

THÈSE

présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

ÉCOLE DOCTORALE : Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace

SPÉCIALITÉ : Géophysique externe

Athina VAROTSOU

**Utilisation de modèles physiques pour comprendre la dynamique
des ceintures de radiation d'électrons de la terre**

Soutenue le 13 décembre 2005 devant le jury :

MM.	H.	RÈME	Président
	D.	BOSCHER	Directeur de thèse
	D.	DELCOURT	Rapporteur
Mme	B.	ESCUDIER	
M.	F.	LEFEUVRE	Rapporteur

Remerciements

Quand je suis arrivée en France, en Septembre 2001, je ne m'attendais pas à y rester quatre ans ! Pendant ce long parcours, j'ai bénéficié du soutien de plusieurs personnes : des amis, des collègues, des collègues qui sont devenus amis, de ma famille.

La personne grâce à laquelle j'ai décidé de continuer en thèse à l'ONERA, après mon DEA, est sûrement Daniel, mon directeur de stage et de thèse par la suite. Sa façon de m'expliquer les choses, de me motiver et de me soutenir durant les moments où je paniquais- surtout en vue d'une présentation orale !- m'ont encouragé à continuer et à prendre la décision d'entreprendre ce projet de trois ans au Desp, à l'Onera et à Toulouse. La suite a aussi été très enrichissante. La façon de Daniel de mettre tout en cause m'a permis de me poser beaucoup de questions tout au long de cette thèse !

Dans la même équipe, j'aimerais remercier spécialement Sébastien Bourdarie pour son soutien pendant des périodes difficiles que j'ai traversées. Sébastien, toujours très occupé, a été disponible pour écouter mes inquiétudes, mes problèmes et mes questions. De très près, Angélica- avec qui on a partagé le même bureau pendant presque trois ans- a toujours eu les bonnes suggestions et propositions à me faire. Nos discussions au cours de la journée rendaient le travail plus agréable. En grande partie, le bon niveau du français de ce manuscrit est grâce à elle ! Les deux autres membres de l'équipe, Didier et Vincent, ont toujours eu les bonnes paroles au bon moment ! Didier avec son humour et Vincent avec sa gentillesse, ont été un support important pour moi.

En dehors de l'équipe MEM, j'aimerais remercier toutes les personnes du DESP pour m'avoir accueillie dans leur labo. Tout le monde sans exception a toujours été très gentil et prêt à venir à mon aide quand j'en avais besoin. Parmi ces gens je dois remercier spécialement ma « maman » française, Jaqueline ! Elle a été la personne à laquelle je pouvais me confier, qui était toujours prête à m'écouter et me conseiller, qui s'intéressait toujours- même quand la vie ne lui souriait pas- et qui était toujours volontaire pour me serrer dans ses bras !

Claude et Stéphane ont toujours su comment me faire sourire et leur constant intérêt m'a beaucoup touché. Derrière leur façade de « blagueurs » ils sont deux personnes très gentilles et attentionnées.

Un grand merci aussi à mon collègue de bureau Christophe ! Je le remercie de m'avoir accueilli dans son bureau pendant la dernière année de thèse- incontestablement l'année la plus difficile de ces trois ans. Son humour...particulier et ses arguments sur différents sujets ont été la source de rires, de discussions, de problématiques et de confrontations très enrichissantes et amusantes ! Tout ça va beaucoup me manquer au pays des cowboys !

Pendant ces trois ans de thèse au Desp, j'ai pu partager beaucoup de bonnes choses avec les autres doctorants qui faisaient le même effort que moi. Surtout pendant la période d'écriture du manuscrit, je pense que nous sommes devenus très proches et j'espère garder toujours un bon contact avec eux. Thomas, je te souhaite beaucoup de bonheur et de succès pour l'avenir et je te remercie d'être mon ami proche. Pierre V., nous avons partagé des moments difficiles pendant les derniers mois de 2005, étant les deux derniers à ne pas avoir fini l'écriture de la thèse ! Mais nous avons survécu et nous voilà maintenant partis pour les deux bouts du monde ! Mes meilleurs vœux pour ton avenir ! Pierre Cr., au bureau à côté a été un compagnon aussi dans ces derniers mois de stress et d'inquiétudes et je tiens à le remercier. Bonne chance à toi aussi !

De tous les doctorants- docteurs maintenant !- du Desp, le plus grand merci va à Aurélie ! Ma copine du DEA, qui est devenue copine de thèse- à deux bureaux plus loin- et finalement une amie à vie ! Aurélie et François vous seraient toujours dans mon cœur.

En sortant du labo, plusieurs personnes m'ont soutenu pendant ce parcours. Depuis que je suis arrivée à Toulouse j'ai rencontré des amis qui par la suite sont partis, ensuite d'autres sont arrivés, mais quelques personnes ont toujours été là pour moi. Premier à me soutenir, m'écouter, me motiver et surtout me supporter pendant cette dernière année est Marco. Je vais jamais oublié sa patience et son attention pour moi qui m'ont beaucoup touchée. Une grande partie de la réussite de cette thèse est grâce à lui !

Mes chers amis Pedro et Nanou ont aussi été toujours là pour moi et je les remercie infiniment. Je tiens à remercier aussi Iannis pour tout son soutien en ce qui concerne la thèse mais pas seulement et M. Sotiropoulos pour son intérêt et sa gentillesse. Mme Laribot a aussi été toujours très attentionnée envers moi en ouvrant sa maison pour m'accueillir avec plaisir.

Au delà de la France, des personnes très importantes pour moi ont pu me soutenir, malgré la distance qui nous sépare, prouvant ainsi que les sentiments forts ne s'affaiblissent pas quand ils sont fondés sur des racines fortes. En Grèce donc, mon pays natal qui n'est jamais sorti de ma tête et de mon cœur, j'aimerais remercier ma famille et mes amis pour être toujours là pour moi. Après cette épreuve- en quelque sorte- de quatre ans je suis sûre que nous n'allons jamais nous quitter même si la distance entre nous va maintenant augmenter. Le temps passe, la vie avance et les choix que l'on fait ne sont pas toujours faciles. Nos projets nous amènent souvent loin des personnes que nous aimons. Je pense que l'essentiel est de profiter de tout moment partagé avec ses proches et de ne jamais les oublier en envoyant même de loin, un petit mot, en faisant un petit geste.



Enfin, en ce qui concerne la réussite de cette thèse je tiens à remercier Richard Horne et Nigel Meredith pour la bonne collaboration que nous avons eue et leur bonne volonté à m'aider et répondre à toutes mes questions. De l'autre côté de l'Atlantique, Reiner Friedel et Joseph Koller ont su comment m'aider dans des moments difficiles et m'indiquer la solution quand je croyais qu'elle n'existait pas.

Je remercie aussi Dominique Delcourt et François Lefeuvre pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse ainsi que Henri Rème et Bénédicte Escudier pour avoir accepté de faire partie du jury.

Tables des matières

RESUME	7
GLOSSAIRE	9
I. INTRODUCTION	
I.1. L'Environnement Spatial Terrestre	13
I.1.1. Le Soleil	13
I.1.1.a. Le vent solaire	13
I.1.1.b. L'activité solaire	15
I.1.2. La Magnétosphère Terrestre	16
I.1.2.a. La magnétopause	16
I.1.2.b. L'onde de choc et la magnétogaine	17
I.1.2.c. Les cornets polaires	17
I.1.2.d. Le champ magnétique terrestre	17
I.1.2.e. Les courants dans la magnétosphère calme	18
I.1.2.f. La magnétosphère interne	19
I.1.3. Les Ceintures de Radiation Terrestres	20
I.1.3.a. La structure des ceintures de radiation	20
I.1.3.b. Les particules piégées	21
I.1.3.c. Les trois mouvements périodiques des particules piégées	22
I.1.3.d. Processus physiques impliqués	25
I.1.4. La Dynamique de la Magnétosphère	26
I.1.4.a. L'activité magnétique : orages et sous-orages magnétiques	26
I.1.4.b. Les indices géomagnétiques	27
I.2. Étude des Ceintures de Radiation : Besoins, Observations et Modèles	27
I.2.1. Le Besoin	27
I.2.2. Les Observations- Ceintures de Radiation : Orbites Utilisées	28
I.2.3. Les Modèles Empiriques	29
I.2.4. Le Modèle Physique Salammbô	30
I.2.4.a. Les invariants adiabatiques	30
I.2.4.b. Les processus physiques inclus dans le modèle	31
I.3. Les Problématiques Concernant la Ceinture Externe d'Électrons : Accélération des Électrons à des Énergies Relativistes	32
I.3.1. Problématiques	32
I.3.2. Accélération des Électrons à des Énergies Relativistes	33
I.3.2.a. Les électrons relativistes dans la ceinture d'électron : observations	33
I.3.2.b. Sources des électrons relativistes	34
I.3.2.c. Les limites de la diffusion radiale	34
I.3.2.d. Définition de l'interaction résonante des électrons avec des ondes de très basse fréquence	35
I.4. Le Cadre de l'Étude	36
II. LES PROCESSUS D'ACCÉLÉRATION D'ÉLECTRONS DANS LA CEINTURE EXTERNE	

II.1. La Diffusion Radiale en Fonction de l'Activité Géomagnétique	38
II.1.1. Introduction	38
II.1.2. Historique du Calcul des Coefficients de Diffusion Radiale	38
II.1.2.a. Les années 1965-1981	38
II.1.2.b. Les années suivantes	41
II.1.3. Les Premiers Coefficients de Diffusion Radiale Dans le Modèle Salammbô	42
II.1.4. Les Nouveaux Coefficients en Fonction de l'Activité Géomagnétique	43
II.1.4.a. Les mesures utilisées	43
II.1.4.b. Définition d'un orage	43
II.1.4.c. Le calcul des coefficients en fonction de l'indice Kp	44
II.1.4.d. Définition de l'expression des coefficients en fonction de Kp	45
II.1.4.e. Conclusion-Discussion	48
II.2. L'Interaction des Électrons avec des Ondes de Type « Whistlers » en dehors de la Plasmasphère	49
II.2.1. Les Ondes Chorus	49
II.2.2. Prise en Compte des Ondes Chorus dans le Modèle Salammbô	50
II.2.2.a. Les coefficients de diffusion : le code PADIE	50
II.2.2.b. Les caractéristiques des ondes et de l'environnement : dépendance en Kp	55
II.2.2.c. Interpolation et moyenne sur la dérive	59
II.2.2.d. L'équation de diffusion	60
II.2.2.e. Les difficultés rencontrées en introduisant le terme croisé D_{yE}	60
III. MODELISATION DES CEINTURES D'ÉLECTRONS TENANT COMPTE DE LA DIFFUSION RADIALE ET DES INTERACTIONS AVEC LES ONDES	
III.1. Introduction	66
III.2. L'État Stationnaire	67
III.2.1. Le Calcul	67
III.2.2. Les Fonctions de Distribution	67
III.2.2.a. Variation en fonction de L	67
III.2.2.b. Variation en fonction de l'angle d'attaque équatorial	70
III.2.2.c. Variation en fonction de l'énergie	71
III.2.2.d. Principales conclusions	73
III.2.3. Les Flux : Comparaison avec des Mesures Moyennes Géostationnaires	73
III.2.4. Principales Conclusions de l'Étude de l'État Stationnaire	75
III.3. Étude Dynamique	75
III.3.1. Le Calcul - Variation de l'Indice Kp Dans la Simulation Dynamique	75
III.3.2. Les Fonctions de Distribution des Électrons Relativistes : Résultats	76
III.3.2.a. Les fonctions de distribution en fonction de L	77
III.3.2.b. Les fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial	78
III.3.3. Les Fonctions de Distribution des Électrons Relativistes : Principales Conclusions	81
III.3.4. Variation des Fonctions de Distribution en Fonction de l'Énergie : Résultats	82
III.3.5. Variation des Fonctions de Distribution en Fonction de l'Énergie : Principales Conclusions	86
III.3.6. Le Temps de Réponse	86
III.3.7. Les Flux : Résultats	87
III.3.8. Les Flux : Principales Conclusions	89
III.3.9. Principales Conclusions de l'Étude Dynamique	89

III.4. Étude Paramétrique	90
III.4.1. Variation des Coefficients de Diffusion Radiale	90
III.4.1.a. États stationnaires	90
III.4.1.b. La dynamique	91
III.4.1.c. Variation de la condition initiale	92
III.4.2. Variation de la Condition Limite	93
III.4.2.a. États stationnaires	94
III.4.2.b. La dynamique	95
III.4.3. Principales Conclusions de l'Étude Paramétrique	96
IV. CONCLUSIONS GENERALES, DISCUSSION ET PERSPECTIVES	
IV.1. Conclusions Générales de notre Étude et Discussion	99
IV.2. Perspectives	101
PUBLICATIONS-COMMUNICATIONS	105
BIBLIOGRAPHIE	108

Résumé

Depuis la découverte des ceintures de radiation terrestres par James Van Allen, à la fin des années 50, l'intérêt d'explorer cette région qui entoure la Terre et de comprendre la physique impliquée n'a pas cessé de s'exprimer. Cet environnement étant très radioactif, il constitue un danger important pour les satellites en vol et les humains dans l'espace. L'intérêt de l'étudier est dirigé aussi par le besoin de l'industrie du spatial de protéger ses investissements.

Pour avancer dans cette direction plusieurs types de modèles se sont construits et continuent encore de nos jours à évoluer. Le Département d'Environnement Spatial à l'ONERA, centre de Toulouse, a entrepris dans les années 90 le développement d'un modèle physique de ceintures de radiation terrestres, le modèle Salammbô. Depuis sa conception, le modèle Salammbô n'a pas cessé d'évoluer, grâce à la réalisation de plusieurs thèses et de recherches continues.

Dans le cadre de cette thèse, le but était d'étudier la dynamique qui caractérise la ceinture externe d'électrons. Très tôt dans l'histoire de la recherche sur les ceintures de radiation, le processus de diffusion radiale a été identifié comme le processus clé de la dynamique observée. A l'heure actuelle, l'accélération locale des électrons par les interactions résonantes avec des ondes de type « whistlers » (en dehors de la plasmasphère) constitue le candidat le plus probable pour expliquer l'augmentation importante des flux d'électrons de haute énergie, observée suite à un orage magnétique. Les travaux de cette thèse se sont focalisés sur l'étude de l'effet combiné de la diffusion radiale et de ces interactions ondes-électrons en dehors de la plasmasphère. Les coefficients de diffusion radiale, déterminés en fonction de l'activité magnétique à partir des mesures du satellite CRRES, sont intégrés dans le code Salammbô. Les coefficients de diffusion en énergie et en angle d'attaque qui décrivent l'effet moyen des interactions des électrons avec les ondes type « whistlers » à l'extérieur de la plasmasphère ont été aussi introduits dans le modèle.

Les résultats de cette étude montrent que les ondes chorus (ondes type « whistlers ») accélèrent fortement les électrons à des énergies relativistes en dehors de la plasmasphère. Quand le processus de diffusion radiale et l'accélération locale des électrons par les ondes sont pris en compte dans les simulations, les deux processus sont en compétition et le résultat final dépend de la puissance relative des deux.

Mots Clés

Magnétosphère, Ceintures de radiation, Electrons, Modèle physique, Dynamique, Diffusion radiale, Interactions ondes-particules.

Glossaire

A_m, A_e	constantes proportionnelles aux carrés moyens des fluctuations du champ électromagnétique et du champ électrostatique respectivement
α_{eq}	angle d'attaque équatorial de la particule
α_c	angle d'attaque limite de piégeage des particules
B	intensité du champ magnétique
B_{eq}, B_0	intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique
B_m	intensité du champ magnétique au point miroir de la particule
B_z	intensité du champ magnétique interplanétaire
c	vitesse de la lumière
γ	le facteur relativiste
$D_{\alpha\alpha}$	coefficient de diffusion en angle d'attaque
$D_{\alpha E}, D_{yE}$	terme croisé
D_{EE}	coefficient de diffusion en énergie
D_{LL}	coefficient de diffusion radiale
D_{LL}^E	coefficient de diffusion radiale dû aux perturbations électrostatiques
D_{LL}^M	coefficient de diffusion radiale dû aux perturbations électromagnétiques
D_{yy}	coefficient de diffusion en angle d'attaque équatorial
E, E_0	énergie et énergie de repos de la particule
f	fonction de distribution
\vec{F}	force de Lorentz
j	flux des particules
J	deuxième invariant adiabatique
\vec{J}	vecteur des variables actions (J_1, J_2, J_3) associées respectivement aux mouvements de giration, de rebond et de dérive

$k_{//}$	composante parallèle au champ magnétique du vecteur d'onde
K_p	indice géomagnétique tri-horaire
L	paramètre de McIlwain
L_{pp}	position de la plasmopause
λ, λ_m	latitude magnétique
M	premier invariant adiabatique (le moment magnétique)
m	masse de la particule
μ	moment magnétique de la particule
n	résonance harmonique
p	moment
q	charge de la particule
R_E, R_T	rayon moyen de la Terre
r_c	rayon de Larmor de la particule
t	temps
T	durée de la perturbation suite à un orage magnétique
τ_c, τ_b, τ_d	période de giration, période de rebond et période de dérive
UA	unité astronomique, distance moyenne de la Terre au Soleil ($1\text{UA}=1,49 \cdot 10^{11}\text{m}$)
$V, v_{\perp}, v_{//}$	vitesse de la particule le long de la ligne du champ et composantes perpendiculaire et parallèle au champ magnétique ambiant
y	sinus de l'angle d'attaque équatorial
ψ	angle entre la direction de propagation de l'onde et le champ magnétique local
Z	nombre atomique
Φ	flux magnétique contenue dans la coquille de dérive (troisième invariant adiabatique)
$\vec{\varphi}$	vecteur des variables angles

ω	fréquence de l'onde
ω_c	fréquence de giration de la particule chargée
Ω_e	fréquence cyclotron de l'électron
ω_{pe}	fréquence plasma
ω_{pe}/Ω_e	rapport de la fréquence plasma sur la fréquence cyclotron de l'électro

INTRODUCTION

I.1 L'Environnement Spatial Terrestre

Notre système solaire se trouve dans un endroit plutôt calme de la Galaxie, mais à l'intérieur de ce système les conditions sont très agitées. Ceci est dû à la présence du Soleil, une étoile très active. La Terre, qui se trouve à 150 millions de kilomètres 'seulement' du Soleil, subit toutes les conséquences de son activité.

I.1.1. Le Soleil

Le soleil est une étoile de taille et de luminosité intermédiaires. Son rayon est d'environ 7.10^5 km et il accomplit une rotation complète en 25 jours à l'équateur et 36 jours aux pôles. Ce phénomène, appelé « rotation différentielle », est dû au fait que le Soleil n'est pas un corps solide. Pour des raisons pratiques, la période est souvent fixée à 27 jours, résultant de la combinaison d'une rotation solaire à 25 jours et de 2 jours de rotation de la Terre autour de l'astre.

Le Soleil est constitué de 71 % d'hydrogène et 27% d'hélium en masse. D'autres éléments sont aussi présents, comme l'oxygène (0,97%), le carbone (0,40%), le nitrogène (0,096%) et autres. Cette composition change lentement, l'hydrogène se convertissant en hélium par fusion nucléaire à l'intérieur de son noyau. Ce processus produit de l'énergie qui est continuellement absorbée et réémise à des températures de plus en plus basses, tout en gagnant la surface. La surface du Soleil, appelée la photosphère, est à une température qui décroît avec la distance d'une valeur maximale de 10000 K.

Au dessus de la photosphère se trouvent deux couches transparentes. La première est la chromosphère, visible durant les éclipses, où la température est plutôt stable, de l'ordre de 10000 K. La région au-dessus de la chromosphère à laquelle on se réfère comme la haute atmosphère du Soleil, s'appelle la couronne. La température de la couronne solaire s'étend de quelques dizaines de milliers de degrés à plus d'un million de degrés.

Le Soleil, pris comme un tout, ne dispose pas de champ magnétique global. Cependant, si on prend l'intensité moyenne de tous les champs localisés à la surface du Soleil, il donne l'impression d'avoir un champ magnétique global des milliers de fois plus intense que celui de la Terre. L'évolution de ces champs locaux est très importante car de leur activité dépend directement l'évolution de tous les phénomènes que l'on observe à la surface du Soleil et dans le milieu interplanétaire : les taches sombres, les centres actifs, apparaissent à l'endroit où les lignes de force d'un champ magnétique très puissant percent la surface solaire, le cycle solaire est le résultat du recyclage des champs magnétiques par l'écoulement du matériel à l'intérieur du Soleil et les protubérances, eux pouvant provoquer une éjection de masse coronale (CME), sont des nuages dense de matériel suspendu en dessus de la surface solaire par des boucles de champ magnétique. De plus les boucles coronales, les éruptions coronales et les plumes polaires sont aussi associées aux champ magnétiques solaires.

I.1.1.a. Le vent solaire

La couronne solaire contient un plasma très chaud dont la température dépasse le million de degrés. Par conséquent, la vitesse d'agitation thermique des électrons devient supérieure à leur énergie de liaison gravitationnelle avec le Soleil et ils peuvent donc échapper à son emprise. Du fait de leurs charges électriques négatives, ils attirent les protons et les ions chargés positivement et les entraînent avec eux dans l'espace interplanétaire. La couronne n'a donc pas de frontière précise. Son expansion se manifeste par ce flot de matière ionisée qui

baigne tout le système planétaire et qu'on appelle le vent solaire. Le vent solaire est composé principalement de protons (80 à 95%) et de particules alpha- noyaux d'Hélium- (5 à 20%), mais il contient aussi des électrons et des traces infimes d'ions d'éléments plus lourds (0,5%), tels que l'oxygène et le carbone. Les particules dans le plasma ne subissent pas de collisions binaires entre elles, leur libre parcours moyen étant de l'ordre de l'unité astronomique ($1\text{AU} \sim 1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$). La densité du plasma décroît comme l'inverse du carré de la distance au Soleil.

A cause de la différence de pression qui existe entre la couronne solaire et le milieu interplanétaire, le vent solaire acquiert une vitesse supersonique. Au niveau de l'orbite terrestre, sa vitesse moyenne est de l'ordre de 400 km.s^{-1} . Plus en détail, le vent solaire comporte deux composantes, une composante issue de la zone équatoriale (où le champ magnétique est faible) qui est un flux continu de vitesse proche de 400 km/s et une composante issue des trous coronaux polaires (région où les lignes de champ sont ouvertes vers l'espace), associée à des vitesses de l'ordre de 1000 km/s (figure I.1.). Les deux composantes interagissent- surtout pendant la phase du déclin du cycle solaire où les trous coronaux se déplacent vers l'équateur- formant ainsi une région d'interaction rotative (CIR, "Corotating Interaction Region"). En amont et en arrière de la surface d'interaction des deux écoulements deux ondes de choc se créent (le vent solaire possédant d'une vitesse supérieure à celle du son), le premier se déplace dans la même direction que le vent solaire et le deuxième se dirige vers le soleil.

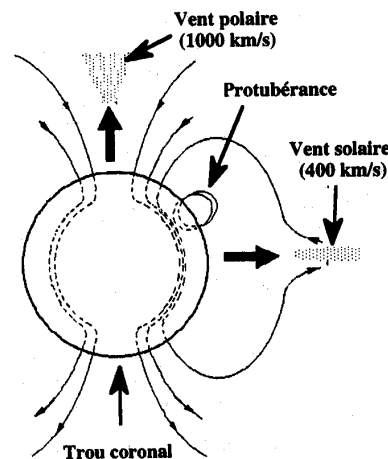


Figure I.1. Principales structures du champ magnétique et sources du vent solaire.

L'expansion du vent solaire et la rotation solaire fixent la structure du champ magnétique interplanétaire (IMF, "Interplanetary Magnetic Field") dans la zone proche du plan équatorial : gelé dans le plasma, le champ est entraîné avec lui, et compte tenu de la rotation, les lignes de forces ancrées dans la couronne s'enroulent en spirale d'Archimède (Figure I.2.). De part et d'autre de cette zone qui forme le feuillet neutre, les lignes de champ magnétique dirigées vers le Soleil dans un hémisphère, s'en éloignent dans l'autre. Les singularités présentes à la surface du Soleil (trous coronaux, protubérances), dont l'expansion et la position varient au cours du cycle, déforment le champ magnétique. Dans la réalité le feuillet neutre présente une structure en « jupe de ballerine » (Figure I.3.) dont le nombre de plis change au cours du temps (jusqu'à 4 en maximum solaire). Du fait de la rotation solaire et du déplacement de la Terre sur son orbite, celle-ci va ainsi successivement traverser des secteurs dans lesquels le champ interplanétaire change de signe, ce qui correspond à des conditions de couplage avec le champ géomagnétique totalement différentes.

Au niveau de l'orbite terrestre, la densité du vent solaire est en moyenne de l'ordre de 5 cm^{-3} (mais des facteurs 20 sont possibles suivant la période du cycle). Au même niveau, le champ magnétique interplanétaire possède d'une intensité moyenne de 5 nT et fait un angle d'à peu près 45° avec la direction Soleil-Terre. En passant au voisinage de la Terre, le vent solaire interagit avec le champ magnétique terrestre. Le résultat est la formation d'une cavité naturelle autour de la Terre, où le champ géomagnétique domine, qui s'appelle magnétosphère. La magnétosphère terrestre est normalement exposée à la composante lente du vent solaire mais elle subit des fortes perturbations lors de l'extension des trous coronaux à basse latitude solaire (CIR).

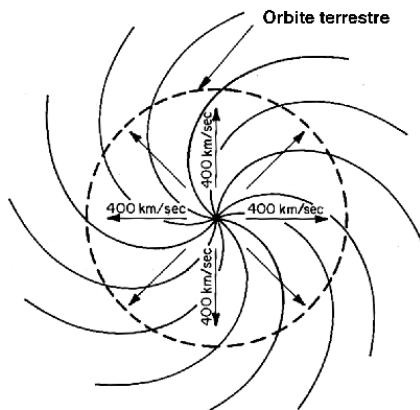


Figure I.2. Représentation schématique de la structure en spirale du champ magnétique interplanétaire.

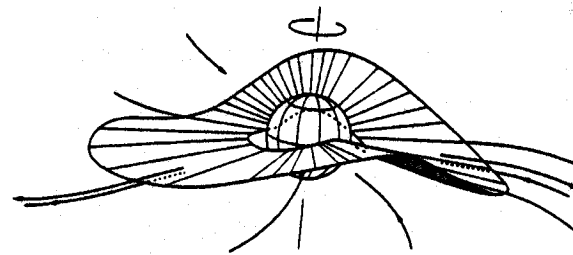


Figure I.3. Structure en « jupe de ballerine » du feuillet neutre du vent solaire.

Le vent solaire ne s'arrête que quand le gaz d'hydrogène interstellaire dans lequel baigne toute la Galaxie devient plus important. Cette frontière de la domination du vent solaire s'appelle héliopause et se situe à environ 300 UA du Soleil.

I.1.1.b. L'activité solaire

L'activité du Soleil présente un cycle caractéristique de 11 ans. Cette modulation se décline comme suit : 4 ans pour atteindre un maximum d'activité et 7 ans pour revenir vers le minimum de son activité. Les taches solaires sont des indicateurs du niveau de l'activité solaire. Elles apparaissent aux plus hautes latitudes au début du cycle et ensuite migrent à l'équateur trois ans après le maximum solaire. Quand l'activité solaire est maximale, le nombre de taches est aussi maximal (Figure I.4.). Tous les cycles ne sont pas identiques et en pratique on ne peut prédire de façon fiable l'amplitude des variations de l'activité solaire à long terme.

Deux phénomènes très répandus de l'activité solaire sont les éruptions et les éjections de masse coronale (CME : « Coronal Mass Ejection »). Les éruptions sont des phénomènes localisés extrêmement violents d'émission de photons (éruption optique) et de particules (protons) d'énergie allant jusqu'à quelques centaines de MeV. Elles se produisent près des taches solaires, habituellement le long de la ligne neutre entre deux régions de directions opposées de champ magnétique. Des ondes de choc, développées dans le milieu interplanétaire, créent des discontinuités de vitesse et de densité du vent solaire et accélèrent les particules d'éruption. L'énergie totale libérée pendant ces événements est autour de 10^{21} - 10^{25} J. Les éjections de masse coronale dégagent une énergie bien supérieure. Ce sont des explosions brutales de matière (plasma) qui se trouve piégée dans une boucle magnétique (champ

magnétique fermé). Les CME sont souvent associés à des éruptions solaires et des éruptions de protubérances dans la couronne solaire, mais ils peuvent se produire aussi en absence de ces processus. Ces éjections constituent un événement majeur et leur impact sur la magnétosphère peut être très important.

Les éruptions solaires comme les éjections de masse coronale sont corrélées avec le cycle solaire et sont observées préférentiellement en maximum solaire. En revanche, le rayonnement cosmique qui arrive à traverser l'héliosphère est en anticorrélation avec l'activité solaire, puisque quand l'activité est forte le champ magnétique interplanétaire est aussi fort et les rayons cosmiques sont déviés.

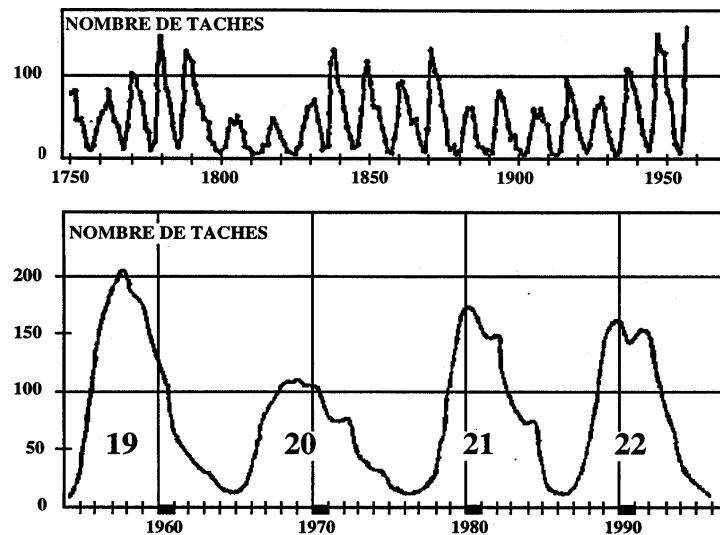


Figure I.4. Variation de l'activité solaire au cours du temps, mesurée par le nombre des taches.

I.1.2. La Magnétosphère Terrestre

La magnétosphère est l'espace autour de la Terre où le champ géomagnétique domine (Figure I.5). C'est une cavité magnétique qui résulte du confinement du champ magnétique terrestre par la pression dynamique du vent solaire [Chapman et Ferraro, 1931].

Sous l'effet du vent solaire, elle est comprimée du côté jour et étirée du côté opposé du soleil, une queue se forme donc du côté nuit. La magnétosphère constitue une protection naturelle pour notre planète contre les particules ionisées du vent solaire.

I.1.2.a. La magnétopause

La limite de la magnétosphère en dehors de laquelle s'écoule le vent solaire s'appelle magnétopause. La magnétopause est une fine couche de plasma qui sépare le champ magnétique du vent solaire (transporté dans la magnétogaine) de celui de la Terre. A cet endroit la pression cinétique des particules du vent solaire est en équilibre avec la pression magnétique du champ magnétique terrestre. Mais, à cause des variations continues de la pression exercée par le vent solaire, cette frontière ne cesse de bouger. Et bien que considérée théoriquement comme infranchissable (l'absence de collisions binaires ne devrait pas permettre la diffusion des particules à travers le champ magnétique), une partie du plasma solaire arrive jusqu'à la magnétosphère. La position et la forme de la magnétopause varie selon les perturbations du vent solaire. En moyenne elle se situe à environ 10 rayons terrestres

du côté du Soleil, mais elle peut se déplacer à moins de 6 rayons terrestres (orbite géostationnaire) quand la pression exercée sur la magnétopause par le vent solaire augmente considérablement. Dans les directions de l'aube et du crépuscule, la magnétopause se situe à environ 16 rayons terrestres et du côté nuit la queue s'étend jusqu'à plusieurs centaines de rayons terrestres [Ness, 1965].

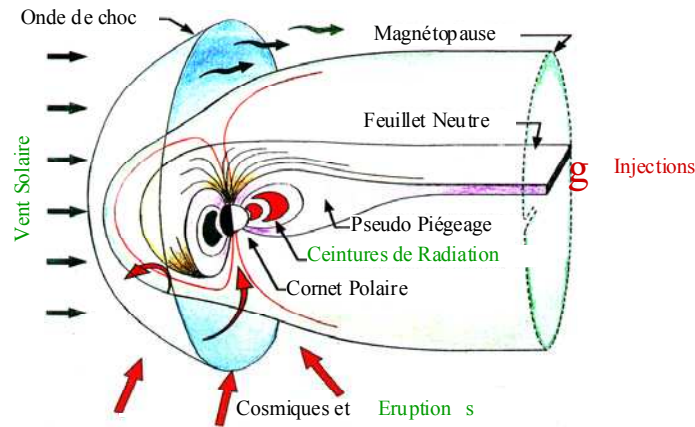


Figure I.5. La structure de la magnétosphère terrestre.

I.1.2.b. L'onde de choc et la magnétogaine

Avant que le vent solaire ne se heurte à la magnétosphère, il est brutalement ralenti et chauffé formant ainsi un choc (distance moyenne depuis la Terre : 14 rayons terrestres). La structure du choc en amont de la magnétosphère est complexe car les processus de diffusion de l'énergie (ralentissement du plasma et chauffage) sont liés à des processus électromagnétiques variés. Une fois l'onde de choc traversée, le vent solaire est défléchi et tend à s'écouler le long de la magnétopause. La région intermédiaire entre l'onde de choc et la magnétopause, la magnétogaine, contient un plasma plus dense, plus lent et plus chaud que celui qui constitue le vent solaire. Il est le résultat de la thermalisation du vent solaire. La vitesse d'écoulement à l'intérieur de cette région transitoire est plus rapide au niveau des flancs que sur face avant, ce qui donne naissance à une géométrie des lignes de champ « drapées » autour de la magnétosphère.

I.1.2.c. Les cornets polaires

A proximité de la surface de la magnétopause, le champ magnétique de la Terre est pratiquement toujours tangentiel à la région frontière, jouant ainsi le rôle de barrière de protection contre le vent solaire. Cependant, il existe deux régions, une sur chaque Hémisphère, où il devient presque perpendiculaire à la magnétopause, fournissant donc aux particules du vent solaire un accès direct à la haute ionosphère. Ces deux régions très particulières sont appelées cornets polaires (elle sont mises en évidence par Chapman et Ferraro [1931]). Situées généralement à une latitude d'environ 75° , leurs positions exactes varient cependant en fonction de la pression cinétique du vent solaire et de l'orientation du champ magnétique interplanétaire [Newell et Meng, 1994; Newell et al., 1989].

I.1.2.d. Le champ magnétique terrestre

Le champ géomagnétique est la somme de deux termes, un terme d'origine interne et un terme d'origine externe.

Le champ magnétique interne est considéré comme un dipôle, décentré et incliné (Figure I.6). L'axe géomagnétique est incliné d'environ 11° par rapport à l'axe de rotation de la Terre et est décentré d'environ 400 km par rapport au centre de la Terre, vers le Pacifique Ouest (cause de l'anomalie de l'Atlantique Sud où le champ magnétique est plus faible). Mais la déclinaison magnétique n'est pas constante dans le temps. En raison du mouvement complexe du noyau de la Terre, le champ magnétique subit un changement lent et continu appelé variation séculaire. Le pôle nord magnétique (N_M) est à environ 1000 km du pôle nord géographique (N_G), en direction du Canada. La position actuelle du pôle nord magnétique est $81^\circ N$ et $110^\circ W$ mais il se rapproche actuellement du pôle nord géographique à une vitesse moyenne de 40 km/an. Le pôle sud magnétique, quant à lui, se trouve au large de la Terre Adélie, dans la mer d'Urville, à $65^\circ S$ et $138^\circ E$.

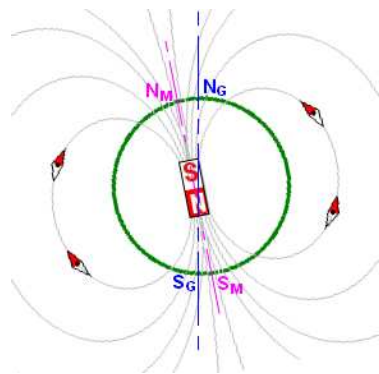


Figure I.6. Le champ magnétique terrestre : un dipôle décentré et incliné.

Le champ magnétique terrestre d'origine externe est dû aux champs transportés par le vent solaire et induits par les courants dans la magnétosphère. Il présente des variations rapides liées à l'activité solaire.

I.1.2.e. Les courants dans la magnétosphère calme

L'interaction entre les particules du vent solaire et le champ magnétique terrestre entraîne la formation d'un courant circumpolaire tournant vers l'Est à la surface de la magnétopause (figure I.7).

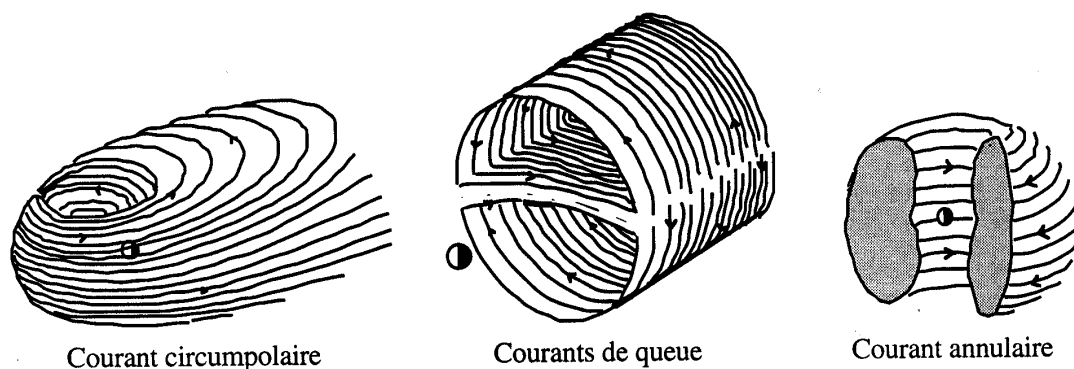


Figure I.7. Les divers courants magnétosphériques.

Dans la queue de la magnétosphère, de part et d'autre du feuillet neutre, la circulation des particules chargées est gouvernée par le champ magnétique, dirigé vers la Terre dans le

lobe Nord et dans le sens opposé dans le lobe Sud. Cette configuration entraîne la formation de courants perpendiculaires à la queue à la surface des lobes avec bouclage dans le feuillet neutre (figure I.7).

Enfin la dérive des particules piégées (due au gradient du champ et à la courbure des lignes de force), vers l'Est pour les électrons et vers l'Ouest pour les protons, forme le courant annulaire dans un cylindre dont la hauteur serait de l'ordre de $2 R_T$ et les rayons intérieur et extérieur respectivement d'environ 2 et $6 R_T$ (figure I.7).

I.1.2.f. La magnétosphère interne

La région de la magnétosphère proche de la Terre (en dessous de 10 rayons terrestres), dont le champ magnétique est de forme (approximativement) dipolaire, est généralement appelée magnétosphère interne.

Cette région est constituée en grande partie de plasma d'origine ionosphérique, en opposition avec le reste de la magnétosphère composé en majorité de plasma d'origine solaire. En ce qui concerne le vent solaire, il fournit une quantité très importante de particules en amont de la magnétosphère, d'une moyenne de 10^{29} ions/s, dont 0,1 à 1% pénètrent dans la magnétosphère terrestre. Des mesures issues des satellites Wind et Geotail [Terasawa et al., 1997] ont montré qu'au delà de $15 R_T$, et pour des périodes d'orientation Nord de l'IMF, le plasma de la queue est dominé par des ions d'origine solaire provenant des flancs de la magnétosphère. Des observations récentes par les satellites Cluster ont mis en évidence les mécanismes de cette pénétration par les flancs, impliquant la formation de structures turbulentes créées par une instabilité de type Kelvin-Helmoltz. Ces particules sont par la suite transportées vers l'intérieur de la magnétosphère.

L'ionosphère est la seconde source principale de plasma de la magnétosphère interne. Couplée à la fois avec l'atmosphère neutre et la magnétosphère, l'ionosphère constitue un important réservoir de plasma. Le plasma ionosphérique aux latitudes moyennes peut s'étendre le long des lignes du champ magnétique et les remplir jusqu'à ce que la pression de gaz de plasma s'égalise le long d'une ligne de champ.

Les ceintures de radiation. Les particules chargées (essentiellement des protons et des électrons), piégées par le champ magnétique terrestre au dessous de 10 rayons terrestres forment les ceintures de radiation, ou ceintures de Van Allen. Cette région, constituée de particules de haute énergie, sera présentée en détail dans la section suivante.

La plasmasphère. A l'intérieur des ceintures de radiation, la rotation de la planète influence le mouvement des particules. Le processus qui domine dans cette région n'est plus la convection (comme dans la queue de la magnétosphère) mais la co-rotation. C'est dans cette région que se forme la plasmasphère. Cette dernière, qui peut être considérée comme l'extension de l'ionosphère, est caractérisé par une haute densité ionique- jusqu'à 10^3 cm^{-3} - (figure I.9) et constitue un endroit privilégié pour le développement d'ondes électromagnétiques. En conditions stationnaires, la frontière de la plasmasphère, la plasmopause [Carpenter, 1963], correspond à la transition entre les équipotentielles fermées dues au champ électrique de co-rotation (radial) et les équipotentielles ouvertes dues au champ électrique de convection (dirigée du crépuscule vers l'aube pour un IMF orienté vers le Sud), ce qui lui confère une forme en 'goutte d'eau' (figure I.8) [Carpenter, 1970; Chappell et al., 1970]. La position de la plasmopause dépend fortement de l'activité géomagnétique : une augmentation du champ électrique de convection pendant des périodes de haute activité provoque le rapprochement de la plasmopause vers la planète, tandis que pendant des conditions calmes on observe une expansion de la plasmasphère à plus haute altitude. Typiquement la plasmopause est située entre 3 et $5 R_T$.

Le courant annulaire. La population des particules piégées qui portent le courant formé autour de la Terre, constituent le courant annulaire. Ces particules ont pour la plupart une

énergie comprise entre ~ 1 keV et quelques centaines de keV. Les espèces majoritaires présentes dans cette région sont les ions H^+ (d'origine solaire et ionosphérique), les ions O^+ (principalement issus de l'ionosphère terrestre), les ions He^{++} (d'origine solaire) et He^+ (issus de la transformation par échange de charge des ions He^{++} , soit directement d'origine ionosphérique). Les électrons, de par leur densité d'énergie négligeable, ne contribuent que peu au courant total dans cette région.

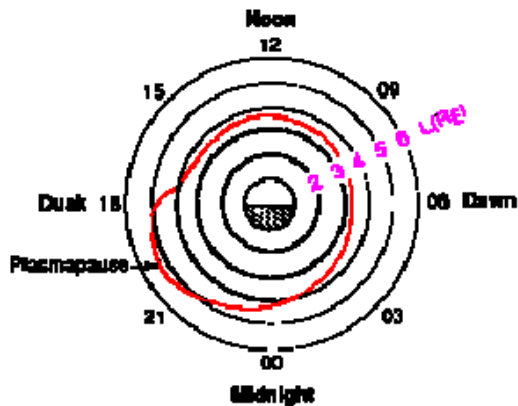


Figure I.8. La forme générale de la plasmaphère dans le plan équatorial. L'aube est à droite et le Soleil en haut.

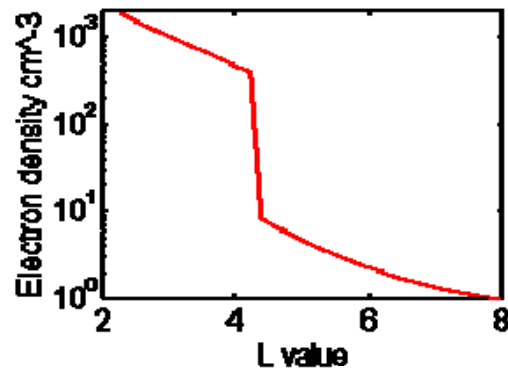


Figure I.9. Un modèle de densité radiale électronique à la plasmapause (d'après Carpenter et Anderson [1992]).

I.1.3. Les Ceintures de Radiation Terrestres

Les ceintures de radiation ont été découvertes en 1958 par James Alfred Van Allen à partir des mesures effectuées par des compteurs Geiger embarqués dans les satellites Explorer 1 et Explorer 3 (Van Allen et al., 1958). Elles sont constituées essentiellement de protons et d'électrons piégés par le champ magnétique terrestre dont les distributions énergétiques peuvent respectivement s'étendre jusqu'à quelques centaines de MeV et moins de 7 MeV.

I.1.3.a. La structure des ceintures de radiation

Dans la ceinture des protons (partie gauche de la figure I.10) un seul maximum est observé pour une valeur de L (distance depuis le centre de la Terre, à l'équateur magnétique) qui dépend de l'énergie. Les flux γ sont très stables et les énergies maximales peuvent atteindre de quelques MeV à quelques centaines de MeV suivant la position.

La ceinture d'électrons plus complexe présente (partie droite de la figure I.10) deux maxima correspondant respectivement aux zones interne et externe :

- la première centrée à $L=1,4$ s'étend jusqu'à $L=2,8$; les populations électroniques γ sont plutôt stables et peuvent atteindre des énergies maximales de l'ordre de 5 MeV ;
- la seconde, centrée à $L=5$, s'étend de $L=2,8$ à $L=10$; les flux d'électrons γ sont beaucoup plus variables et les énergies peuvent atteindre 7 MeV.

Les deux ceintures sont séparées par la région du « slot », région dans laquelle la précipitation des électrons par le rayonnement des émetteurs de très basse fréquence est particulièrement efficace.

Il faut noter que la ceinture externe d'électrons est proche de la Terre dans les cornets polaires et que le dipôle terrestre étant incliné et excentré de 400 km vers le Pacifique Ouest, la ceinture de radiation (protons et électrons) descend à faible altitude au-dessus de l'Atlantique Sud (Anomalie de l'Atlantique Sud).

Finalement, nous devons noter que dans le cas d'une perturbation très intense venant du Soleil, nous avons déjà observé- en Mars 1991- la formation d'une troisième ceinture d'électrons à l'intérieur de la ceinture interne et une deuxième ceinture de protons plus près de la planète [Vampola et Korth, 1992].

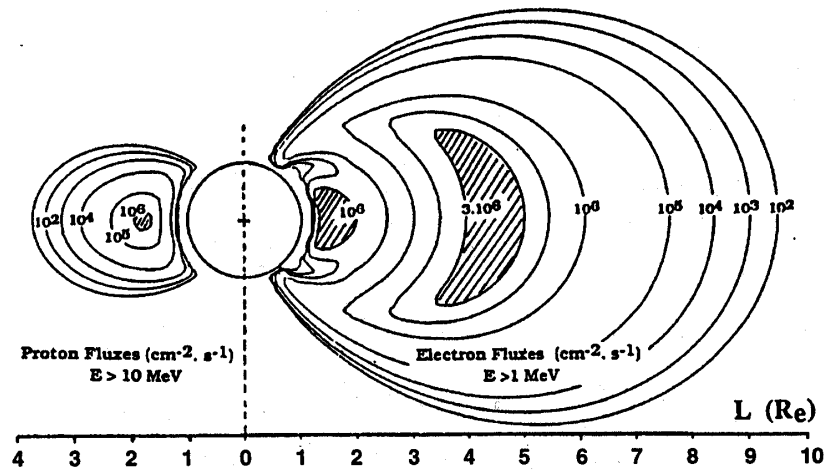


Figure I.10. Isocontours de flux pour les protons et électrons piégés, coupe polaire et coordonnées (L,θ).

I.1.3.b. Les particules piégées

Les principales sources des particules piégées des ceintures de radiation terrestres sont :

- la queue magnétosphérique : alimentation des ceintures via les dérives perpendiculaires aux lignes de champ lors des sous-orages magnétiques (injections à partir de la queue de la magnétosphère dans la couche de plasma). Cette population a pour origine le vent solaire.

- la désintégration de neutrons : production d'électrons et de protons rapides par la désintégration dans la magnétosphère des neutrons produits par l'interaction des rayons cosmiques galactiques (processus "CRAND", Cosmic Ray Albedo Neutron Decay) et des ions très énergétiques, provenant des éruptions solaires (processus "SPAND", Solar Proton Albedo Neutron Decay), avec les atomes de la haute atmosphère.

Ces particules chargées subissent des modifications de vitesses liées au champ magnétique terrestre qui peuvent, lorsque des conditions sur les angles d'incidences et les énergies sont remplies, conduire à des trajectoires plus ou moins stables et au piégeage. Dans ce cas, le mouvement de la particule est la somme de trois composantes (figure I.11), une giration autour de la ligne de champ, un rebond entre deux points miroirs et une dérive lente autour de la planète, vers l'Est pour les électrons et vers l'Ouest pour les protons.

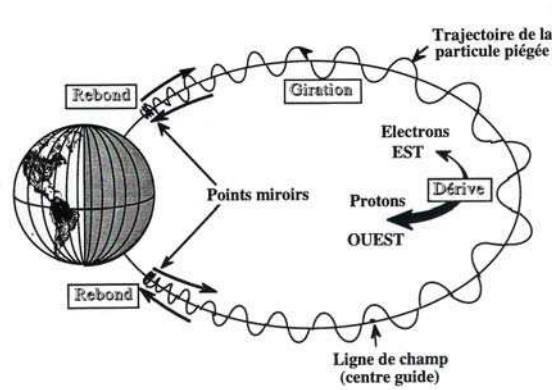


Figure I.11. Mouvements des particules chargées dans le champ magnétique terrestre.

I.1.3.c. Les trois mouvements périodiques des particules piégées

Le mouvement de giration. Le mouvement des particules piégées autour de la ligne de champ est le mouvement de giration (Figure I.12). Considérons une particule qui a une vitesse V et qui se trouve dans un champ magnétique B , comme montré sur la Figure I.12. A cause de la composante de la vitesse qui est perpendiculaire à la direction du champ B , une force de Lorentz qui joue le rôle d'une force centripète est exercée sur la particule et l'oblige à effectuer un mouvement circulaire autour de la ligne de champ. Cette force pour le cas des ceintures de radiation terrestres est donnée par l'équation (I-1), où le champ électrique est considéré comme faible par rapport au champ magnétique.

$$\vec{F}_{\perp} = q\vec{B} \times \vec{v}_{\perp} \quad (\text{I-1})$$

$$\omega_c = \frac{qB}{mc} \quad (\text{a})$$

$$r_c = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (\text{b}) \quad (\text{I-2})$$

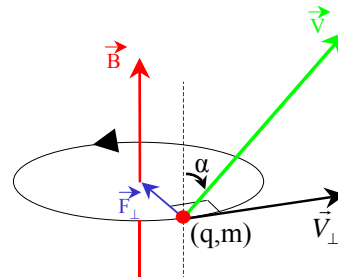


Figure I.12. Le mouvement de giration d'une particule piégée autour de la ligne de champ.

L'angle α entre le vecteur de la vitesse V et le vecteur du champ B s'appelle angle d'attaque de la particule. La fréquence de giration, ou fréquence cyclotron ω_c , et le rayon de son trajectoire r_c , le rayon de Larmor, sont donnés par les équations (I-2). Le mouvement circulaire de la particule crée un champ magnétique de direction opposée à celle du champ géomagnétique. Le moment magnétique qui correspond à ce champ est égal à $\mu = mV_{\perp}^2/2B$.

Le mouvement de rebond. Le mouvement des particules le long de la ligne de champ est le mouvement du rebond (Figure I.13). Ce mouvement est dû à la variation du module du champ géomagnétique le long des lignes de champ. Le module du champ est minimum à l'équateur et augmente de part et d'autre pour être maximum au pied des lignes de champ. Quand une particule se déplace vers des régions où le champ magnétique est plus fort, la force miroir qui est orientée dans une direction opposée s'exerce sur elle et la composante de la vitesse qui est

parallèle au champ diminue, tandis que la composante perpendiculaire augmente (conservation du moment magnétique), puisque l'énergie- et la vitesse- de la particule sont conservées. En même temps l'angle d'attaque α de la particule augmente. Les particules des ceintures se déplacent vers les latitudes élevées jusqu'à un point où la vitesse parallèle s'annule et l'angle d'attaque devient égal à 90° , ce point est le point miroir défini par $B=B_m$ (équation (I-3)).

De l'équation (I-3) on note que le point miroir d'une particule dépend de la valeur de son angle d'attaque à l'équateur α_{eq} . Comme c'est indiqué aussi sur la Figure I.13, il existe une valeur limite d'angle d'attaque α_c en-deçà de laquelle la particule précipite dans l'atmosphère. On détermine le cône de perte comme le cône qui contient les valeurs d'angle d'attaque équatoriaux pour lesquelles les particules vont être perdues dans l'atmosphère terrestre.

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = cste \Rightarrow \frac{mV \sin^2 \alpha_{eq}}{2B_{eq}} = \frac{mV}{2B_m}$$

$$B_m = \frac{B_{eq}}{\sin^2 \alpha_{eq}} \quad (I-3)$$

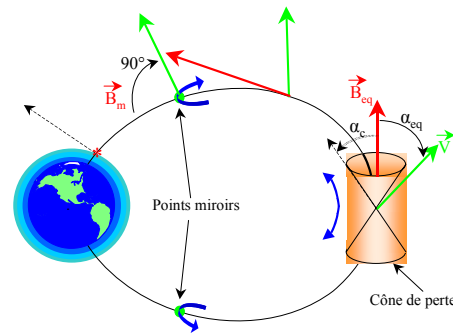


Figure I.13. Le mouvement de rebond des particules piégées le long de la ligne de champ.

Le mouvement de dérive. Le troisième mouvement est le mouvement de dérive autour de la Terre (Figure I.14). L'origine principale de ce mouvement est le gradient radial du champ magnétique de la planète. L'intensité du champ varie perpendiculairement aux lignes dynamiques (qui sont considérées parallèles) et donc le rayon de Larmor des particules varie aussi. Quand l'intensité du champ magnétique est forte, le rayon de Larmor de la particule (équation (I-2b)) devient petit et quand l'intensité du champ est faible, le rayon devient grand. Les particules dérivent alors dans une direction perpendiculaire à celle du champ magnétique. La vitesse de dérive des particules, donnée par l'équation (I-4), détermine un mouvement vers l'Est pour les électrons et vers l'Ouest pour les protons. Ainsi un courant se crée autour de la Terre, avec une direction vers l'Ouest.

La composition des trois mouvements des particules piégées, définit une coquille de dérive, surface fictive parcourue par les électrons et les protons des ceintures de radiation. Le flux magnétique contenu dans la coquille de dérive est donné par l'équation (I-5). La période de cette dérive varie de l'ordre de la minute ou de l'heure selon l'énergie des particules, l'altitude des lignes de force et la latitude des points miroirs. Chaque coquille de dérive peut être définie en champ dipolaire par le paramètre de McIlwain L , égal à la distance en rayons terrestres du point d'intersection d'une ligne de force avec le plan équatorial magnétique au centre du dipôle.

$$\vec{v}_d = \frac{mv_{\perp}^2}{2qB^3} \vec{B} \times \vec{\nabla}_{\perp} B \quad (I-4)$$

$$\Phi = \int \vec{B} d\vec{S} \quad (I-5)$$

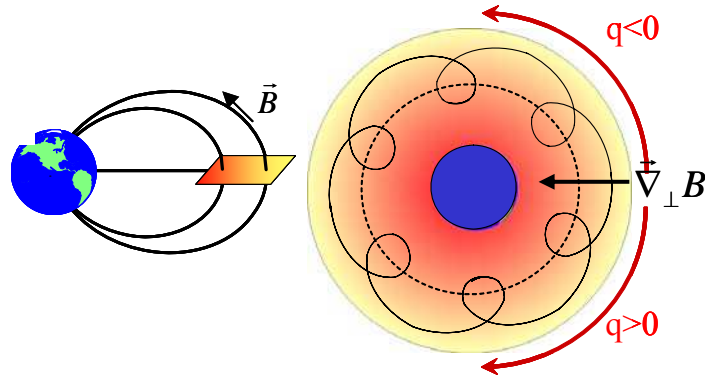


Figure I.14. Le mouvement de dérive des particules chargées autour de la Terre.

En réalité les lignes du champ magnétique terrestre sont comprimées du côté jour et étirées du côté nuit, dû à la pression exercée par le vent solaire sur la magnétosphère (Figure I.5). Cette asymétrie du champ géomagnétique influence le mouvement de dérive des particules piégées, d’une façon qui dépend de leur angle d’attaque équatorial. Dans le cas des particules équatoriales ($\alpha_{eq} \sim 90^0$), le mouvement autour de la Terre se fait en suivant les contours d’intensité constante du champ magnétique équatorial. Une telle particule donc, doit s’approcher plus de la planète du côté nuit, où le champ magnétique est plus faible, que du côté jour, où le champ est plus important. D’un autre coté, dans le cas des particules d’un angle d’attaque équatorial très petit, le mouvement se fait sur des lignes de champ d’une longueur constante. Ces particules, donc, dérivent plus près de la Terre du côté jour que du côté nuit, puisque pour une certaine distance depuis la Terre les lignes de champ ont une longueur moins importante du coté nuit. Par conséquent, dans le régions lointaines des ceintures de radiation les particules tendent d’avoir des angles d’attaque équatoriaux petits de coté nuit et grands de coté jour. Ce phénomène s’appelle “drift-shell splitting”.

Les ordres de grandeur des périodes des trois mouvements caractéristiques des particules sont donnés par les tableaux I_1 et I_2 : la période de giration τ_c , la période de rebond τ_b et la période de dérive τ_d . Le Tableau I_1 présente les valeurs à 2000 km d’altitude près de l’équateur et pour comparaison le Tableau I_2 présente les valeurs à L=2 (altitude de ~6372 km).

	Rayon Larmor (m)	τ_c (s)	τ_b (s)	τ_d (min)
Electrons, 50 keV	50	$2,5 \cdot 10^{-6}$	0,25	690
Electrons, 1 MeV	320	$7 \cdot 10^{-6}$	0,1	53
Protons, 1 MeV	10^4	$4 \cdot 10^{-3}$	2,2	32
Protons, 10 MeV	$3 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	0,65	3,2

Tableau I_1. Exemples de valeurs des périodes de giration, de rebond et de dérive pour des électrons et des protons de différentes énergies, à 2000 km d’altitude.

	Rayon Larmor (km)	τ_c (ms)	τ_b (s)	τ_d (s)
Electrons, 1 MeV	1	10	1	1000
Protons, 1 MeV	25	10	0,1	1000

Tableau I_2. Exemples de valeurs des périodes de giration, de rebond et de dérive pour des électrons et des protons de 1 MeV à L=2.

I.1.3.d. Processus physiques impliqués

A part les sources de particules piégées présentées dans la section I.1.3.b., il existe un processus diffusif (phénomène physique traduisible sous la forme d'un coefficient de diffusion) qui peut aussi être considéré comme un processus de source de particules : la diffusion radiale. La diffusion radiale est un mécanisme clé de la dynamique des ceintures de radiation [Falthämmar, 1966]. Ce processus est très important en ce qui concerne le transport et l'accélération des particules dans la magnétosphère. Il est induit par des variations des champs magnétiques et électriques terrestres de grande échelle et particulièrement par des variations qui ont une fréquence comparable à la fréquence de dérive d'une particule autour de la Terre. Ainsi, la diffusion radiale conserve les deux premiers invariants adiabatiques mais pas le troisième et les particules diffusent à travers les lignes de champ magnétique. A priori, qui dit diffusion radiale dit déplacement des particules vers l'intérieur et l'extérieur. Dans le cas des ceintures de radiation, le sens de déplacement des particules est contrôlée par le gradient en L (paramètre de McIlwain) de la fonction de distribution de la particule, $\partial f / \partial L$. Si la fonction de distribution des électrons diminue (augmente) en se déplaçant vers l'intérieur (vers des L plus faibles), $\partial f / \partial L$ est donc positive (négative), les particules vont diffuser préférentiellement vers l'intérieur (extérieur) et vont être accélérées (décélérées) simultanément par conservation du premier invariant (Figure I.15).

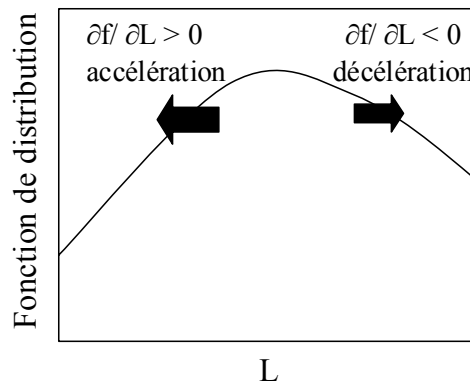


Figure I.15. Représentation schématique de la direction de la diffusion radiale des particules piégées, déterminée par le signe de la dérivée $\partial f / \partial L$ (pour M, J constants)

En ce qui concerne les processus de perte impliqués dans la dynamique des ceintures de radiation, nous pouvons les classer en processus non diffusifs et processus diffusifs. Dans le premier cas, une modification de l'énergie de la particule est le résultat :

- d'échanges de charge, où un proton des ceintures capture l'électron d'un atome d'hydrogène du milieu.
- des décélérations (frictions), où les protons et les électrons piégés transfèrent une partie de leur énergie aux électrons libres et liés des atomes de l'atmosphère.

Dans le deuxième cas (processus diffusifs), une diffusion en angle d'attaque est le résultat :

- d'interactions collisionnelles, entre les particules piégées et les atomes ou les électrons du plasma environnant (ou de la haute atmosphère) modifiant ainsi leurs angles d'attaque.
- d'interactions ondes-particules, interactions des particules piégées avec les ondes de basse fréquence circulant dans la magnétosphère. Ces interactions engendrent des résonances cyclotrons et des résonances de rebond.

Spécialement en ce qui concerne l'interaction des électrons énergétiques avec des émissions naturelles dans la ceinture externe, nous devons noter les émissions se propageant dans le mode whistler : émetteurs de très basse fréquence (VLF, "Very Low Frequency"), chorus (chœurs), hiss (souffles), émissions électromagnétiques associés aux éclairs atmosphériques, et les émissions de fréquences inférieures à la gyrofréquence locale du proton, notamment les ondes cyclotroniques ioniques (EMIC). Ces interactions engendrent une diffusion en angle d'attaque et une diffusion en énergie, plus ou moins importante selon l'énergie de la particule, les conditions du milieu et la fréquence des ondes (voir aussi sections suivantes).

La diffusion en angle d'attaque peut, dans certains cas où l'angle d'attaque équatorial de la particule est faible, conduire à la précipitation de la particule dans la haute atmosphère.

I.1.4. La Dynamique de la Magnétosphère

I.1.4.a. L'activité magnétique : orages et sous-orages magnétiques

L'activité solaire, par l'intermédiaire du vent solaire, est à l'origine de la dynamique observée dans la magnétosphère terrestre. La perturbation du champ géomagnétique et l'agitation de la magnétosphère sont liés aux changements de pression, de vitesse et de densité du vent solaire et aux perturbations du champ magnétique interplanétaire, liés quant à eux à l'activité solaire. Pendant ces périodes agitées, le flux des particules énergétiques piégées dans les ceintures de radiation présente une forte variation. Selon sa durée et son amplitude, un événement perturbateur est classé en « orage magnétique » ou « sous-orage magnétique ».

Les orages magnétiques, ont une durée de quelques heures à quelques jours. Ils peuvent être dus à des éjections de masse coronale ou aux CIRs (voir section I.1.1.b), et à un champ interplanétaire orienté vers le Sud, qui privilégie l'entrée des particules chargées du vent solaire dans la magnétosphère. Ce sont des événements violents qui se déroulent avec des phases bien définies (Figure I.16). Dans la phase initiale, la magnétosphère est comprimée par le vent solaire et le champ géomagnétique augmente. Le flux des particules provenant de la queue de la magnétosphère devient plus important et par conséquent le courant annulaire se retrouve renforcé lui aussi. L'augmentation du courant annulaire induit un champ magnétique inverse et une dépression dans le champ magnétique terrestre horizontal est donc produite (phase principale de l'orage). Cette phase est suivie par la phase de retour à l'équilibre qui dure une journée ou plus, et durant laquelle le courant annulaire s'atténue et le champ magnétique revient à la normale.

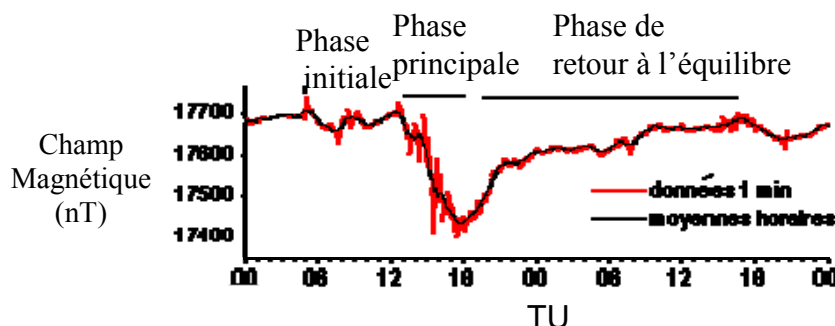


Figure I.16. Exemple des trois phases d'un orage magnétique.

Les sous-orages magnétiques constituent le processus élémentaire par lequel la magnétosphère dissipe l'énergie électromagnétique qu'elle a accumulée. Ils sont associés à une série de manifestations présentes dans l'ensemble de la magnétosphère, de la surface terrestre jusqu'à des distances supérieures au million de kilomètres. Les sous-orages ont une durée de

l'ordre de 1 à 3 heures et ils sont très fréquents. Selon certains modèles, un orage peut être regardé comme un sous-orage continu ou comme une superposition de sous-orages se succédant à une fréquence élevée.

I.1.4.b. Les indices géomagnétiques

Pour définir l'amplitude de tels événements, des indices d'activité géomagnétique sont définis. Ces indices sont calculés à partir de mesures du champ magnétique, effectuées à la surface terrestre à différentes latitudes géographiques.

L'indice Kp. Il s'agit d'un indice géomagnétique tri-horaire qui fournit des informations sur la perturbation globale du champ géomagnétique. Il est déduit de mesures prises par treize stations à des latitudes entre 46° et 63° . Il est exprimé sur une échelle de 0 à 9, où 9 correspond à une perturbation très violente, avec une résolution de 1/3. Pour les valeurs non entières les symboles + et - sont utilisés. Ainsi 5- correspond à $4 \frac{2}{3}$, et 5+ à $5 \frac{1}{3}$.

L'indice Dst (Disturbed storm time) caractérise l'activité du courant annulaire, situé dans le plan équatorial de la magnétosphère à une distance de ~ 3 à $5 R_T$. L'indice *Dst* est actuellement calculé à partir des moyennes horaires de la composante horizontale H du champ observées en un réseau de 4 observatoires ($\sim 30^{\circ}$ de latitude) suffisamment distants de l'électrojet auroral et de l'électrojet équatorial, et régulièrement répartis en longitude. En chaque station, la ligne de base est la somme de la variation séculaire et de la variation diurne. Elle est estimée à partir des variations de H observées durant les 5 jours les plus calmes (jours Q internationaux) de chaque mois : les valeurs moyennes annuelles de ces variations sont utilisées pour estimer la contribution de la variation séculaire, et les variations diurne moyennes pour chaque mois pour estimer la variation diurne.

Il existe aussi les indices auroraux AU,AL,AE et AO qui caractérisent l'intensité des électrojets s'écoulant dans l'ionosphère aurorale. Ces indices sont calculés à partir des variations des composantes horizontales du champ magnétique, mesurées en 12 stations situées en zone aurorale dans l'hémisphère nord.

I.2. Etude des Ceintures de Radiation : Besoins, Observations et Modèles

I.2.1. Le Besoin

Dans la première partie de ce Chapitre nous avons regardé la structure complexe du système Soleil-Terre. Nous avons vu donc que l'activité solaire est à l'origine des perturbations des champs et des particules chargées dans la magnétosphère terrestre. Ces événements perturbateurs sont fréquents et peuvent être d'une importante intensité, selon les conditions de l'interaction entre le Soleil et la Terre. Leurs effets peuvent être signalés dans l'espace autour de la Terre mais aussi dans la haute atmosphère et à la surface terrestre.

En ce qui concerne les ceintures de radiation, leur dynamique- liée à la dynamique de la magnétosphère et à l'activité solaire- peut être importante, mettant ainsi en danger les satellites et les hommes dans l'espace.

L'environnement radiatif des ceintures est à l'origine de mauvais fonctionnements des satellites. Dans les matériaux et composants à bord de satellites, les radiations peuvent induire des dérives de caractéristiques (propriétés optiques des surfaces, panneaux solaires, isolants des circuits électroniques) pouvant à long terme entraîner une perte de fonctionnalité (effet de

dose cumulée). De plus, des effets singuliers (en particulier les SEU-Upsets et les SEL-Latchup) associés aux ions lourds dans les circuits intégrés et des problèmes de charge et de décharge sont aussi liés aux radiations.

En ce qui concerne la présence de l'homme dans l'espace, elle est de plus en plus fréquente et longue et donc le danger à cause des radiations présentes dans l'espace proche de la Terre est important.

Très tôt donc, le besoin de comprendre la dynamique des ceintures de radiation à été identifié. D'un côté, les constructeurs de satellites demandent de savoir les caractéristiques de l'environnement que leur satellite va rencontrer en fonction de son orbite et de la période de sa mission par rapport au cycle solaire. De plus, les opérateurs de satellites demandent à savoir la cause des problèmes observés sur les satellites pendant leur opération. D'un autre côté, les scientifiques cherchent à comprendre les phénomènes qui nous entourent, observés dans l'espace (variations des flux de particules et des champs électromagnétiques) mais aussi dans l'atmosphère (aurores boréales, trou d'ozone etc.) et la surface terrestre (coupures brutales d'électricité, changements de l'intensité du champ magnétique etc.). Nous pouvons finalement mentionner les agences spatiales qui souhaitent connaître l'état des ceintures de radiation pendant les missions humaines dans l'espace (Station Spatiale Internationale).

Pour répondre à toutes les différentes questions qui se posent et satisfaire les besoins des utilisateurs, d'une part on utilise les observations des satellites qui possèdent des orbites qui traversent les ceintures et d'autre part on réalise des études sur les processus physiques impliqués. A partir des observations, des modèles ingénieurs (empiriques) statiques se sont développés. Les modèles ingénieurs permettent d'évaluer les conditions d'environnement pour des états moyens (minimum ou maximum solaires) et pour des situations de pires cas (orages). En même temps, le développement de modèles physiques permet d'identifier la physique des ceintures de radiation et expliquer la dynamique observée.

I.2.2. Les Observations- Ceintures de Radiation : Orbites Utilisées

Depuis le vol du premier satellite artificiel, Sputnik-1 (USSR), en 1957 et la découverte des ceintures de radiation en 1958 par Explorer III (USA), la technologie et la science ont beaucoup avancé. Ces dernières années, l'activité du Soleil et la magnétosphère terrestre ont pu être étudiées avec plus de détails avec des missions scientifiques mais aussi avec des satellites opérationnels. En ce qui concerne l'étude du Soleil, nous pouvons noter les missions scientifiques Ulysses (1990), SOHO (1995) et ACE (1997). D'un autre côté, la magnétosphère est observée et étudiée avec les missions scientifiques GEOTAIL (1992) situé dans la queue de la magnétosphère, POLAR (1996) autour des pôles de la Terre, CLUSTER (2000) et DOUBLE STAR (2003) qui donnent des images en 3-D de la magnétosphère, CRRES (1990-91) en orbite GTO et SAMPEX (1992) en orbite basse. Plusieurs satellites opérationnels contribuent aussi à l'étude de la dynamique de la magnétosphère terrestre, comme les satellites GOES et LANL à l'orbite géostationnaire et les satellites GPS.

Une combinaison de toutes ces observations nous permettent aujourd'hui de mieux connaître les processus impliqués dans l'interaction complexe entre le Soleil et la Terre. On est capable de suivre l'effet d'un événement, initialement détecté au niveau du Soleil, dans le vent solaire et finalement dans la magnétosphère terrestre. Cependant, la construction des basses de données à partir des mesures de différents satellites est un projet difficile, puisque leurs instruments n'ont habituellement pas les mêmes caractéristiques et ne sont pas intercalibrés.

Cette évolution incroyable de nos moyens nous donne la possibilité d'avoir une vue plus ou moins complète du système Soleil-Terre. Cependant nous ne sommes pas encore capables de comprendre et interpréter tout ce que l'on observe.

En ce qui concerne l'étude des ceintures de radiation, les orbites les plus utilisées sont l'orbite des satellites opérationnels GPS à $L \sim 4$ (~ 20000 km d'altitude), l'orbite de transfert (GTO) et l'orbite géostationnaire à $L \sim 6$ (~ 35500 km d'altitude). L'orbite GPS se trouve au cœur des ceintures de radiation d'électrons et près de la limite externe de la plasmasphère, qui se déplace en fonction de l'activité géomagnétique (voir section I.1.2.f). L'orbite de transfert est très intéressante parce qu'elle traverse toutes les ceintures de radiations. Avec un satellite GTO, nous pouvons donc avoir une image des ceintures pour toutes les valeurs de L (paramètre de McIlwain), mais pour des temps différents. Finalement, l'orbite géostationnaire est une orbite très utilisée. Elle est située près de la limite externe des ceintures et elle est une des premières à être impactée par la perturbation d'un orage ou un sous-orage magnétique.

I.2.3. Les Modèles Empiriques

Le besoin de connaître la distribution des particules dans les ceintures de radiation a été initialement exprimé par les industriels du spatial, qui ont voulu déterminer l'environnement dans lequel circulent les satellites. Les américains et les russes ont donc construit des modèles empiriques des ceintures de radiation terrestres à partir de mesures faites par plusieurs satellites et réalisées sur plusieurs années.

Les modèles les plus utilisés de nos jours sont ceux construits dans les années 70 par la NASA, appelés AP8 (protons) et AE8 (électrons) [Vette, 1991a et b; Sawyer et Vette, 1976]. Les mesures sources de ces modèles portent sur deux cycles solaires (de la fin du cycle 19 au début du cycle 21) et elles proviennent de 24 satellites. Pour chacun de ces deux modèles, il existe deux versions qui tiennent grossièrement compte du cycle solaire, une version en minimum solaire et une en maximum solaire, qui décrivent les populations de particules piégées en fonction des coordonnées géomagnétiques B (intensité du champ) et L . Les flux moyens obtenus sont assez satisfaisants sur le long terme dans la ceinture interne.

Cependant, la dérive séculaire du champ magnétique n'est pas incluse et donc à basse altitude (< 1000 km) la description des populations de particules piégées n'est pas correcte (anomalie de l'Atlantique Sud). Par ailleurs, l'anisotropie des flux de protons (jusqu'à un facteur 7 entre les flux venant de l'Ouest et de l'Est) constatée dans la zone de faible altitude n'est pas prise en compte par AP8. En ce qui concerne la zone externe, notamment en géostationnaire, des écarts importants avec les mesures sont constatés, en accord avec les incertitudes annoncés par la NASA (facteur 10 sur les électrons dans cette zone). Statiques, moyens et utilisables sur le long terme, ces modèles ne rendent pas compte des variations périodiques ou sporadiques observées (effet «jour-nuit», injections pendant les orages) sur des échelles de temps de quelques heures à quelques mois particulièrement en dehors de la zone interne.

Tenant compte de ces problèmes, le Philips Laboratory a développé de nouveaux modèles pour la zone externe à partir des mesures de CRRES [Meffert et Gussenhoven, 1994; Brautigam et Bell, 1995]. La surestimation des flux d'électrons est corrigée, particulièrement à haute énergie et à l'altitude géostationnaire. En tenant compte de l'activité géomagnétique des quinze jours précédants ils permettent une évaluation à court terme des flux. Cependant ces modèles sont basés sur une analyse de données fragmentaires (14 mois en maximum solaire sur l'orbite de transfert géostationnaire) et ne peuvent pas être validés dans toutes les régions de l'espace pendant toute la durée du cycle solaire.

A l'heure actuelle, l'intérêt de construire des nouveaux modèles empiriques qui remplaceront les AP8 et AE8 est exprimé.

I.2.4. Le Modèle Physique Salammbô

Depuis les années 90, le Département d'Environnement Spatial, à l'ONERA centre de Toulouse, a entrepris le développement d'un modèle physique des ceintures de radiation, le modèle Salammbô [Beutier et Boscher, 1995; Boscher et al., 1996; Bourdarie et al., 1996]. Il existe un modèle pour les protons et un modèle pour les électrons, puisque les processus impliqués ne sont pas les mêmes dans les deux cas.

Le modèle est basé sur une équation de diffusion (équation I-6), dérivée d'une équation de Boltzmann, qui manipule des fonctions de distribution f dans l'espace des variables actions/angles :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{J}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \vec{J}} + \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \vec{\varphi}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} \quad (I-6)$$

Le flux différentiel unidirectionnel des particules piégées peut être calculé par l'équation :

$$j = p^2 f \quad (I-7)$$

1.2.4.a. Les invariants adiabatiques

Pour résoudre l'équation de diffusion nous nous appuyons sur le principe des invariants adiabatiques, liés aux trois mouvements périodiques des particules piégées (voir section I.1.3.c). Ces trois paramètres sont considérés comme constants tant que les variations du champ magnétique terrestre ou autres perturbations se font très lentement.

1^{er} invariant adiabatique : le moment magnétique M . Le premier invariant est lié au mouvement de giration autour de la ligne du champ magnétique. Si les conditions précisées ci-dessus concernant la variation du champ magnétique sont satisfaites, le moment magnétique de la particule est conservé :

$$M = \frac{p_{\perp}^2}{2mB} = const \quad (I-8)$$

2^{ème} invariant adiabatique : l'invariant intégral. Le deuxième invariant est lié au mouvement de rebond. L'intégrale de la quantité de mouvement parallèle sur un aller-retour est conservée :

$$J = 2 \int_M^{M'} mv_{\parallel} ds = const \quad (I-9)$$

La valeur de J dépend seulement de la valeur du champ magnétique aux points miroirs (M) et de la ligne de champ considérée.

3^{ème} invariant adiabatique : le flux magnétique. Le troisième invariant est lié au mouvement de dérive. Le flux magnétique contenu dans la coquille de dérive est conservé :

$$\Phi_d = \int \vec{B} d\vec{s} = const \quad (I-10)$$

Des trois mouvements, celui de la dérive est caractérisé par la plus grande période (Tableaux I_1 et I_2). Par conséquent, si la variation temporelle du champ magnétique se produit sur une échelle de temps supérieure à la période de dérive, les trois invariants adiabatiques sont conservés.

Les trois invariants, M , J et Φ , sont remplacés dans la version actuelle 3D de Salammbô par les paramètres E : l'énergie des particules piégées, y : le sinus de l'angle d'attaque équatorial des particules et L , le paramètre de McIlwain. Les fonctions de distribution sont alors calculées en fonction de E , y , L , en prenant en compte la conservation des trois invariants adiabatiques. L'étude des ceintures peut être faite dans trois dimensions, M , J , L [Beutier, 1993; Vacaresse, 1999], mais aussi dans quatre en tenant compte des variations en longitude [Bourdarie, 1996]. Les avantages des modèles Salammbô résident dans leur aspect physique permettant de couvrir une large gamme espace/énergie, et d'évoluer en fonction des connaissances.

I.2.4.b. Les processus physiques inclus dans le modèle

Les modèles Salammbô décrivent le mouvement des particules chargées dans les ceintures de radiation pour des conditions d'injections données. Ils couvrent une gamme d'énergie allant de quelques keV à quelques MeV pour les électrons et de quelques dizaines de keV à quelques centaines de MeV pour les protons. Le champ utilisé est un champ dipolaire, incliné et décentré, qui varie de façon séculaire. L'influence d'un champ magnétique externe, ou même celle de champs électriques, peut être rajoutée.

Les processus physiques pris en compte dans le modèle concernent l'interaction des particules piégées des ceintures (électrons et protons) avec des particules d'autres régions caractéristiques de la magnétosphère, avec des ondes électromagnétiques et avec des champs électromagnétiques et électrostatiques (voir section I.1.3.b). En ce qui concerne les sources, les injections à partir de la queue de la magnétosphère constituent une source constante de particules. Dans le cas des protons, le processus CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay) est aussi pris en compte. Ce processus consiste en la désintégration des neutrons de l'atmosphère, en donnant un proton et un électron, à cause de l'interaction avec les rayons cosmiques.

Le transport radial des particules suite à des perturbations électromagnétiques (orages et sous-orages) est aussi modélisé dans Salammbô. Les particules diffusent à travers les lignes du champ magnétique- en violant le troisième invariant- et sont accélérées (dans le cas de la diffusion vers l'intérieur des ceintures) à cause de la conservation du premier invariant, c'est le processus de la diffusion radiale. L'effet moyen de la perturbation considérée se traduit par un coefficient de diffusion et les résultats sont valables sur des échelles de temps supérieures à la période de dérive de la particule.

L'interaction avec la plasmasphère engendre des pertes des particules dues à la friction induite par l'interaction avec les électrons froids. Dans le cas des électrons, les interactions avec des ondes électromagnétiques sont aussi prises en compte. Dans la plasmasphère, les électrons interagissent avec les ondes « whistlers » associées aux éclairs atmosphériques, les « hiss » et les transmetteurs VLF et sont, en conséquence, diffusés en angle d'attaque. Si cette diffusion se fait jusque dans le cône de perte, ces particules seront perdues dans l'atmosphère. Ces interactions sont responsables de la séparation de la ceinture des électrons en deux parties (section I.1.3.a).

Des pertes se produisent aussi à cause de l'interaction des particules des ceintures avec la haute atmosphère terrestre. Dans le cas des protons, des interactions nucléaires inélastiques et des échanges de charge avec les particules atmosphériques sont prises en compte. Dans le cas des électrons ce sont les collisions Coulombiennes et la friction avec les particules atmosphériques qui font perdre les particules piégées. Par la suite, dans notre étude nous allons nous intéresser aux électrons piégés des ceintures de radiation terrestre. La représentation schématique du modèle Salammbô électrons est montrée sur la figure I.17.

Modèle Salammbô électrons

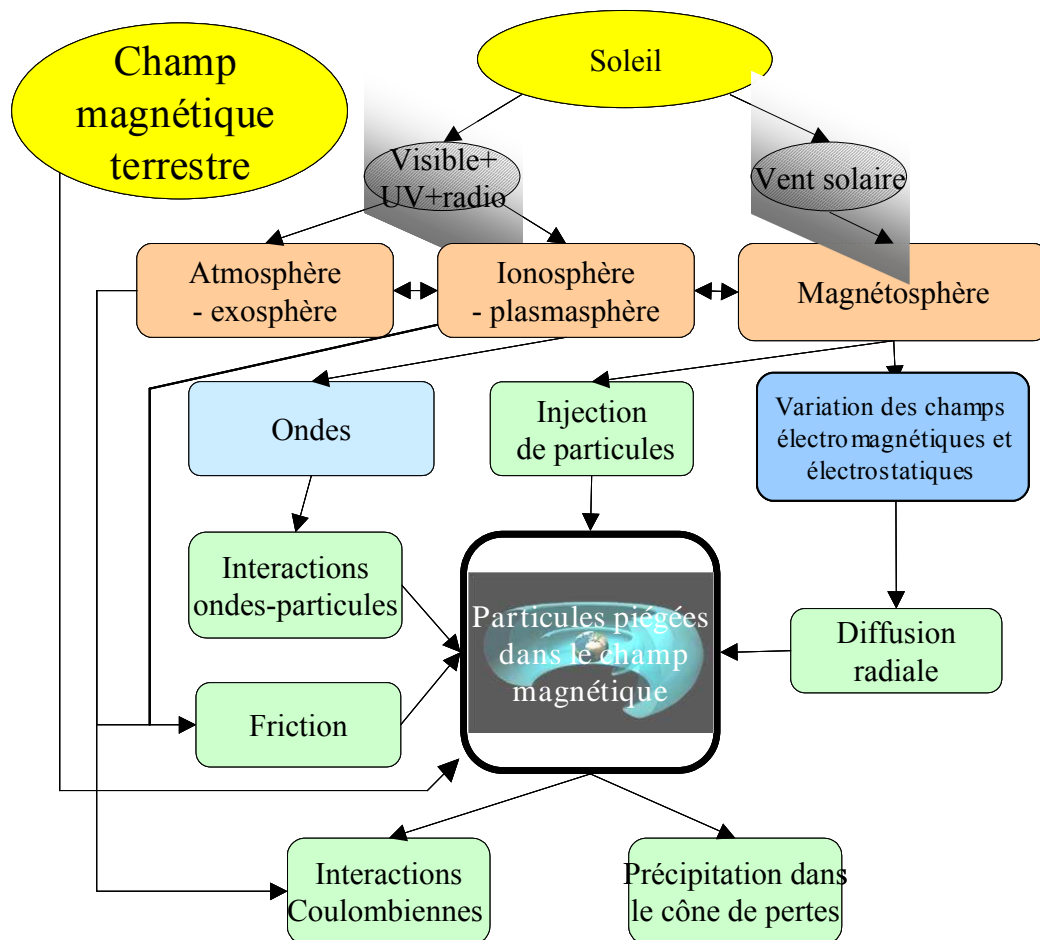


Figure I.17. Représentation schématique des processus physiques qui agissent sur les électrons piégés dans le modèle Salammbô.

I.3. Les Problématiques Concernant la Ceinture Externe d'Electrons : Accélération des Electrons à des Energies Relativistes

I.3.1. Problématiques

Malgré l'évolution continue de nos connaissances sur la physique des ceintures de radiation, il existe toujours des incertitudes et des questions. Quelques questions importantes sur la physique de la ceinture d'électrons sont présentées ci-dessous :

- Quelle est la contribution relative de la diffusion radiale, des interactions ondes-particules et d'autres mécanismes à l'accélération des électrons pendant les orages et les sous-orages magnétiques ?
- Où sont accélérées les particules jusqu'à des énergies de quelques MeV ?
- Quelle partie des pertes est due aux interactions ondes-particules, en comparaison avec d'autres processus ?

- Pour quelle raison seulement une partie des orages géomagnétiques conduit à une augmentation des flux d'électrons ?
- Est-ce la théorie suffisamment bien établie pour pouvoir prédire la dynamique de la ceinture avec de la précision et de la fiabilité ?

Dans la suite de notre étude nous allons nous intéresser essentiellement aux deux premières questions.

I.3.2. Accélération des Electrons à des Energies Relativistes

I.3.2.a. Les électrons relativistes dans la ceinture d'électrons : observations

Pendant des orages et des sous-orages magnétiques les mesures des satellites montrent que le flux des électrons relativistes d'une énergie supérieure à 500 keV dans la ceinture de radiation externe peut augmenter rapidement pendant 1 à 2 jours et atteindre des niveaux très importants. Des études statistiques ont montré que 50% des orages modérés et intenses conduisent à une telle augmentation des flux [Reeves et al., 2003].

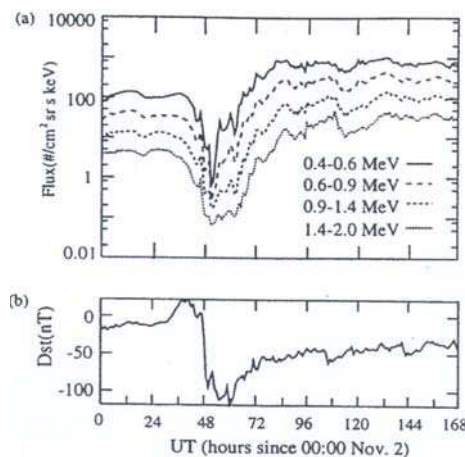


Figure I.18. a) Variation des flux d'électrons (moyennes sur une heure) à l'orbite géostationnaire pendant l'orage magnétique du 2-8 novembre 1993, mesurés par le satellite LANL 1984-129 et b) la variation de l'indice Dst pendant la même période.

Typiquement, pendant la phase principale d'un orage- qui dure quelques heures- le flux des électrons relativistes dans la ceinture de radiation externe ($3,5 < L < 7$) diminue rapidement, en relation avec des valeurs négatives importantes du champ magnétique interplanétaire B_z et des augmentations importantes de la densité, de la pression et de la vitesse du vent solaire. Le champ géomagnétique est comprimé et les électrons disparaissent presque des détecteurs situés à un point fixe dans l'espace. Ceci est dû à un mouvement adiabatique qu'ils décrivent pour conserver le troisième invariant de leur mouvement, le flux magnétique enfermé par la coquille de dérive [Kim et Chan, 1997]. Après la phase principale de l'orage, pendant la phase de recouvrement- qui dure quelques jours- le flux des électrons augmente et peut atteindre des niveaux de quelques ordres de grandeur supérieurs au niveau qu'il avait avant l'orage. Un exemple d'une telle observation est montré sur la figure I.18, où les flux d'électrons d'une énergie égale et supérieure à 1 MeV deviennent 10 fois plus importants dans la phase de retour à l'équilibre par rapport à leurs valeurs initiales.

Ces augmentations importantes et rapides des électrons relativistes, observées pendant la phase de recouvrement d'un orage (et pendant une activité magnétique moyenne prolongée) ne peuvent pas être dues qu'à un effet adiabatique [McAdams et Reeves, 2001].

I.3.2.b. Sources des électrons relativistes

Des sources d'électrons relativistes externes à la magnétosphère ont été proposées, comme Jupiter [Baker et al., 1979] et le vent solaire. Le cas de Jupiter ne peut pas expliquer la fréquence élevée des augmentations du flux des électrons relativistes, associées aux perturbations géomagnétiques, puisque la Terre et Jupiter ne sont connectés magnétiquement que tous les 13 mois. D'un autre côté, le vent solaire autour de la Terre contient des électrons, mais leur fonction de distribution est trop faible pour être responsable des fortes valeurs de flux, observées dans les ceintures de radiation. Par conséquent, il est maintenant probable que les électrons sont accélérés à l'intérieur de la magnétosphère [Friedel et al., 2002]. Les sources des particules énergétiques étant le vent solaire, avec une température typique de ~ 10 eV, et l'ionosphère, avec une température inférieure à 1 eV, nous pouvons conclure que les mécanismes d'accélération des électrons doivent être intenses.

A l'heure actuelle deux mécanismes importants d'accélération des électrons ont été identifiés et sont en compétition :

- La diffusion radiale
- La résonance cyclotron par effet Doppler avec des ondes de très basse fréquence (VLF).

Le concept de l'un est très différent de l'autre, le premier mécanisme étant associé à la violation du troisième invariant et le deuxième mécanisme à la violation du premier invariant des électrons piégés.

Par la suite, les limites de l'interprétation des observations seulement avec la diffusion radiale (processus présenté dans la section I.1.3.d) et la définition des interactions ondes-particules sont présentées.

I.3.2.c. Les limites de la diffusion radiale

La diffusion radiale est considérée depuis longtemps comme le seul mécanisme responsable de l'accélération des électrons dans les ceintures de radiation. Pourtant, ce processus physique est incapable de reproduire à lui seul toutes les variations des électrons relativistes observées pendant la phase de recouvrement des orages et pendant des périodes prolongées d'activité magnétique. Si la diffusion radiale était le seul processus physique impliqué, la fonction de distribution des électrons pour un M et J fixé, devrait avoir une dérivé $\partial f/\partial L$ nulle aux fortes valeurs de L et une dérivé $\partial f/\partial L$ positive vers les faibles valeurs de L, près de la Terre où les processus de pertes deviennent importants et la diffusion radiale faible. Mais les observations montrent que de nombreuses fois, pendant des périodes de forte activité magnétique, les fonctions de distribution des électrons énergétiques présentent un maximum entre $L = 4$ et 5 et décroissent ($\partial f/\partial L < 0$) vers les plus grandes valeurs de L. Les mesures du satellite POLAR (NASA) ont permis de mettre ceci en évidence pour la première fois [Green et Kivelson, 2004; Selesnick et Blake, 2000]. Ce scénario indique qu'un autre processus d'accélération est impliqué et que celui-ci agit localement.

Récemment, plusieurs études ont démontré que la diffusion radiale n'est pas suffisante à elle seule pour expliquer les variations des électrons relativistes aux échelles de temps et d'espace auxquelles elles sont observées. Dans un cas, les mesures de CRRES ont été comparées aux résultats d'un modèle physique des ceintures où seule la diffusion radiale est prise en compte pour l'orage du 9 octobre 1991 [Brautigam et Albert, 2000]. Il a été démontré que le flux des électrons relativistes autour de $L=4-4,5$ était sous-estimé et que l'augmentation du flux pendant la phase de recouvrement ne pouvait pas être correctement représentée. De

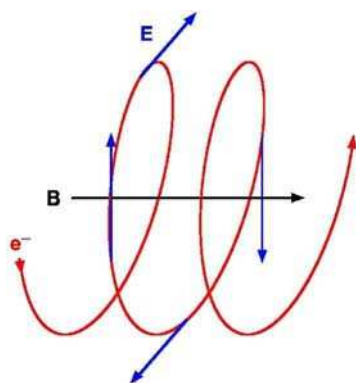
plus, ils ont observé que la diffusion radiale des électrons se produisait depuis L=4-5 vers l'extérieur des ceintures pendant la phase de recouvrement. Deux autres études [Miyoshi et al., 2003; Shprits et Thorne, 2004] ont abouti aux mêmes conclusions. La présence d'un processus local d'accélération dans les régions L=4-5 des électrons est jugée indispensable pour expliquer les observations pendant la phase de recouvrement des orages magnétiques [Reeves et al., 1998a et b; Obara et al., 2000; Taylor et al., 2004].

I.3.2.d. Définition de l'interaction résonante des électrons avec des ondes de très basse fréquence

Le candidat le plus probable à l'heure actuelle pour expliquer l'accélération locale des électrons est l'interaction de ceux-ci avec des ondes type « whistlers » de très basse fréquence [Horne et Thorne, 1998]. Les interactions ondes-particules sont déjà connues à l'intérieur de la plasmasphère (section I.1.3.d), où les électrons interagissent avec des ondes de très basse fréquence et sont précipités dans le cône de perte par diffusion en angle d'attaque. En ce qui concerne la source d'électrons relativistes dans la ceinture externe, nous nous intéressons particulièrement aux interactions ondes-particules pouvant conduire à accélérer des électrons à de hautes énergies (supérieures au MeV).

Etant donné que les ondes type whistlers se propagent à des fréquences proches mais inférieures à la gyrofréquence de l'électron (Ω_e), leur bande de fréquence se trouve entre 3 et 30 kHz, dans la bande des ondes de très basse fréquence (VLF). Leur interaction avec les électrons peut violer le premier invariant adiabatique (et donc à fortiori les deux autres) et conduire à diffuser des particules en angle d'attaque et en énergie. Ainsi, ces ondes constituent un moyen de perte de particules, par diffusion dans le cône de perte et d'accélération, par absorption de ces ondes. En général, un des concepts de l'accélération des électrons par des interactions avec les ondes type whistlers est le suivant : les ondes, générées par les particules de basse énergie, doivent être capable de résonner avec les particules de plus haute énergie, lesquelles diffusent vers des énergies encore plus hautes.

L'interaction des ondes avec les électrons est une interaction résonante. Dans le cas d'une propagation de l'onde le long du champ magnétique, la particule qui gire autour de la ligne de champ 'verra' le champ de l'onde avec une phase constante si et seulement si l'onde a une fréquence qui, en tenant compte de l'effet Doppler, est en résonance avec la gyrofréquence de la particule (Figure I.19). Cette condition est exprimée par l'équation (I-11):



$$\omega - \kappa_{//} v_{//} = n\Omega_e \quad (\text{I-11})$$

Figure I.19. Principe de la résonance cyclotron entre un électron et une onde électromagnétique polarisée droite, dans un champ magnétique B.

Dans l'équation (I-11), ω est la fréquence de l'onde, $\kappa_{//}$ est la composante parallèle au champ magnétique du vecteur d'onde, $v_{//}$ est la vitesse de la particule parallèle au champ magnétique, $\Omega_e = qB/mc$ est la gyrofréquence de l'électron et n est le numéro de l'harmonique de la résonance. Si l'onde se propage parallèlement au champ magnétique, seule l'harmonique $n=-1$ survit et la résonance est possible seulement pour des particules et des ondes qui se déplacent dans des directions opposées. Dans le cas d'une propagation oblique, la composante du champ électrique de l'onde parallèle au champ magnétique ambiant rendra possible la résonance de Landau ($n = 0$) ainsi que les plus hautes harmoniques cyclotron ($n = \pm 2, \pm 3, \dots$). En fait, l'équation (I-11) est valable pour tous les types d'ondes linéaires dans un plasma magnétisé.

L'interaction résonante cyclotron des électrons avec une onde type whistler peut conduire à l'accélération des électrons et la perte de l'énergie de l'onde, ou à la décélération des électrons et l'excitation de l'onde. Ceci dépend de la distribution en angle d'attaque des particules. Si la distribution du vecteur vitesse des particules est plutôt perpendiculaire au champ magnétique ambiant (grandes valeurs de α_{eq}), la diffusion des électrons se fait particulièrement vers des angles d'attaque équatoriaux petits. En conséquence, les électrons seront décélérés et les ondes gagneront de l'énergie [Kennel, 1966]. Si, d'un autre côté, la distribution des électrons en angle d'attaque est isotrope, la diffusion des particules sera réalisée vers les grands angles d'attaque équatoriaux et les électrons gagneront de l'énergie au dépend de l'onde. Entre ces deux limites extrêmes, il est possible d'avoir une distribution légèrement anisotrope de sorte que la diffusion se fasse simultanément vers des angles d'attaque encore plus faibles dans le cas d'un électron d'un angle d'attaque équatorial faible et vers des angles encore plus grands dans le cas d'un électron d'un angle d'attaque équatorial grand. L'effet net donc des interactions avec les ondes type whistlers qui nous intéressent, est que l'énergie peut être transférée depuis les électrons de basse énergie et faibles angles d'attaques équatoriaux vers les électrons de plus haute énergie et grands angles d'attaque équatoriaux, par l'intermédiaire des ondes.

Par la suite, dans le Chapitre II (section II.2) et pour le reste de notre étude, nous allons nous intéresser spécialement aux ondes type whistlers qu'on appelle chorus (émissions chœurs).

I.4. Le Cadre de l'Etude

Il paraît clair maintenant que les deux processus physiques, la diffusion radiale et l'interaction résonante avec des ondes de type whistlers, capables d'accélérer les électrons, doivent être pris en compte. Une combinaison de ces deux processus devrait permettre de mieux interpréter les observations. C'est dans ce cadre là que notre étude est réalisée.

Le but de cette thèse est de modifier le modèle Salammbô, de telle façon que les deux processus d'accélération d'électrons sont pris en compte et ensuite étudier et interpréter les résultats obtenues par les simulations stationnaires et dynamiques.

D'une part alors, le processus de diffusion radiale est revu, en particulier l'expression des coefficients de diffusion radiale en fonction de l'activité géomagnétique est déterminée à partir des mesures du satellite CRRES (Chapitre II, section II.1). D'autre part les interactions résonantes des électrons avec les ondes type whistlers, les ondes chorus (chœurs) sont introduites dans le modèle (Chapitre II, section II.2). Des divers simulations sont réalisées et leurs résultats sont expliqués et analysés (Chapitre III).

Finalement les conclusions principales sont soulignées, en ce qui concerne l'accélération des électrons dans la ceinture externe, mais aussi en ce qui concerne notre modélisation, ses restrictions et ses limites sont notées (Chapitre IV).

LES PROCESSUS D'ACCELERATION D'ELECTRONS DANS LA CEINTURE EXTERNE

Dans ce Chapitre nous allons présenter notre étude qui concerne l'accélération des électrons dans la ceinture externe ($L > 3$). Dans un premier temps, le processus de diffusion radiale est revu et une analyse est faite sur l'expression utilisée des coefficients de diffusion radiale en fonction de l'activité géomagnétique (Section II.1.). Par la suite, les interactions résonantes des électrons avec les ondes de mode whistler (ondes chorus) sont étudiées (Section II.2.). Leur effet moyen est traduit par des coefficients de diffusion en angle d'attaque et en énergie que nous avons introduit dans le modèle Salammbô.

II.1. La Diffusion Radiale en Fonction de l'Activité Géomagnétique

II.1.1. Introduction

Une particule chargée piégée dans les ceintures de radiation terrestres effectue les trois mouvements caractéristiques de giration, de rebond et de dérive (Chapitre I). Si durant son évolution elle est soumise à une variation du champ magnétique sur une échelle de temps de l'ordre de sa période de dérive, alors le troisième invariant sera violé. Cette perturbation magnétique induit une vitesse de dérive supplémentaire due au gradient du champ magnétique et au champ électrique induit. En conséquence, la particule sera diffusée à travers les lignes du champ magnétique, c'est à dire en fonction de L . Une variation du champ électrostatique sur la même échelle de temps, peut également conduire à une diffusion radiale. Ce genre de perturbations, électromagnétiques et électrostatiques se produisent en permanence puisque la magnétosphère n'est pas un système stationnaire. Cependant, quand l'activité magnétique augmente, ces perturbations deviennent plus importantes et la diffusion radiale devient donc aussi plus intense.

Dans cette première partie du Chapitre II, nous allons examiner le processus de diffusion radiale. Tout d'abord, une revue sera faite pour rappeler les diverses approches du calcul des coefficients de diffusion radiale depuis la découverte des ceintures de radiation terrestres (section II.1.2.). Ensuite nous présenterons les coefficients utilisés dans Salammbô (sections II.1.3. et II.1.4.) où nous allons analyser l'expression que nous avons utilisé dans la suite de notre étude.

II.1.2. Historique du Calcul des Coefficients de Diffusion Radiale

II.1.2.a. Les années 1965-1981

Les premières études sur le calcul des coefficients de diffusion radiale apparaissent autour de 1965. De nos jours encore, ces études constituent des références essentielles, en particulier les études théoriques de Fälthammar [1965, 1968, 1970] et de Cornwall [1968, 1972]. Fälthammar a exprimé les coefficients de diffusion radiale dus à des perturbations électromagnétiques et électrostatiques des champs à grande échelle dans la magnétosphère par l'équation (II-1) :

$$D_{LL} = A_m L^{6+2\alpha} \mu^{2-\alpha} + A_e L^{6+2\beta} \mu^{-\beta} \quad (\text{II-1})$$

où A_m et A_e sont des constantes proportionnelles aux carrés moyens des fluctuations du champ électromagnétique et du champ électrostatique respectivement, μ est le moment

magnétique et α et β sont les indices des spectres de puissance magnétique et électrique respectivement. D'après lui, les coefficients de diffusion radiale dépendent aussi de l'énergie de la particule et le coefficient associé aux perturbations magnétiques dépend en plus de l'angle d'attaque équatorial. Cornwall a défini les valeurs du coefficient de diffusion radiale associé aux fluctuations des champs électrostatiques (qui sont caractérisées par un déclenchement rapide et une décroissance exponentielle de la perturbation) par l'équation (II-2) :

$$D_{LL}^E = \frac{c^2 T L^6 \langle E^2 \rangle}{4 B_0^2 [1 + (\omega_D T / 2)^2]} \quad (\text{II-2})$$

où $\langle E^2 \rangle$ est le carré moyen de la puissance du champ perturbé, T est la durée de la perturbation (Cornwall prend $T \sim 1$ heure), c est la vitesse de la lumière, B_0 est le champ géomagnétique à l'équateur et ω_D est la période de dérive de la particule, donnée pour le cas des particules non-relativistes par l'équation (II-3) :

$$\omega_D = 8.10^{-4} (A/Z) (E_0 / L^2) \text{ rad sec}^{-1} \quad (\text{II-3})$$

où E_0 est l'énergie par nucléon que la particule possède à $L = 7$ (en keV). En combinant les équations (II-2) et (II-3) et en prenant $T = 2,5.10^3 \text{ s}$ et $\langle E^2 \rangle = 0,01 - 0,1 (\text{mv/m})^2$, Cornwall détermine :

$$D_{LL}^E = (1,3.10^{-5} - 1,3.10^{-4}) \frac{L^{10}}{L^4 + E_0^2 (A/Z)^2} R_E^2 \text{ jour}^{-1} \quad (\text{II-4})$$

Pour généraliser le calcul aux cas relativistes il faudrait remplacer $E_0(A/Z)$ par μ (MeV/G)/ γ dans l'équation (II-4).

En 1981, West et al. [1981] présentent leur étude sur le calcul des valeurs des coefficients de diffusion radiale et résumant tous les efforts, empiriques et théoriques, réalisés jusqu'à cette année là, sur une figure (figure II.1). Les courbes continues (courbes 1-8) présentent des valeurs calculées à partir de mesures. La courbe 1 correspond aux résultats de l'étude de West et al. (la ligne continue est pour $\alpha_{\text{eq}} = 90^\circ$ et la ligne pointillée pour $\alpha_{\text{eq}} = 45,7^\circ$) pour les orages du 31 octobre et du 1^{er} novembre 1968, à partir des mesures de flux d'électrons du satellite OGO 5. La courbe 2 [Tomassian et al., 1972] correspond aux résultats des calculs à partir des flux d'électrons de faible énergie, mesurés après l'orage du 2 septembre 1966. La courbe 3 [Farley, 1969] est calculée à partir des mesures de flux d'électrons « starfish » (radiation produite dans l'espace par l'essai nucléaire américain « Starfish Prime », à 400 km d'altitude, le 9 juillet 1962). Les courbes 4 et 5 [Newkirk and Walt, 1968b; Lanzerotti et al., 1970], respectivement, décrivent le déclin des électrons de la ceinture externe suite à l'orage du 17-18 décembre 1962. La courbe 6a [Newkirk and Walt, 1968b] est estimée à partir de mesures d'électrons artificiellement injectés le 1^{er} Novembre 1962 et la courbe 6b (rapporté par Fälthammar [1970]) est produite à partir des mesures de particules d'une énergie supérieure à 3 MeV par Argus [Manson et al., 1969]. La courbe 7 [Newkirk and Walt, 1968a] est définie à partir de flux omnidirectionnels d'électrons d'une énergie supérieure à 1,6 MeV, mesurés pendant Décembre 1964. Elle correspond à des faibles valeurs de L (inférieures à $L=1,3$). La courbe 8 [Kavanaugh, 1968] est un résultat obtenu à partir des mesures de flux d'électrons de basse énergie ($E=50-100$ keV) à des valeurs de L entre $L=4$ et 7 par Explorer 12.

Les courbes pointillées sur la figure II.1 (courbes 9-14), proviennent d'études théoriques et semi-théoriques. La courbe 9 [Nakada and Mead, 1965] est une estimation de la

valeur des coefficients à partir des niveaux observés d'impulsions magnétiques. Le résultat d'un calcul similaire est présenté par la courbe 10 [Tverskoy, 1965]. La courbe 11 [Birmingham, 1969] présente les résultats obtenus pour un champ électrique égal à 0,2 mV/m et un temps caractéristique de la perturbation égal à 1 heure. Les courbes 12 et 13 sont produites pour $2B_{EM}/mc^2 = 50$ et 800, respectivement, en utilisant la formule de Cornwall [1968] mais avec les paramètres ajustés par Tomassian et al. [1972]. Le champ électrique de convection a été pris égal à 0,28 mV/m et le temps caractéristique de la perturbation égal à 1600 s. Finalement, la courbe 14 [Holzworth and Mozer, 1979] présente les résultats des calculs où des mesures du champ électrique ionosphérique ont été utilisées avec la formule théorique des D_{LL} donnée par Fälthammar. La bande supérieure correspond à une énergie de 24 keV et la bande inférieure à une énergie de 1,2 MeV.

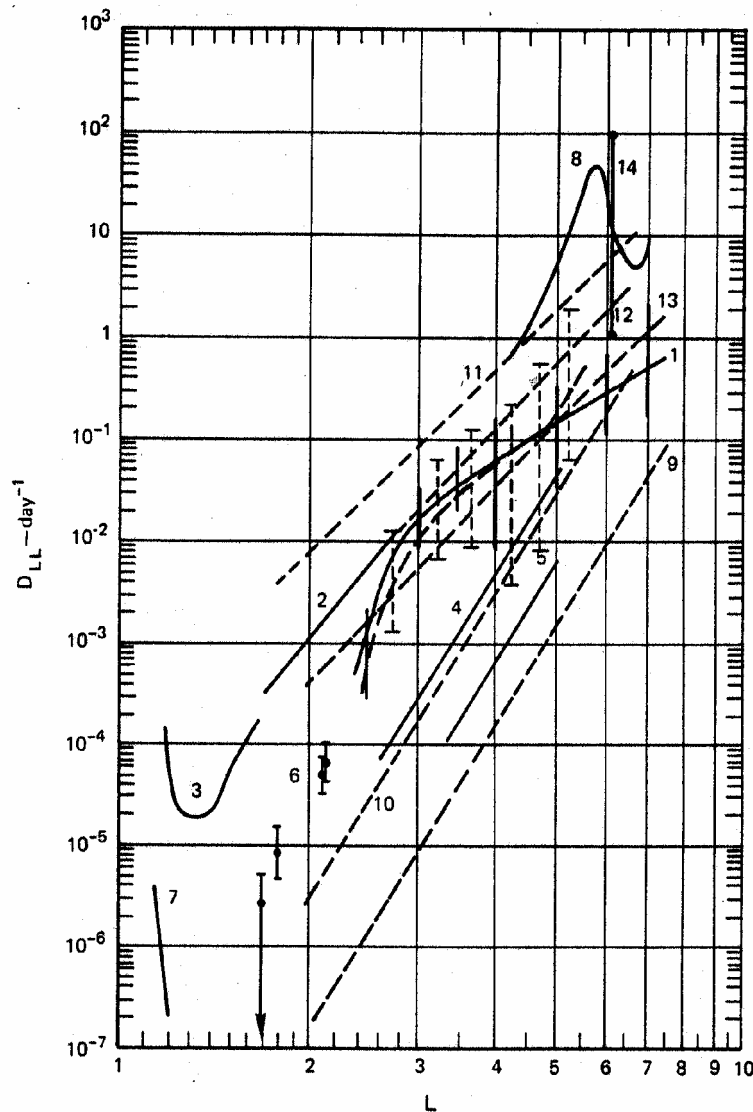


Figure II.1. Résultats des calculs, empiriques (lignes continues) et théoriques (lignes pointillées), effectués de 1965 jusqu'à 1981 (Figure de West et al. [1981]).

Comme nous pouvons le constater sur la figure II.1, la dispersion parmi les différents résultats est grande. West et al. explique la différence de l'ordre de 10 ou même 100 entre les valeurs publiées, par le fait que les coefficients dépendent beaucoup du niveau de l'activité

géomagnétique. Les coefficients calculés pour différents orages auront donc des valeurs différentes. Cependant, les différences de l'ordre de 10^4 et 10^5 ne peuvent pas être expliquées de la même manière. Elle peuvent être dues à des mauvaises mesures ou des mauvaises analyses. D'après West et al., l'hypothèse que les D_{LL} sont proportionnels à une seule puissance de L peut produire des erreurs importantes.

En ce qui concerne les études qui se basent sur les formules théoriques de Fälthammar et de Cornwall et sur des fluctuations mesurées des champs magnétiques et électrostatiques, la difficulté se trouve dans la définition de ces champs. Mozer [1971] et Holzworth and Mozer [1979] ont utilisé des ballons pour mesurer le champ électrique. Ensuite, des informations sur le champ électrique dans les ceintures ont été déduites de la propagation de mode « whistlers » des signaux de transmetteurs VLF (Very Low Frequency) [Thomson, 1976; Andrews et al., 1978]. Pour le champ magnétique, des modèles sont utilisés, comme celui de Mead [Mead, 1964; Mead et Beard, 1964] qui contient un terme symétrique et un terme asymétrique [Schulz et Eviatar, 1969]. La diffusion radiale sera produite par le terme asymétrique. Cependant des incertitudes sur les champs persistent et elles influencent beaucoup les valeurs calculées des coefficients D_{LL} [Fälthammar, 1965].

Les études présentées ci-dessus concernent, pour la plupart, le calcul des coefficients de diffusion radiale qui ne dépendent pas du temps ou de l'activité magnétique. Les coefficients sont déterminés par le comportement moyen des électrons énergétiques, quand ces derniers diffusent graduellement vers une configuration plus relaxée pendant les semaines et les mois qui suivent un orage. Il existe deux études, qui sont beaucoup référencées pendant les années qui suivent, qui se sont intéressées à la variation du champ magnétique en relation avec un indice géomagnétique et au calcul des coefficients de diffusion pour ce champ. La première étude, chronologiquement, est celle de Lanzerotti and Morgan [1973] où des mesures des fluctuations du champ magnétique d'ondes ULF (Ultra Low Frequency) à $L \sim 4$ ont été utilisées. Ils ont déterminé $D_{LL}^M = L^{10} D_o^M$ où D_o^M est une fonction de l'activité magnétique, qui peut être paramétré par la moyenne journalière de l'indice K de Fredericksburg (K_{FR}). La deuxième étude est celle de Lanzerotti et al. [1978], où D_o^M (déterminé aussi par $D_{LL}^M = L^{10} D_o^M$) est calculé à partir des mesures du champ magnétique à l'orbite géostationnaire ($L \sim 6,6$). La paramétrisation de l'activité magnétique est faite par la somme de l'indice K_p sur 12 heures (K_{p12}). Récemment, Brautigam et Albert [2000] ont estimé les expressions qui décrivent les résultats des deux études par $\log[D_o^M(4,0)] = 0,75K_{FR} - 10,2$ pour l'étude de Lanzerotti and Morgan [1973] et $\log[D_o^M(6,6)] = 0,07K_{p12} - 8,5$ pour celle de Lanzerotti et al. [1978].

II.1.2.b. Les années suivantes

Pendant les années 1965-1981, un grand intérêt a porté sur le calcul des coefficients de diffusion radiale. Depuis 1981, plusieurs efforts ont été fait pour tester les résultats d'études passées [Lyons and Schulz, 1989; Albert et al., 1998] et calculer l'amplitude des coefficients définis théoriquement par Fälthammar et Cornwall (équations II-1 et II-4) [Sheldon and Hamilton, 1993]. Les tentatives de définir le champ électrostatique ont continué [Riley and Wolf, 1992] et la dépendance des D_{LL} par rapport à l'indice géomagnétique K_p a été de nouveau étudiée [Bass et al., 1998; Brautigam and Albert, 2000]. De toutes ces études, celle de Brautigam and Albert [2000] constitue actuellement une référence très utilisée dans les modèles physiques des ceintures de radiation.

Finalement, en ce qui concerne le calcul des coefficients de diffusion radiale, il faut mentionner les efforts faits par la communauté scientifique qui étudie les ceintures de radiation en utilisant les lois de la Magnétohydrodynamique (MHD). Cette étude est basée sur l'interaction résonante des électrons avec les ondes ULF [Hudson et al., 2001; Elkington et al., 2003].

II.1.3. Les Premiers Coefficients de Diffusion Radiale Dans le Modèle Salammbô

Les coefficients de diffusion radiale D_{LL} ont été déterminés dans Salammbô [Beutier, 1993] d'après la formule généralement acceptée : $D_{LL} = D_{LL}^M + D_{LL}^E$. Les coefficients dus aux perturbations électromagnétiques, D_{LL}^M et ceux dus aux perturbations électrostatiques, D_{LL}^E , ont été définis par Schulz [1991] ($\alpha=2$ et $\beta=2$ dans l'équation (II-1)) :

$$D_{LL}^M = X_1 L^{10} \left(\frac{Q(y)}{180D(y)} \right)^2 s^{-1} \quad (II-5)$$

$$D_{LL}^E = X_2 L^{10} \frac{(\Omega_3 \tau)^2}{1 + (\Omega_3 \tau)^2} \left(\frac{\gamma Z y^2 M_0}{M} \right)^2 \left(\frac{T(y)}{2D(y)} \right)^2 s^{-1} \quad (II-6)$$

Dans l'équation (II-5), $Q(y)$ et $D(y)$ sont des fonctions de $y = \sin(\alpha_{eq})$ et X_1 est une constante empirique qui correspond à une diffusion radiale moyenne pour différentes activités géomagnétiques. Elle est donnée par Schulz égale à $8,10 \cdot 10^{-14} s^{-1}$. Dans l'équation (II-6), Ω_3 est la période de dérive (en s^{-1}), τ est le temps moyen de la décroissance d'une perturbation électrostatique ($\tau \sim 1200$ s), γ est le facteur relativiste, Z est le nombre atomique des particules diffusées, M est le moment magnétique de ces particules donné en MeV/G et $M_0 = 1000$ MeV/G. La constante X_2 est aussi une moyenne de D_{LL}^E pour différentes activités magnétiques et elle est prise par Schulz égale à $1,16 \cdot 10^{-15}$. La période de dérive Ω_3 est définie par :

$$\Omega_3 = 3 \cdot 10^{10} L \frac{E_{cin} (E_{cin} + 2E_0)}{(E_{cin} + E_0)} \frac{1}{R_E^2 B_0} \frac{D(y)}{T(y)} \quad (II-7)$$

où E_{cin} est l'énergie cinétique de la particule, E_0 son énergie de repos, B_0 est le champ magnétique à l'équateur et R_E est le rayon moyen de la Terre.

Plus tard, l'influence de l'indice géomagnétique Kp a été ajouté dans le code [Boscher et al., 1998]. Inspirés par l'étude de Lanzerotti et al. [1978] (calcul du coefficient de diffusion radiale dû aux perturbations électromagnétiques, à l'orbite géostationnaire, en fonction de la moyenne de l'indice Kp sur 12 heures) Boscher et al. [1998] ont déterminé :

$$D_{LL}^M = D_o \exp(0,74Kp) L^{10} \quad (II-8)$$

Concernant le terme dû aux perturbations électrostatiques, ils ont considéré la même dépendance en Kp que celle exprimée dans l'équation (II-8) d'après les résultats de Andrews [1980] où la variation de ΔE^2 en fonction de Kp est déterminée.

Finalement, les coefficients de diffusion dans le code Salammbô ont été définis par l'équation :

$$D_{LL} = (D_{LL}^M + D_{LL}^E) e^{0,74Kp} \quad (II-9)$$

où D_{LL}^M et D_{LL}^E sont définis par les équations (II-5) et (II-6).

II.1.4. Les Nouveaux Coefficients en Fonction de l'Activité Géomagnétique

L'expression utilisée pour les coefficients de diffusion radiale D_{LL} a été révisée et redéfinie. Pour cela, les mesures de particules du satellite CRRES ont été utilisées. Par la suite nous allons présenter cette étude et les résultats obtenus. Au début, la définition des « orages » pris en compte est donnée. Les coefficients de diffusion radiale sont calculés pour chaque « orage », auquel correspond une valeur de K_p (K_p moyen de l'orage). En regroupant tous les résultats, les valeurs moyennes des coefficients de diffusion pour chaque valeur de l'indice géomagnétique K_p sont calculées. Finalement, une expression générale est déduite pour les coefficients de diffusion radiale en fonction de l'activité géomagnétique (de K_p qui est l'indice le plus représentatif des variations présentes dans les ceintures de radiation).

II.1.4.a. Les mesures utilisées

Pour cette étude, les mesures de flux de particules du satellite CRRES et les valeurs mesurées de l'indice géomagnétique K_p - pour le même intervalle temporel- ont été utilisées.

Le satellite CRRES (Combined Release and Radiation Effects Spacecraft) a été lancé le 25 juillet 1990 et a fonctionné jusqu'à octobre 1991. Il avait une orbite elliptique, de transfert géostationnaire (GTO) : $350 \text{ km} \times 33580 \text{ km}$ avec $18,15^\circ$ d'inclinaison. Sa mission était d'étudier les champs électromagnétiques, les plasmas et les particules énergétiques dans la magnétosphère terrestre. Pour cette étude, les données de l'instrument MEA (Medium Electron Sensor ou Sensor A, PI : Alfred L. Vampola) ont été utilisées. Les variations temporelles, spectrales et directionnelles des flux d'électrons d'une énergie comprise entre 100 keV et 2 MeV ont été mesurées. Les énergies moyennes de chaque canal d'énergie (17 au total) sont présentées dans le Tableau II_1.

canal	E_m (MeV)	canal	E_m (MeV)
1	0,111	10	0,871
2	0,193	11	0,972
3	0,260	12	1,086
4	0,331	13	1,175
5	0,409	14	1,288
6	0,503	15	1,368
7	0,597	16	1,472
8	0,687	17	1,581
9	0,776		

Tableau II_1. Valeurs de l'énergie moyenne de chaque canal de l'expérience MEA, à bord le satellite CRRES.

Les valeurs des indices K_p pour les années 1990 et 1991 sont issues du site OMNIWEB de la NASA (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/index.html>).

II.1.4.b. Définition d'un « orage »

Pour établir une définition des « orages » qui seront pris en compte pour le calcul des coefficients de diffusion radiale, on définit une valeur de seuil pour l'indice K_p ($K_{p_{\text{seuil}}}$) égale à 3. Par conséquent, un « orage » est un événement caractérisé par des valeurs de K_p supérieures à $K_{p_{\text{seuil}}}$. Un orage commence quand K_p dépasse la valeur de $K_{p_{\text{seuil}}} = 3$ et finit quand le K_p prend de nouveau une valeur inférieure à 3. A chaque orage, une valeur moyenne de K_p est attribuée ($K_{p_{\text{moy}}}$), qui est calculé en moyennant les valeurs de K_p entre le début et la fin de l'orage. Pour la suite du calcul, seulement les événements qui ont une durée égale ou supérieure à 6 heures (pour pouvoir calculer la moyenne en K_p il faut au moins deux valeurs

de l'indice tri-horaire) et un Kp_{moy} supérieure à 3 (à cause de la valeur de Kp_{seuil}) ont été utilisés.

II.1.4.c. Le calcul des coefficients en fonction de l'indice Kp

Pour le calcul des coefficients D_{LL} , une équation de diffusion radiale pure pour des électrons équatoriaux ($\alpha_{eq}=90^0$) a été considérée, comme présentée par l'équation (II-10) :

$$\frac{\partial f}{\partial t}(E, L; t) = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left[\frac{D_{LL}(E, L; t)}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L}(E, L; t) \right] \quad (II-10)$$

où $f(E, L; t)$ est la fonction de distribution d'électrons équatoriaux d'énergie E , à la distance L (paramètre de McIlwain) à un temps t et $D_{LL}(E, L; t)$ sont les coefficients de diffusion radiale en fonction de l'énergie des électrons, de L et du temps par l'intermédiaire de l'indice géomagnétique tri-horaire Kp . Le choix du calcul à l'équateur ($\alpha_{eq}=90^0$) est fait parce qu'il est représentatif de l'orbite de CRRES et parce que pour cette valeur d'angle d'attaque les coefficients D_{LL} ne dépendent pas de y (équations (II-5) et (II-6)). De plus, puisqu'on cherche à calculer les coefficients de diffusion radiale dans la partie externe des ceintures, nous pouvons ignorer les processus de friction et de collision, et les ondes plasmasphériques à cause du déplacement de la plasmopause à la suite d'un orage. Les coefficients de diffusion D_{LL} peuvent être calculés par l'équation (II-10) si cette dernière est écrite de la manière suivante :

$$D_{LL}(E, L; t) = L^2 \left(\frac{\partial f}{\partial L}(E, L; t) \right)^{-1} \int_1^L \frac{1}{l^2} \frac{\partial f}{\partial t}(E, l; t) dl \quad (II-11)$$

La résolution de cette équation est faite en calculant les fonctions de distribution des électrons à partir des flux mesurés par CRRES.

On définit le flux d'électrons avant l'orage, $flux_{deb}(E, L)$ (flux d'une énergie et d'un L précis), par la moyenne des quatre valeurs de flux mesurées avant l'orage. De la même façon, le flux d'électrons après l'orage, $flux_{fin}(E, L)$, est défini par la moyenne des quatre valeurs de flux mesurées après l'orage. L'intervalle temporel entre deux mesures est environ 5 heures (la moitié de la période du satellite sur son orbite). En prenant donc la moyenne des quatre valeurs de flux avant l'orage et la moyenne des quatre valeurs de flux après l'orage nous pouvons calculer des moyennes précises pendant des conditions calmes (moyenne sur 20 heures, temps suffisamment petit pour que notre calcul ne soit pas influencé par un autre orage). Finalement les fonctions de distributions sont calculées en appliquant l'équation :

$$f = \frac{flux}{p^2} \quad (II-12)$$

où $p^2 = E_c(E_c + 2E_{oe})/c^2$, E_{oe} l'énergie de repos de l'électron égale à 0,511 MeV. On admet alors que les mesures (flux dans l'équation II-12) sont celles de flux différentiels, perpendiculaires au champ à l'équateur. Nous calculons ainsi les valeurs des fonctions de distributions qui correspondent au début et à la fin des événements, en fonction de l'énergie et de L (toujours pour des électrons équatoriaux).

Ainsi, la résolution de l'équation (II-11) permet de calculer les coefficients de diffusion radiale D_{LL} en fonction de l'énergie, de L et de Kp , pour quatre valeurs de moment magnétique : $M= 11,3, 32,2, 92, 263$ MeV/G (réparties de façon logarithmique), qui correspondent à des gammes d'énergie mesurées par CRRES (Tableau II_1). Pour pouvoir estimer l'influence de l'activité géomagnétique sur les valeurs des coefficients, on calcule,

pour chaque valeur de K_p , la moyenne des valeurs calculées des coefficients (pour un moment magnétique et un L donnés). Les résultats obtenus pour les quatre valeurs de moment magnétique sont présentés sur les figures II2 à II5. Dans ces figures, les valeurs moyennes de D_{LL} sont présentées pour $K_p = 3$ à 7. Les valeurs de K_p sont des valeurs entières, puisqu'au niveau du calcul des valeurs moyennes des coefficients pour une valeur de K_p , seulement la partie entière des $K_{p_{moy}}$ a été gardée.

En observant les figures II2 à II5 nous remarquons la dépendance des D_{LL} en fonction de L et de K_p . Les valeurs des coefficients sont plus importantes pour les hautes valeurs de L et les hautes valeurs de K_p . La variation des valeurs des D_{LL} en fonction de L est en accord avec les expressions généralement acceptées par la communauté scientifique ($D_{LL} \propto L^{10}$, $D_{LL} \propto L^6$). L'augmentation des D_{LL} quand les valeurs de K_p augmentent est aussi une variation attendue. Plus l'activité géomagnétique est importante, plus les particules sont diffusées radialement.

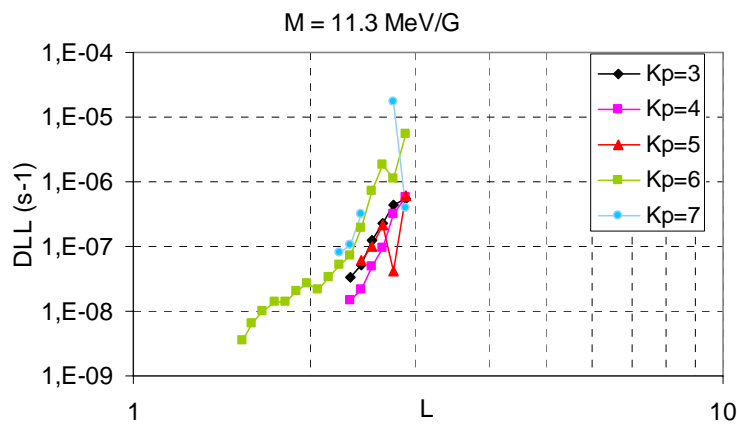


Figure II.2. Valeurs moyennes des D_{LL} pour $K_p=3$ à 7, en fonction de L , pour des électrons équatoriaux de moment magnétique $M=11,3$ MeV/G.

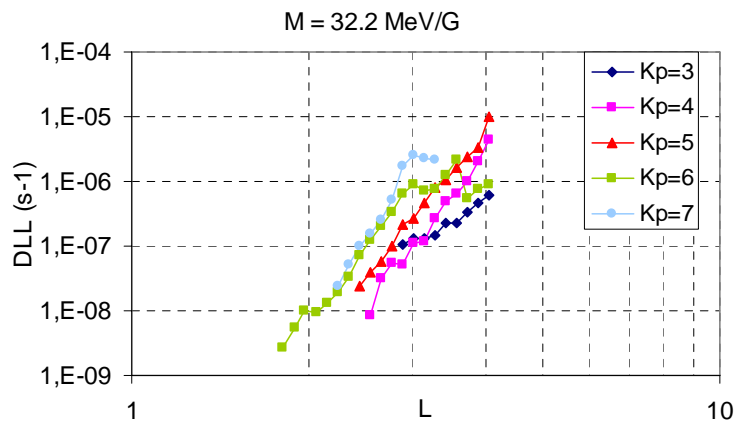


Figure II.3. Valeurs moyennes des D_{LL} pour $K_p=3$ à 7, en fonction de L , pour des électrons équatoriaux de moment magnétique $M=32,2$ MeV/G.

II.1.4.d. Définition de l'expression des coefficients en fonction de K_p

Le but final de cette étude est de définir une expression pour les coefficients de diffusion en fonction de l'activité géomagnétique, par l'intermédiaire de l'indice K_p . En

considérant donc les coefficients D_{LL}^M et D_{LL}^E donnés par Schulz [1991], présentés par les équations (II-5) et (II-6), on a essayé de définir une équation du type (« M » pour la composante magnétique et « E » pour la composante électrostatique) :

$$D_{LL} = g_M(Kp)D_{LL}^M + g_E(Kp)D_{LL}^E \quad (II-13)$$

qui satisfait les valeurs des coefficients obtenues à partir des mesures de particules de CRRES dans l'équation (II-11) (Figures II2-II5). L'expression finale obtenue est :

$$D_{LL} = 0,056e^{0,74Kp} D_{LL}^M + [(0,26Kp - 0,16)^2 / 1,96]D_{LL}^E \quad (II-14)$$

Pour la dépendance en Kp, la partie magnétique est très inspirée des études précédentes (voir équation II-9), quant à la partie électrique elle est très inspirée des travaux de Brautigam et Albert [2000]. Ce sont les coefficients de proportionnalité, 0,056 pour la partie magnétique et 1,96 pour la partie électrique, qui ont été déduit de cette étude.

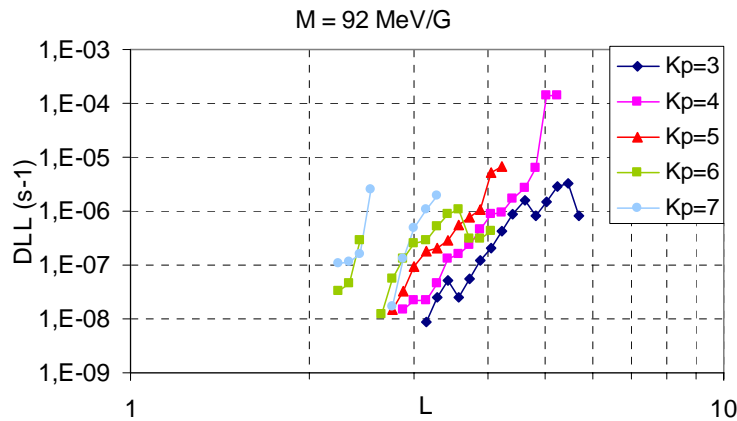


Figure II.4. Valeurs moyennes de D_{LL} pour Kp= 3 à 7, en fonction de L, pour des électrons équatoriaux de moment magnétique $M = 92$ MeV/G.

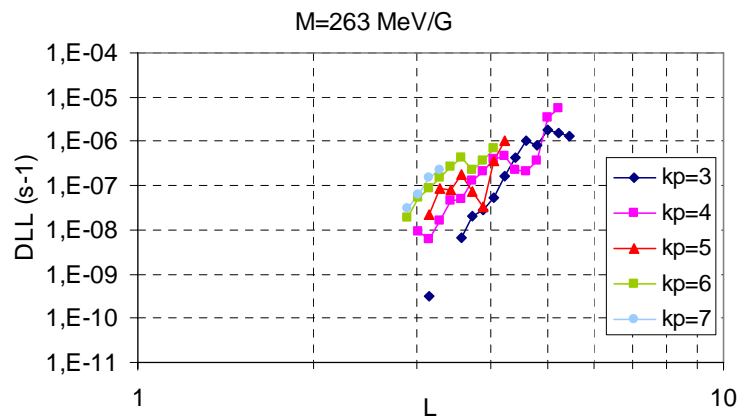


Figure II.5. Valeurs moyennes de D_{LL} pour Kp= 3 à 7, en fonction de L, pour des électrons équatoriaux de moment magnétique $M = 263$ MeV/G.

Dans les figures II6 à II8 les valeurs calculées à partir de l'équation (II-14) sont comparées avec les résultats déduits des mesures de CRRES, dans le cas des électrons équatoriaux, de moment magnétique $M = 263$ et pour Kp= 4, 5 et 6, respectivement.

Les nouvelles valeurs des coefficients de diffusion radiale sont représentées sur les figures II.9 à II.11, pour trois valeurs de Kp, dans le cas d'électrons équatoriaux de 100, 400 et 1000 keV, respectivement. Il est évident que les nouveaux coefficients augmentent avec l'activité géomagnétique et pour une énergie donnée, ils ne sont pas proportionnels à une seule puissance de L. A titre indicatif, nous pouvons dire que les valeurs des D_{LL} à $L = 5$, pour une énergie égale à 100 keV (figure II.9), deviennent environ 7 fois plus importantes dans le cas où Kp passe de la valeur 2 à la valeur 4,5 et environ 7 fois encore plus importantes quand Kp passe de la valeur 4,5 à la valeur 8. Dans le cas d'électrons d'énergie égale à 1 MeV, les D_{LL} à $L = 5$ deviennent plus de 6 fois plus importants quand le Kp passe de 2 à 4,5 et environ 12 fois encore plus importants quand le Kp prend la valeur 8 par rapport à 4,5.

Les valeurs des coefficients de diffusion données par l'équation (II-14) (où D_{LL}^M et D_{LL}^E sont les coefficients dus aux perturbations électromagnétiques et électrostatiques donnés par les équations (II-5) et (II-6) [Schulz, 1991]) ont remplacé les anciens coefficients dans le code Salammbô. C'est avec ces coefficients que nous avons réalisé l'étude de l'accélération des électrons due aux interactions résonantes avec les ondes chorus (section II.2. de ce Chapitre).

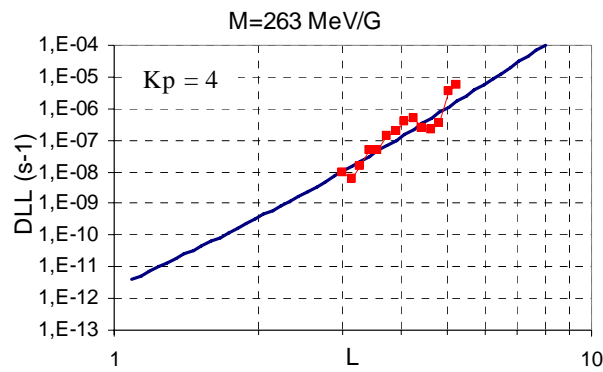


Figure II.6. Valeurs des coefficients D_{LL} calculées à partir de l'équation (II-7) (courbe noir) et comparaison avec les valeurs obtenues en utilisant les mesures de CRRES (courbe rouge), pour Kp= 4.

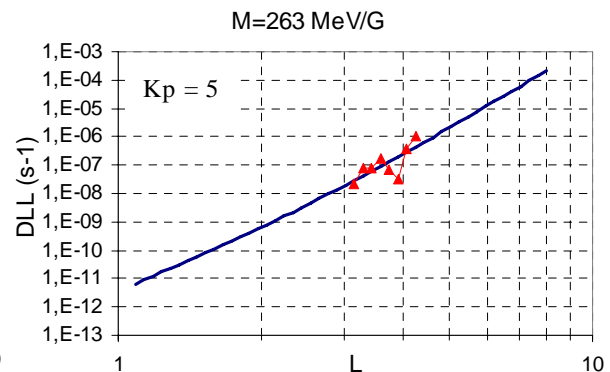


Figure II.7. Valeurs des coefficients D_{LL} calculées à partir de l'équation (II-7) (courbe noir) et comparaison avec les valeurs obtenues en utilisant les mesures de CRRES (courbe rouge), pour Kp= 5.

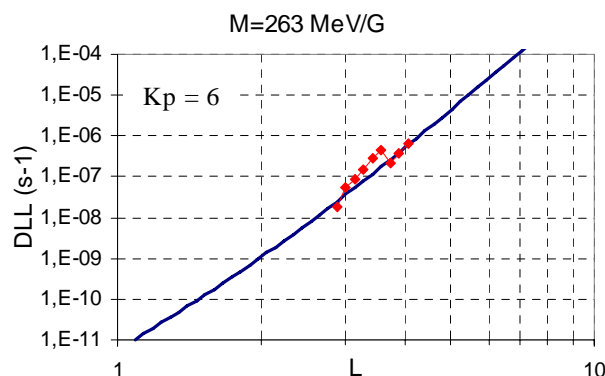


Figure II.8. Valeurs des coefficients D_{LL} calculées à partir de l'équation (II-7) (courbe noir) et comparaison avec les valeurs obtenues en utilisant les mesures de CRRES (courbe rouge), pour Kp= 6.

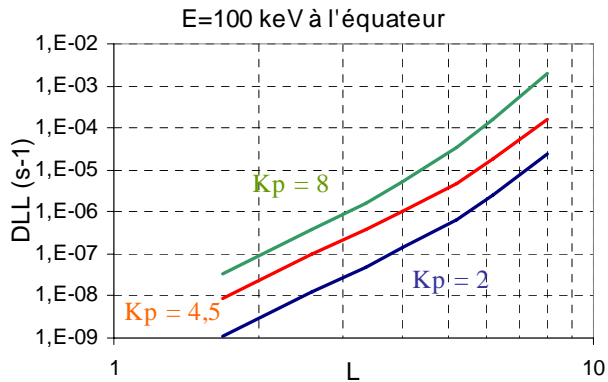


Figure II.9. Les nouvelles valeurs des coefficients D_{LL} pour le cas d'électrons de 100 keV, à l'équateur.

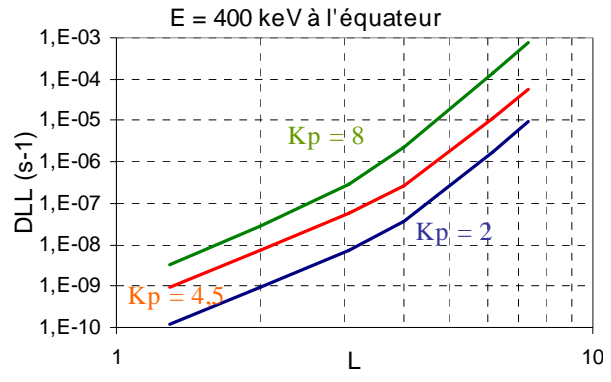


Figure II.10. Les nouvelles valeurs des coefficients D_{LL} pour le cas d'électrons de 400 keV, à l'équateur.

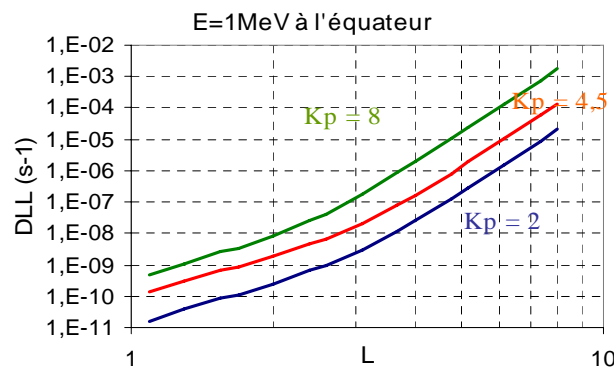


Figure II.11. Les nouvelles valeurs des coefficients D_{LL} pour le cas d'électrons de 1 MeV, à l'équateur.

II.1.4.e. Conclusion-Discussion

On pense que les nouveaux coefficients sont bien évidemment plus précis que les anciens coefficients utilisés dans Salammbô, puisque des mesures de flux de particules (par CRRES) ont été utilisées. Cependant, il y a plusieurs points qui peuvent influencer la validité des valeurs obtenues. Premièrement, le fait que le calcul n'est fait que pour une valeur fixe de $\alpha_{eq} = 90^\circ$ engendre des erreurs. Deuxièmement, la statistique est limitée à la durée de vie de CRRES (14 mois) et troisièmement, on suppose que la dynamique des électrons n'est due qu'à la diffusion radiale pure, alors que d'autres processus physiques entrent en jeu, tels que l'interaction onde-particule en dehors de la plasmopause (section II.2).

Cependant, cette étude présente des avantages importants par rapport aux études réalisées récemment ailleurs. La différence est liée au fait que nous utilisons des mesures de flux de particules à la place de mesures des champs magnétiques et électrostatiques à un endroit fixe. Les particules piégées, détectées en un point de l'espace par le satellite, suivent le triple mouvement de giration-rebond-dérive. Au cours de cette trajectoire ils ont subi des perturbations de champs magnétique et électrique qui globalement ont appliqué la diffusion radiale. En utilisant donc les mesures de flux de particules nous tenons compte des perturbations globales présentes dans les ceintures de radiation. De l'autre côté, si nous examinons le cas de l'étude de Brautigam et Albert [2000], qui est considéré comme une référence actuellement, nous constatons que la définition des coefficients de diffusion radiale dus aux perturbations électromagnétiques est faite en utilisant seulement deux mesures du

champ magnétique : une à L=4 [Lanzerotti et Morgan, 1973] et une à L=6,6 [Lanzerotti et al., 1978]. De plus, la définition du champ à L=4 a été fait à partir de mesures d'ondes ULF sur la Terre. Tenant compte que leur calcul est fait pour le cas équatorial, nous concluons que l'incertitude concernant l'estimation du champ magnétique est importante (les caractéristiques des ondes changent pendant leur propagation le long de la ligne de champ).

II.2. Interaction des Electrons avec des Ondes de Type « Whistlers » en Dehors de la Plasmasphère

II.2.1. Les Ondes Chorus (Emissions de Type Chœur)

Les ondes de type whistlers qui intéressent le plus la communauté scientifique, comme des possibles accélérateurs d'électrons de haute énergie (interaction présentée dans le Chapitre I, section I.3.2.d.), sont les ondes chorus, ondes qui sont parmi les plus intenses de la magnétosphère dans la région L= 4-10 [Horne et Thorne, 1998; Summers et al., 2002; Summers, 2004; Horne et al., 2003, 2005]. Les chorus doivent leur nom à leur spectre caractéristique qui consiste en une succession d'émissions de fréquence qui augmente rapidement, chaque émission ayant une durée typiquement inférieure à une seconde (figure II.12). Les émissions chorus sont des émissions électromagnétiques du type « whistlers » qui sont polarisées à droite. Ces ondes sont observées pendant des sous-orages et des périodes prolongées d'activité magnétique, où leur intensité est fortement augmentée. Elles peuvent être amplifiées par résonance cyclotron avec des électrons anisotropes de 10 à 100 keV dans une large région de temps magnétiques locaux (MLT) compris entre 22:00 et 13:00 heures, en dehors de la plasmasphère mais aussi sur son bord externe. Leur amplitude typique varie entre 1 et 100 pT [Burtis and Helliwell, 1975] mais occasionnellement elle peut atteindre des valeurs de 1 nT [Parrot and Gaye, 1994].

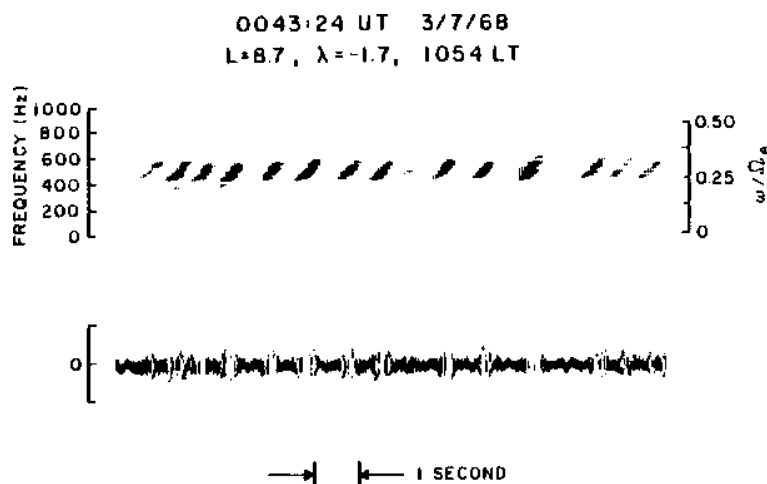


Figure II.12. Spectrogramme de la fréquence d'émissions chorus en fonction du temps. Observation faite par OGO-5 à L=8,7.

Plusieurs études récentes ont révélées une corrélation entre l'augmentation du flux des électrons relativistes et des périodes prolongées d'émissions d'ondes chorus de haute amplitude au delà de la plasmopause ($L > 3,5$), typiquement 2-3 jours après un orage

[Meredith et al., 2001a, 2002a et b, 2003a; Miyoshi et al., 2003]. Une telle observation est faite par CRRES pendant la période orageuse du 9 au 14 Octobre 1990 (figure II.13) [Meredith et al., 2001b]. Sur cette figure, l'amplitude des ondes augmente (spécialement celle des chorus de bande inférieure : « Lower-Band Chorus ») pendant la phase principale de l'orage (10 Octobre), en même temps que le flux d'électrons relativistes diminue et celui d'électrons d'une énergie de quelques keV augmente. Pendant la phase de retour à l'équilibre (11 à 15 Octobre) une activité forte de sous-orages est signalée, comme c'est révélé par la variation de l'indice AE (dernier panel). Pendant la même période, les émissions chorus atteignent des niveaux supérieurs à ceux d'avant l'orage et les flux d'électrons relativistes (avec une énergie de l'ordre de MeV) augmentent fortement. Ainsi, une corrélation est supposée entre les injections de particules de basse énergie pendant une période prolongée d'activité géomagnétique et de l'augmentation de la densité de puissance des émissions chorus, qui contribuent à l'accélération des électrons.

Les ondes chorus sont amplifiées à l'équateur et aussi à des latitudes magnétiques jusqu'à $\pm 40^\circ$. L'interaction avec les électrons de haute énergie est d'autant plus importante que l'intensité du champ magnétique de l'onde est forte. De plus, elle dépend de la distribution en fréquence de l'onde et du rapport de la fréquence électronique du plasma froid ambiant sur la fréquence cyclotron de l'électron (ω_{pe}/Ω_e). L'interaction est plus favorable quand la fréquence ω des ondes a des valeurs comprises entre $0,1\Omega_e$ et $0,5\Omega_e$ [Horne et Thorne, 1998] et l'accélération des électrons est plus efficace dans les régions où le rapport ω_{pe}/Ω_e est faible (en dehors de la plasmasphère). L'endroit où les ondes vont interagir avec les électrons et les accélérer n'est pas forcément le même que celui où les ondes sont excités, les conditions de résonance doivent être remplies.

L'effet global de l'interaction entre les ondes chorus et les électrons de la ceinture externe va être étudié en détails par la suite.

II.2.2. Prise en Compte des Ondes Chorus dans le Modèle Salammbô

Comme on l'a expliqué dans l'Introduction (Chapitre I), il est essentiel de développer des modèles physiques qui prennent en compte à la fois le processus de diffusion radiale et les interactions ondes-particules qui peuvent conduire à l'accélération des électrons à des énergies relativistes. Pour la modélisation des ceintures de radiation des électrons, les deux processus doivent être inclus dans l'équation de diffusion qui décrit l'évolution temporelle des fonctions de distribution des particules piégées. Dans cette partie, nous procédons à l'inclusion des interactions résonantes des électrons avec les ondes chorus dans le modèle physique Salammbô.

II.2.2.a. Les coefficients de diffusion : le code PADIE

Les interactions résonantes des électrons piégés avec les chorus se traduisent par une diffusion des particules en angle d'attaque et en énergie. L'effet moyen de la perturbation considérée se traduit par un coefficient de diffusion en angle d'attaque $D_{\alpha\alpha}$, un coefficient de diffusion en énergie D_{EE} et un coefficient de diffusion croisée $D_{\alpha E}$. Les trois coefficients locaux sont déterminés par les formules suivantes en s^{-1} :

$$D_{\alpha\alpha} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\Delta\alpha)^2}{\Delta t} \right\rangle \quad (\text{II-15})$$

$$D_{\alpha E} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\Delta\alpha\Delta E}{\Delta t} \right\rangle \quad (\text{II-16})$$

$$D_{EE} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\Delta E)^2}{\Delta t} \right\rangle \quad (\text{II-17})$$

où $\langle (\Delta \alpha)^2 / \Delta t \rangle$ est la valeur moyenne attendue par unité de temps de la variation $(\Delta \alpha)^2$ pour une particule avec un angle d'attaque α . Les termes $\langle (\Delta \alpha \Delta E) / \Delta t \rangle$ et $\langle (\Delta E)^2 / \Delta t \rangle$ ont des significations similaires.

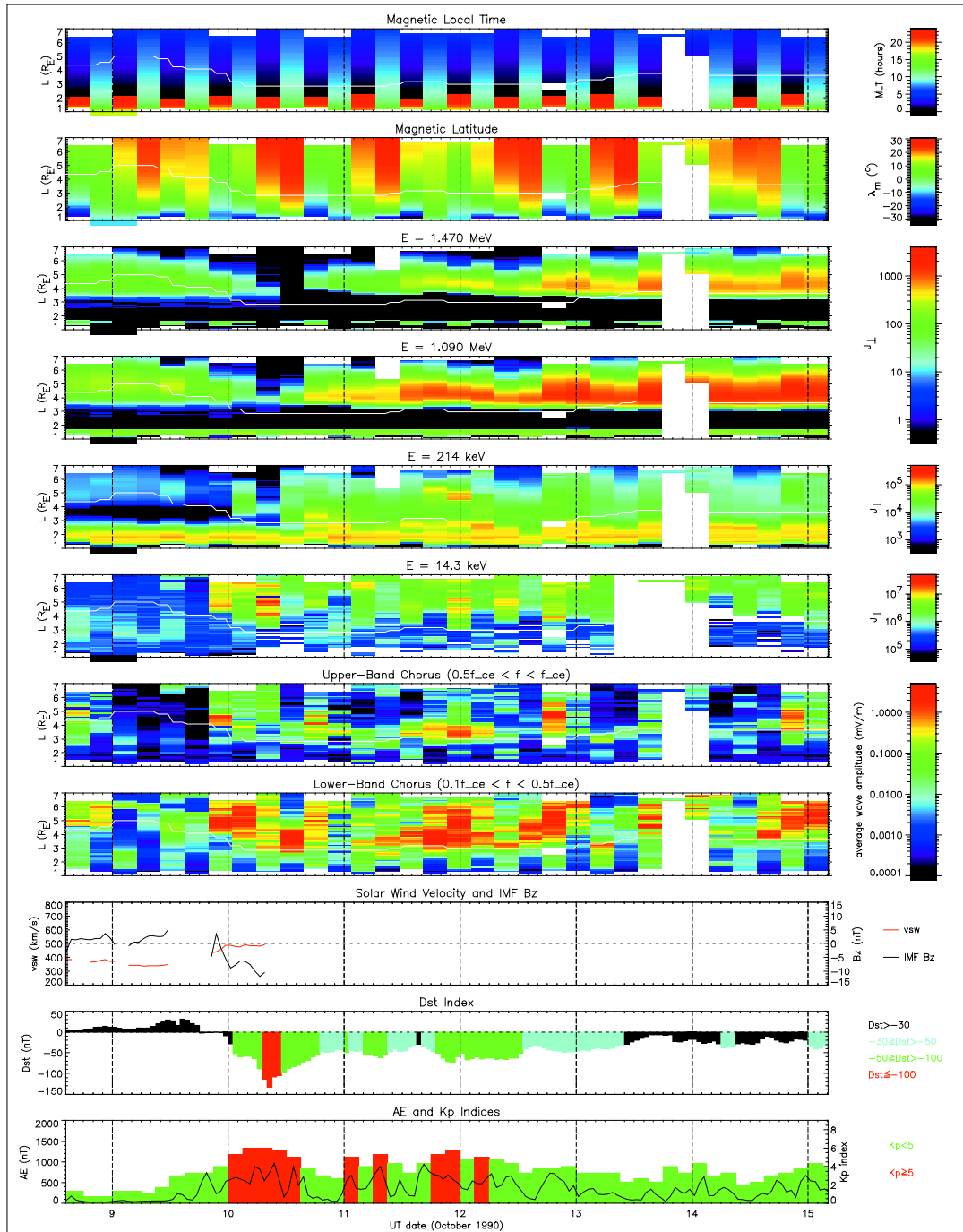


Figure II.13. Exemple d'excitation d'ondes chorus, observé en dehors de la plasmapause par le satellite CRRES, pendant la période orageuse du 9 à 14 Octobre, 1990. (d'après [Meredith et al., 2001b]).

Les coefficients de diffusion $D_{\alpha\alpha}$, $D_{\alpha E}$, D_{EE} sont calculés par Richard Horne et Sarah Glauert, du British Antarctic Survey, avec le code PADIE (Pitch Angle and Energy Diffusion of Ions and Electrons) [Glauert and Horne, 2005]. Le calcul a été fait en s'appuyant sur une théorie quasi-linéaire et complètement relativiste. Dans le cas des ondes chorus, l'effet de la diffusion des électrons par les ondes est calculé en supposant que la dispersion du vecteur vitesse de la particule est stochastique et provoquée par une succession d'ondes d'amplitude faible et de phase aléatoire. La théorie quasi-linéaire est donc une bonne description des propriétés moyennes du processus de la diffusion, qui cependant ignore les effets fortement non-linéaires. Par conséquent, les résultats du calcul peuvent être une sous-estimation de l'importance de la diffusion [Horne et al., 2003].

L'équation de dispersion des ondes est utilisée sans approximations. Ainsi les interactions avec tous les différents modes d'ondes électromagnétiques linéaires dans un plasma froid peuvent être calculées, pour toutes les valeurs de ω_{pe}/Ω_e , tous les angles de propagation et pour beaucoup de résonances.

La distribution des ondes en fréquence est considérée comme Gaussienne et elle est donnée par :

$$B^2(\omega) = A^2 \exp\left(-\left(\frac{\omega - \omega_m}{\delta\omega}\right)^2\right) \quad , \quad \text{pour } \omega_{lc} \leq \omega \leq \omega_{uc} \quad (\text{II-18})$$

$$B^2(\omega) = 0 \quad , \quad \text{autrement}$$

où $B^2(\omega)$ est la puissance du champ magnétique de l'onde par unité de fréquence en fonction de la fréquence ω (en $T^2 \text{ Hz}^{-1}$), ω_m est la fréquence où la puissance de l'onde est maximale, $\delta\omega$ est la largeur de bande des fréquences, ω_{lc} et ω_{uc} sont les fréquences de coupure inférieure et supérieure du spectre de l'onde- en dehors desquelles $B^2(\omega)$ est égal à zéro- et A^2 est une constante de normalisation. Une telle distribution Gaussienne de la fréquence est utilisée pour simplifier les calculs, puisqu'il a été démontré que la bande de fréquence des chorus est restreinte.

La distribution des ondes en angle ψ (l'angle entre la direction de propagation de l'onde et le champ magnétique local) est aussi considérée comme Gaussienne, et est donnée par :

$$g(X) = \exp\left(-\left(\frac{X - X_m}{X_w}\right)^2\right) \quad , \quad \text{pour } X_{\min} \leq X \leq X_{\max} \quad (\text{II-19})$$

$$g(X) = 0 \quad , \quad \text{autrement}$$

où $X = \tan(\psi)$, X_w est la largeur angulaire et X_m est le pic de la distribution.

Pour calculer les coefficients de diffusion locaux, les valeurs de l'amplitude de l'onde B_w , les valeurs des ω_m , $\delta\omega$, ω_{lc} , ω_{uc} pour la distribution des fréquences et les valeurs X_m , X_{\min} , X_{\max} , X_w pour la distribution des angles normaux, doivent être déterminées. Les valeurs sont déterminées d'après les mesures d'ondes (PWI) à bord du satellite CRRES et sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_m = 0,35|\Omega_e| \\ \delta\omega = 0,15|\Omega_e| \\ \omega_{lc} = \omega_m - 1,5\delta\omega \\ \omega_{uc} = \omega_m + 1,5\delta\omega \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} X_m = 0 \\ X_w = 0,577 \\ X_{\min} = 0 \\ X_{\max} = 1 \end{array} \right. \quad (\text{II-20})$$

Ainsi, la distribution des ondes est maximale pour une fréquence égale à $0,35|\Omega_e|$ et dans la direction parallèle au champ magnétique ambiant ($X_m = \tan\psi = 0$). Elles possèdent une largeur de bande de fréquence égale à $0,15|\Omega_e|$ et elles ont une distribution angulaire de 30 degrés ($X_w = \tan 30^\circ = 0,577$). Le calcul des coefficients de diffusion est fait supposant une intensité d'ondes constante et égale à $B_w^2 = 10^4 \text{ pT}^2$ et un champ magnétique ambiant dipolaire, donné par :

$$B = \frac{M(1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2}}{L^3 R_e^3 \cos^6 \lambda} \quad (\text{II-21})$$

où $M = 8,033454 \cdot 10^{15} \text{ Tm}^3$ est le moment magnétique dipolaire pour la Terre, $R_e = 6370 \text{ km}$ est le rayon terrestre, L est le paramètre McIlwain et λ est la latitude magnétique. Pour le calcul de l'interaction onde-particule, la densité du plasma froid est supposée constante, puisque les observations suggèrent qu'elle varie peu pour des latitudes inférieures à 30° (autres modèles de densité peuvent facilement être incorporés dans le code) [Horne et al., 2005]. Les coefficients de diffusion sont calculés pour la résonance de Landau $n = 0$, où la vitesse de l'électron est égale à la vitesse de phase de l'onde qui est parallèle au champ magnétique ambiant, et les résonances cyclotron jusqu'à $n = \pm 5$.

En tenant compte de la variation des différents paramètres qui dépendent de la latitude magnétique, les coefficients moyennés sur le mouvement de rebond sont calculés en moyennant les coefficients locaux (équations (II-15)-(II-17)) sur le mouvement des particules le long de la ligne de champ. Les coefficients de diffusion moyennés sur le rebond sont donnés en fonction de l'angle d'attaque équatorial des électrons α_{eq} par :

$$\langle D_{\alpha_{eq}\alpha_{eq}} \rangle = \frac{1}{\tau_B} \int_0^{\tau_B} D_{\alpha\alpha} \left(\frac{\partial \alpha_{eq}}{\partial \alpha} \right)^2 dt \quad (\text{II-22})$$

$$\langle D_{\alpha_{eq}E} \rangle = \frac{1}{\tau_B} \int_0^{\tau_B} D_{\alpha E} \left(\frac{\partial \alpha_{eq}}{\partial \alpha} \right) dt \quad (\text{II-23})$$

$$\langle D_{EE} \rangle = \frac{1}{\tau_B} \int_0^{\tau_B} D_{EE} dt \quad (\text{II-24})$$

où τ_B est la période de rebond de la particule. Si les intégrales des relations (II-22), (II-23) et (II-24) sont écrites en fonction de la latitude magnétique et pour un champ magnétique dipolaire (équation (II-21)) on obtient alors :

$$\langle D_{\alpha_{eq}\alpha_{eq}} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha\alpha} \frac{\cos \alpha}{\cos^2 \alpha_{eq}} \cos^7 \lambda d\lambda \quad (\text{II-25})$$

$$\langle D_{\alpha_{eq}\alpha_{eq}} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha E} \frac{\cos^4 \lambda (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/4} d\lambda}{\cos \alpha} \quad (\text{II-26})$$

$$\langle D_{EE} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^{\lambda_m} D_{EE} \frac{\cos \lambda (1 + 3 \sin^3 \lambda)^{1/2} d\lambda}{\cos \alpha} \quad (\text{II-27})$$

où λ_m est la latitude du point miroir de la particule et $T(\alpha_{eq})$ exprime la variation de la période de rebond τ_B en fonction de α_{eq} . $T(\alpha_{eq})$ est déterminé ici, pour le cas d'un champ magnétique dipolaire, par l'approximation suivante [Hamlin et al., 1961] :

$$T(\alpha_{eq}) = 1,30 - 0,56 \sin \alpha_{eq} \quad (\text{II-28})$$

La valeur de la latitude magnétique λ_m est calculée par la résolution du polynôme :

$$C_l^6 + 3C_l \sin^4 \alpha_{eq} - 4 \sin^4 \alpha_{eq} = 0 \quad (\text{II-29})$$

où $C_l = \cos^2 \lambda_m$. Cette équation possède une seule racine réelle positive. Après avoir calculé les valeurs λ_m , l'intégration en λ des équations (II-25)-(II-27) est limitée aux latitudes magnétiques où les ondes sont présentes. Pour l'étude actuelle, les coefficients de diffusion sont calculés avec le code PADIE en ne tenant compte que de la région équatoriale $-15^\circ < \lambda_m < 15^\circ$.

Les coefficients de diffusion $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $\langle D_{\alpha E} \rangle$ et $\langle D_{EE} \rangle$ sont ainsi calculés comme une matrice pour cinq valeurs de ω_{pe}/Ω_e : 1,5, 2,5, 5, 7,5 et 10, pour six valeurs d'énergie $E = 10, 30, 100, 300, 1000$ et 3000 keV et pour cinq valeurs de L : 2,5, 3,5, 4,5, 5,5, 6,5, avec une résolution de moins d'un degré en angle d'attaque équatorial. Par la suite on va traiter seulement les coefficients de diffusion moyennés sur le rebond que l'on écrit $D_{\alpha\alpha}$, $D_{\alpha E}$, D_{EE} par simplicité.

Quelques exemples des valeurs des trois coefficients de diffusion sont montrés sur les figures II.14 et II.15. Sur ces figures, les coefficients de diffusion (moyennés sur le rebond) sont représentés pour $L = 4,5$ et pour trois valeurs de ω_{pe}/Ω_e : 1,5, 5 et 10, pour $E = 1$ MeV dans la figure II.14 et $E = 100$ keV dans la figure II.15. En observant les figures, on constate que les coefficients de diffusion ont des valeurs importantes. Les temps caractéristiques de diffusion sont de l'ordre du jour voir de l'ordre de l'heure quand le rapport ω_{pe}/Ω_e est faible. On remarque aussi que le coefficient de diffusion en angle d'attaque $D_{\alpha\alpha}$ est plus important que les deux autres. Ce rapport entre les coefficients est valable pour toutes les valeurs d'énergie, de L et de ω_{pe}/Ω_e . Le coefficient $D_{\alpha E}$ est plus important que D_{EE} dans le cas de $E = 100$ keV mais les deux coefficients sont du même ordre de grandeur pour $E = 1$ MeV.

En comparant les deux figures (II.14 et II.15) on constate que le coefficient de diffusion en angle d'attaque $D_{\alpha\alpha}$ est très fort pour $E = 100$ keV, spécialement près du cône de perte (faibles α_{eq}) où il augmente d'environ 5 ordres de grandeur quand le rapport ω_{pe}/Ω_e passe de 10 à 1,5. Ceci indique que quand l'activité magnétique sera forte, alors ω_{pe}/Ω_e deviendra faible (ω_{pe}/Ω_e est faible en dehors de la plasmasphère, qui contracte quand l'activité magnétique augmente), les électrons de basse énergie seront perdus dans le cône de perte par diffusion en angle d'attaque.

Concernant le coefficient de diffusion $D_{\alpha E}$, on note que sur les figures II.14 et II.15 quelques valeurs manquent pour les hautes valeurs d'angle d'attaque équatorial. Ces valeurs sont négatives et ne peuvent pas être représentées sur cette échelle logarithmique. Elles sont dues à la résonance de Landau ($n = 0$) et aux résonances cyclotron de faibles harmoniques qui domine les autres résonances pour ces valeurs de α_{eq} . On peut voir aussi sur les courbes des deux autres coefficients les pics qui se forment aux mêmes valeurs de α_{eq} . Un coefficient de diffusion de valeur négative pourrait être interprété physiquement comme une diffusion qui a tendance non pas à affaiblir les dérivés existantes mais à les agrandir, les rendre encore plus importantes. Dans la nature nous ne connaissons pas de processus de diffusion qui puisse avoir ce comportement.

Le troisième coefficient de diffusion D_{EE} est beaucoup plus important pour le cas de $E = 1$ MeV, contrairement au $D_{\alpha\alpha}$. Pour cette énergie, quand le rapport ω_{pe}/Ω_e diminue de 10 à 1,5 les valeurs de D_{EE} sont multipliées par 10^3 , augmentation qui n'est pas observée dans le cas du coefficient $D_{\alpha\alpha}$. On peut dès lors supposer que, quand l'activité magnétique augmente, les électrons de haute énergie vont être accélérés à des énergies relativistes par les ondes chorus.

Les remarques et les constatations faites ci-dessus en observant les figures II.14 et II.15 fournissent des indications sur la façon dont l'interaction ondes-électrons se réalise pendant les périodes de forte activité magnétique. Quand l'activité magnétique augmente (le rapport ω_{pe}/Ω_e diminue), des électrons de faible énergie sont injectés dans la magnétosphère en augmentant le courant annulaire. Une fraction de ces particules- en diffusant dans le cône de perte- va transférer son énergie aux ondes qui vont être excitées. Ces ondes vont par la suite interagir avec les électrons de haute énergie qui vont être accélérés à des énergies relativistes. De cette manière, par l'intermédiaire des ondes, une fraction de l'énergie des particules de basse énergie passe aux particules de haute énergie et le flux des électrons relativistes augmente.

II.2.2.b. Les caractéristiques des ondes et de l'environnement : dépendance en Kp

Les coefficients de diffusion sont reliés à l'activité magnétique en construisant un modèle d'ondes dans lequel les valeurs équatoriales ($-15^\circ < \lambda_m < 15^\circ$) de ω_{pe}/Ω_e et de l'intensité des ondes B_w^2 , mesurés par CRRES [Meredith et al., 2003b], sont déterminés pour $Kp < 2$, $2 \leq Kp < 4$ et $Kp \geq 4$. Ces valeurs sont données pour des valeurs de L comprises entre 1 et 8, avec une résolution de 0,1L et pour tous les temps magnétiques locaux (MLT) avec une résolution d'une heure. Les valeurs des deux paramètres sont représentées sur la figure II.16.

Les données utilisées proviennent de l'expérience « Plasma Wave Experiment » à bord du satellite CRRES, qui a mesuré des champs électriques de 5,6 Hz à 400 kHz. Les intensités électriques des chorus ont été converties en intensités magnétiques, puisque les taux de diffusion en énergie varient selon l'intensité du champ magnétique. De plus, puisque les électrons relativistes interagissent plus facilement avec les chorus qui ont une fréquence ω entre $0,1\Omega_e$ et $0,5\Omega_e$ [Horne et Thorne, 1998], l'intensité spectrale des ondes (pT^2Hz^{-1}) calculée, a été intégrée sur cette bande des fréquences pour obtenir l'intensité du champ magnétique des chorus B_w^2 . Finalement B_w^2 et ω_{pe}/Ω_e ont été estimés en fonction de la position- en L et MLT- et de l'activité magnétique (Kp).

Sur la figure II.16, les planches du haut représentent la variation de l'intensité des ondes en fonction de L, MLT et Kp. Comme nous l'avons déjà mentionné, l'intensité est forte pour des temps locaux magnétiques compris entre 22:00 et 13:00 et elle augmente avec l'activité magnétique (Kp). On constate aussi que la valeur de L où l'intensité des ondes est maximale varie entre le cas de Kp faible et celui de Kp fort. Pour la première catégorie de Kp (Kp inférieur à 2), les ondes sont détectées surtout pour $L > 5$ tandis que pour la dernière catégorie de Kp (Kp supérieur ou égal à 4) elles sont détectées pour $L > 3$. Ceci indique la

présence des chorus en dehors de la plasmopause et proche de la plasmopause, sa position se déplaçant vers l'intérieur (L plus faibles) quand l'activité magnétique augmente.

Sur les planches du bas, de la figure II.16, le rapport ω_{pe}/Ω_e est représenté en fonction de L, MLT et Kp. Ses valeurs sont plus faibles de minuit à midi et pour une activité magnétique forte. La variation en L des valeurs de ω_{pe}/Ω_e avec l'activité magnétique indique la position de la plasmopause, puisque à l'intérieur de la plasmasphère la densité (et donc la fréquence) du plasma est haute, suggérant ainsi une grande valeur pour le rapport ω_{pe}/Ω_e . Les valeurs du rapport de la fréquence plasma sur la gyrofréquence des électrons devient donc plus faibles quand l'activité magnétique augmente, puisque la plasmasphère contracte et la probabilité de se trouver en dehors d'elle augmente.

En sachant que la diffusion des électrons par interactions résonantes avec les ondes chorus est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique des ondes et que la diffusion en énergie est plus favorable pour un rapport ω_{pe}/Ω_e faible, il est déjà possible de conclure que dans la région entre minuit et midi en temps local magnétique, en dehors de la plasmopause et pendant une activité magnétique forte, les conditions se sont plus favorables pour accélérer des électrons à des très hautes énergies.

D'un autre coté, en observant la figure II.16, quelques incertitudes concernant notre calcul subsistent. Premièrement, on réalise que les mesures ne sont pas complètes, surtout entre 6 heures et midi. Ceci peut affecter la précision du calcul de la moyenne sur la dérive des coefficients de diffusion. On observe aussi une absence de mesures entre L = 7 et 8 pour cette région équatoriale qui est due à l'orbite du satellite CRRES. Notons ici que la dernière valeur de L pour laquelle les coefficients de diffusion sont donnés par le code PADIE est L = 6,5. Pour des valeurs de L supérieures, les coefficients de diffusion seront mis à zéro, puisque on juge qu'une extrapolation ne donnera pas des résultats corrects. Un autre point qui peut affecter nos résultats est le fait que les coefficients de diffusion sont calculés par le code PADIE pour des valeurs de ω_{pe}/Ω_e entre 1,5 et 10 tandis que les valeurs représentées dans la figure II.15 ne sont pas limitées de la même façon.

Finalement, nous remarquons que la dernière catégorie de Kp, pour $Kp \geq 4$, est très large (les valeurs de Kp allant jusqu'à 9), indiquant que les valeurs des Bw^2 et ω_{pe}/Ω_e pour un orage de Kp = 4 et un de Kp = 8 seront les mêmes. Dans ce cas, la différence entre ces deux orages en ce qui concerne l'effet des ondes sur les ceintures de radiation des électrons ne pourra pas être déterminé. Ce problème pourrait être résolu si une statistique plus importante pouvait être obtenue pour des orages de Kp supérieur à 6. Ceci suppose plus de mesures d'ondes pour le futur.

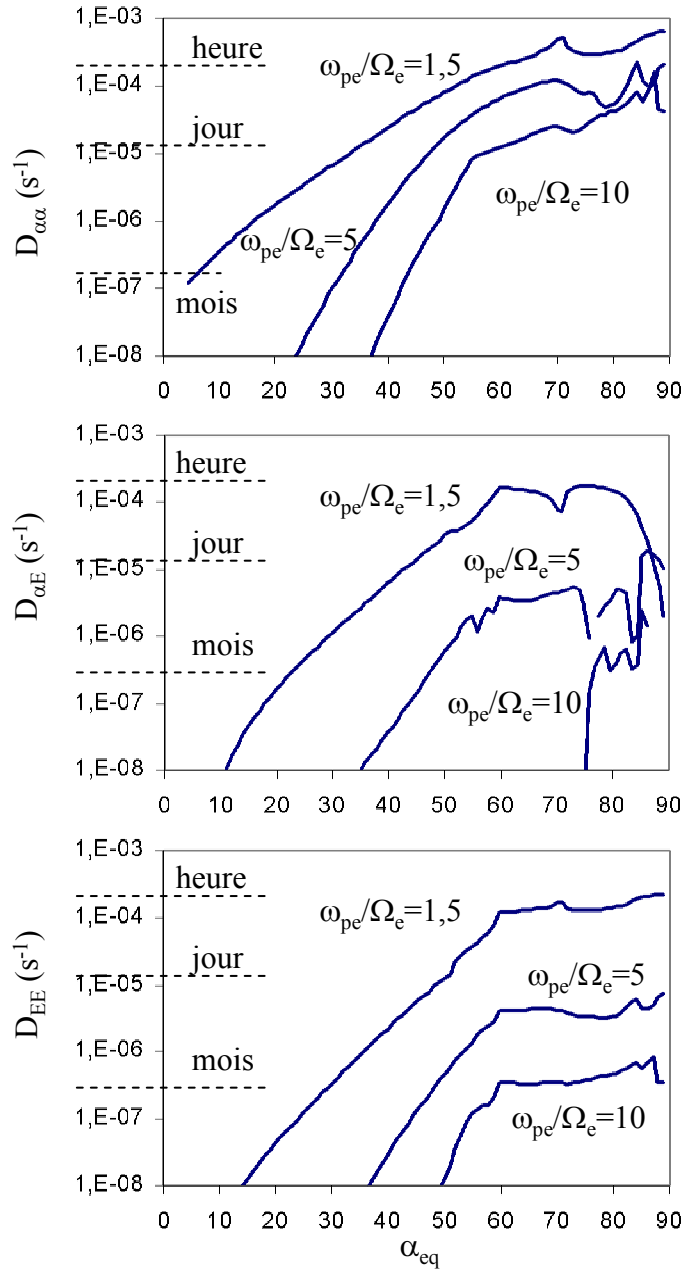


Figure II.14. Les trois coefficients de diffusion pour $L = 4,5$, $E = 1 \text{ MeV}$ et trois valeurs de ω_{pe}/Ω_e : 1,5, 5 et 10.

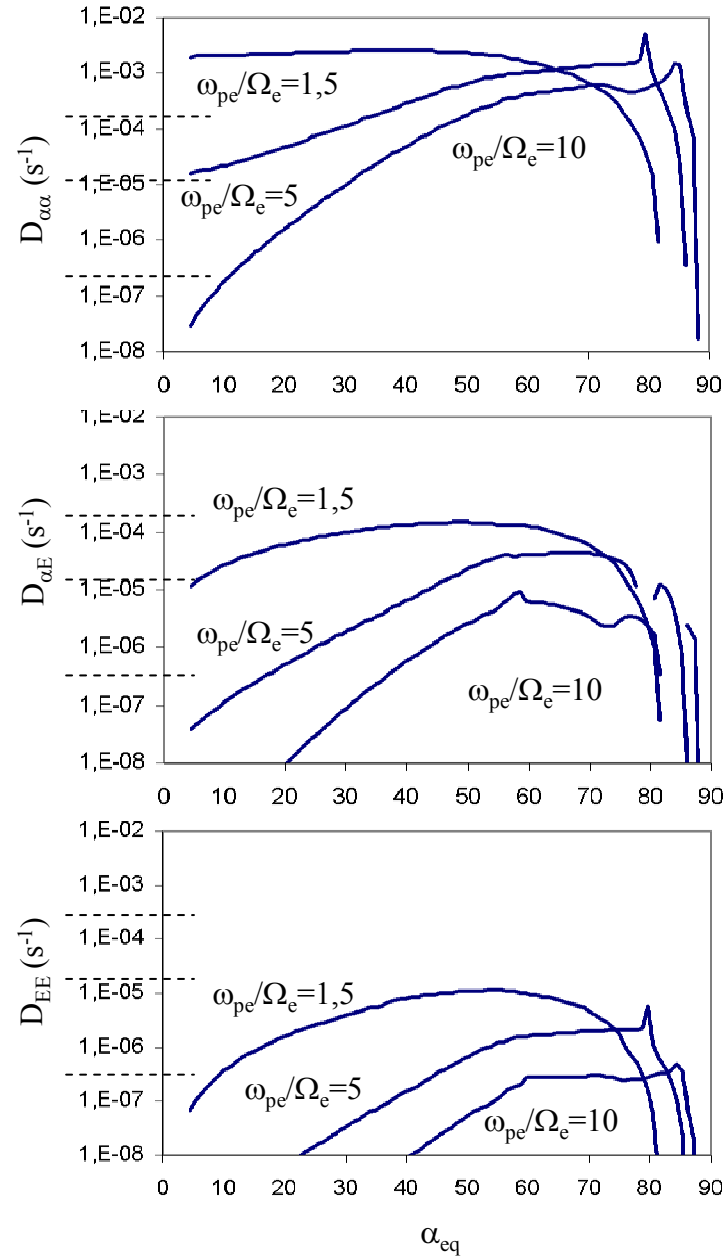


Figure II.15. Les trois coefficients de diffusion pour $L = 4,5$, $E = 100 \text{ keV}$ et trois valeurs de ω_{pe}/Ω_e : 1,5, 5 et 10.

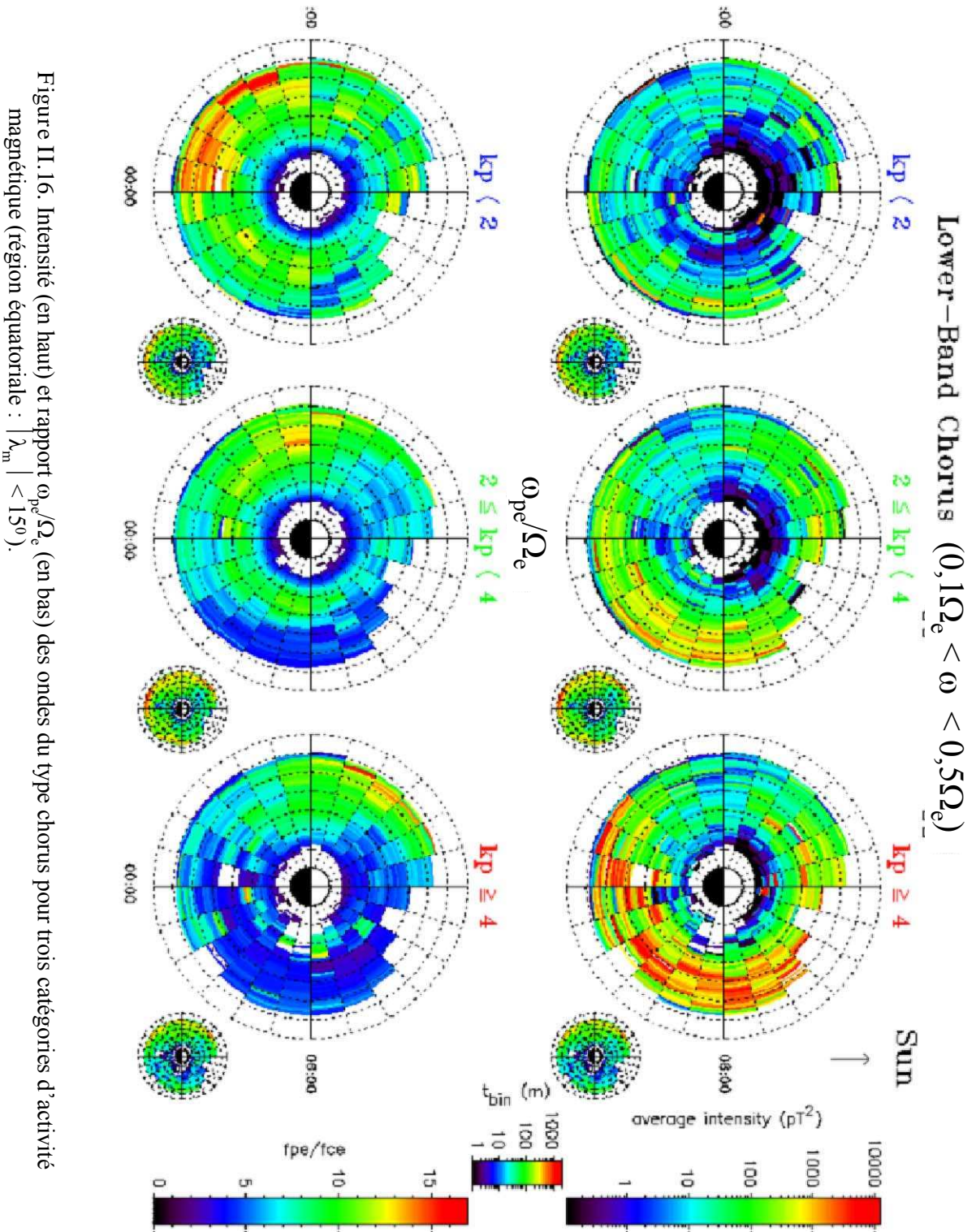


Figure II.16. Intensité (en haut) et rapport ω_{pe}/Ω_e (en bas) des ondes du type chorus pour trois catégories d'activité magnétique (région équatoriale : $|\lambda_m| < 150^\circ$).

II.2.2.c. Interpolation et moyenne sur la dérive

Pour être introduit dans le code Salammbô, les coefficients de diffusion $D_{\alpha\alpha}$ et $D_{\alpha E}$ sont convertis en D_{yy} et D_{yE} ($y = \sin\alpha_{eq}$), respectivement, d'après les formules suivantes :

$$D_{yy} = \frac{\partial y}{\partial \alpha} \frac{\partial y}{\partial \alpha} = (1 - y^2) D_{\alpha\alpha} \quad (II-30)$$

$$D_{yE} = \frac{\partial y}{\partial \alpha} \frac{\partial E}{\partial E} = \sqrt{(1 - y^2)} D_{\alpha E} \quad (II-31)$$

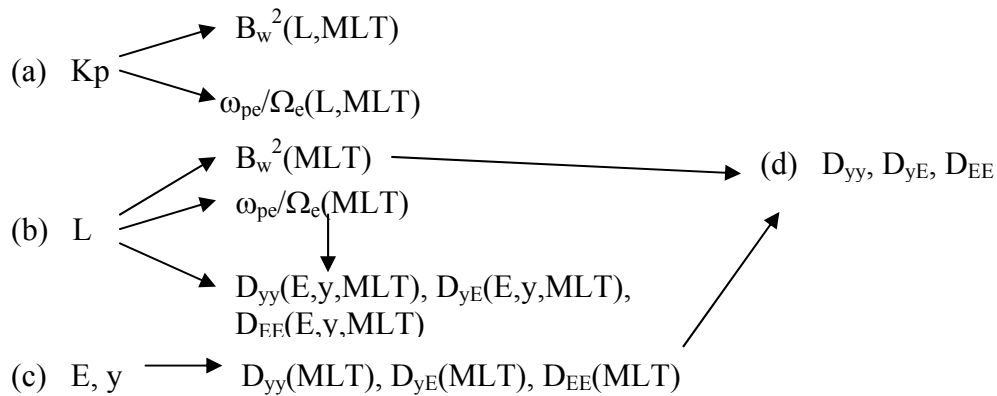
Ensuite, les trois coefficients de diffusion sont déterminés pour les valeurs E , y , L de la grille de Salammbô. Pour réaliser ce calcul et aussi inclure la dépendance en Kp on a suivi les étapes suivantes (schéma qui suit) :

- Pour une certaine valeur de Kp on se place dans une des trois catégories de Kp dont les valeurs de l'intensité du champ magnétique des ondes B_w^2 et le rapport de la fréquence du plasma électronique sur la gyrofréquence des électrons ω_{pe}/Ω_e sont données, en fonction de L et MLT (figure II.15).
- Pour une valeur de L de la grille de Salammbô (seulement pour $2,5 \leq L \leq 6,5$), les valeurs des B_w^2 et ω_{pe}/Ω_e sont calculées pour tous les MLT en interpolant entre les valeurs données. Les valeurs des coefficients de diffusion correspondants à cette valeur de L et à toutes les valeurs de ω_{pe}/Ω_e (seulement pour $1,5 \leq \omega_{pe}/\Omega_e \leq 10$), en fonction de MLT , sont calculées en interpolant entre les valeurs données par le code PADIE.
- Pour une valeur de y et une valeur d'énergie E de la grille de Salammbô (seulement pour $10 \leq E(\text{keV}) \leq 3000$), les valeurs des coefficients de diffusion sont déterminées par interpolation entre les valeurs données par PADIE, en fonction de MLT .
- Finalement les valeurs des coefficients de diffusion moyennés sur le mouvement de dérive (en MLT) sont données par la formule suivante :

$$D_{xx} = \frac{\sum D_{xx}(MLT) B_w^2}{nb} \quad (II-32)$$

où $D_{xx}(MLT)$ symbolise les trois coefficients de diffusion D_{yy} , D_{yE} et D_{EE} en fonction du temps local magnétique, la somme étant faite sur tous les temps locaux magnétiques et nb est le nombre total des valeurs des coefficients calculées en fonction de MLT pour E , y , L donnés.

Ci-dessous, les différents calculs effectués sont présentés schématiquement.



Ainsi, on a calculé les valeurs des coefficients de diffusion $D_{yy}(E,y,L;Kp)$, $D_{yE}(E,y,L;Kp)$ et $D_{EE}(E,y,L;Kp)$ pour la grille de Salammbô (E,y,L) et pour trois catégories d'activité magnétique $Kp < 2$, $2 \leq Kp < 4$ et $Kp \geq 4$. Pour toutes les valeurs en E , L et ω_{pe}/Ω_e inférieures (supérieures) aux valeurs minimales (maximales) données par le code PADIE, les coefficients de diffusion sont mis à zéro. Un exemple des valeurs des coefficients- comme introduits dans le code Salammbô- est présenté sur la figure II.17 pour $L=4,8$. Les coefficients sont représentés pour les trois catégories d'activité géomagnétique (mentionnées ci-dessus), en fonction de l'énergie et de l'angle d'attaque équatorial. Sur cette figure nous retrouvons les caractéristiques des figures II.14 et II.15 : le coefficient de diffusion en énergie augmente d'environ un ordre de grandeur quand l'activité géomagnétique augmente (quand ω_{pe}/Ω_e diminue), le coefficient de diffusion en angle d'attaque est le plus fort des trois et ses valeurs aux faibles énergies et faibles angles d'attaque augmentent fortement quand l'activité augmente, et le terme croisé D_{yE} obtient des valeurs négatives aux grandes valeurs d'angle d'attaque, là où les deux autres coefficients présentent des pics.

II.2.2.d. L'équation de diffusion

En introduisant dans l'équation de diffusion les coefficients qui décrivent l'interaction résonante des électrons avec les ondes chorus on obtient

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + \frac{1}{yT} \frac{\partial}{\partial y} \left(yTD_{yy} \frac{\partial f}{\partial y} \right) + \left[2D_{yE} \frac{\partial^2 f}{\partial E \partial y} + \frac{1}{yT} \frac{\partial}{\partial y} \left(yTD_{yE} \right) \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial E} \left(aD_{yE} \right) \frac{\partial f}{\partial y} \right] \\ & + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial E} \left(aD_{EE} \frac{\partial f}{\partial E} \right) - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial E} \left(a \frac{dE}{dt} f \right) \end{aligned} \quad (II-33)$$

où la variation temporelle de la fonction de distribution f , pour une énergie d'électron E , un sinus d'angle d'attaque équatorial y ($y = \sin \alpha_{eq}$), une distance à la Terre L et une activité magnétique déterminée par Kp , est égale à la variation due à la diffusion radiale (1^{er} terme du côté droit de l'équation), celle due à la diffusion en angle d'attaque ($T=1,38-0,64y^{3/4}$) (2^{ème} terme), celle due à la diffusion composée d'angle d'attaque et d'énergie (3^{ème} terme), celle due à la diffusion en énergie ($a=(E+E_0)[(E(E+2E_0))]^{1/2}$, E_0 l'énergie de repos d'électron) (4^{ème} terme) et celle due à la friction (5^{ème} terme). La diffusion en angle d'attaque a trois origines : une due aux collisions Coulombiennes avec les particules de la haute atmosphère, une due aux interactions avec les ondes (whistlers, hiss, transmetteurs VLF) dans la plasmasphère et une troisième due aux interactions avec les ondes chorus en dehors de la plasmasphère. La diffusion en énergie et la diffusion croisée en énergie et en angle d'attaque sont dues uniquement aux interactions des électrons avec les chorus. Les paramètres utilisés et tous les autres termes de l'équation (II-33) sont décrits en détail dans l'Introduction (Chapitre I).

En essayant de résoudre l'équation (II-33), des difficultés importantes dues au terme croisé D_{yE} se sont présentées, et nous ont obligé à ignorer ce terme pour le reste de l'étude. Les raisons qui nous ont poussé à prendre cette décision sont traitées dans la section ci-dessous.

II.2.2.e. Les difficultés rencontrées en introduisant le terme croisé D_{yE}

La première tentative effectuée pour introduire les trois nouveaux coefficients de diffusion dans Salammbô n'a pas abouti : le code diverge. Cependant, quand les coefficients de diffusion en angle d'attaque D_{yy} et en énergie D_{EE} sont inclus sans le terme croisé D_{yE} , le code converge correctement. Par la suite, nous avons procédé à une analyse de la matrice des

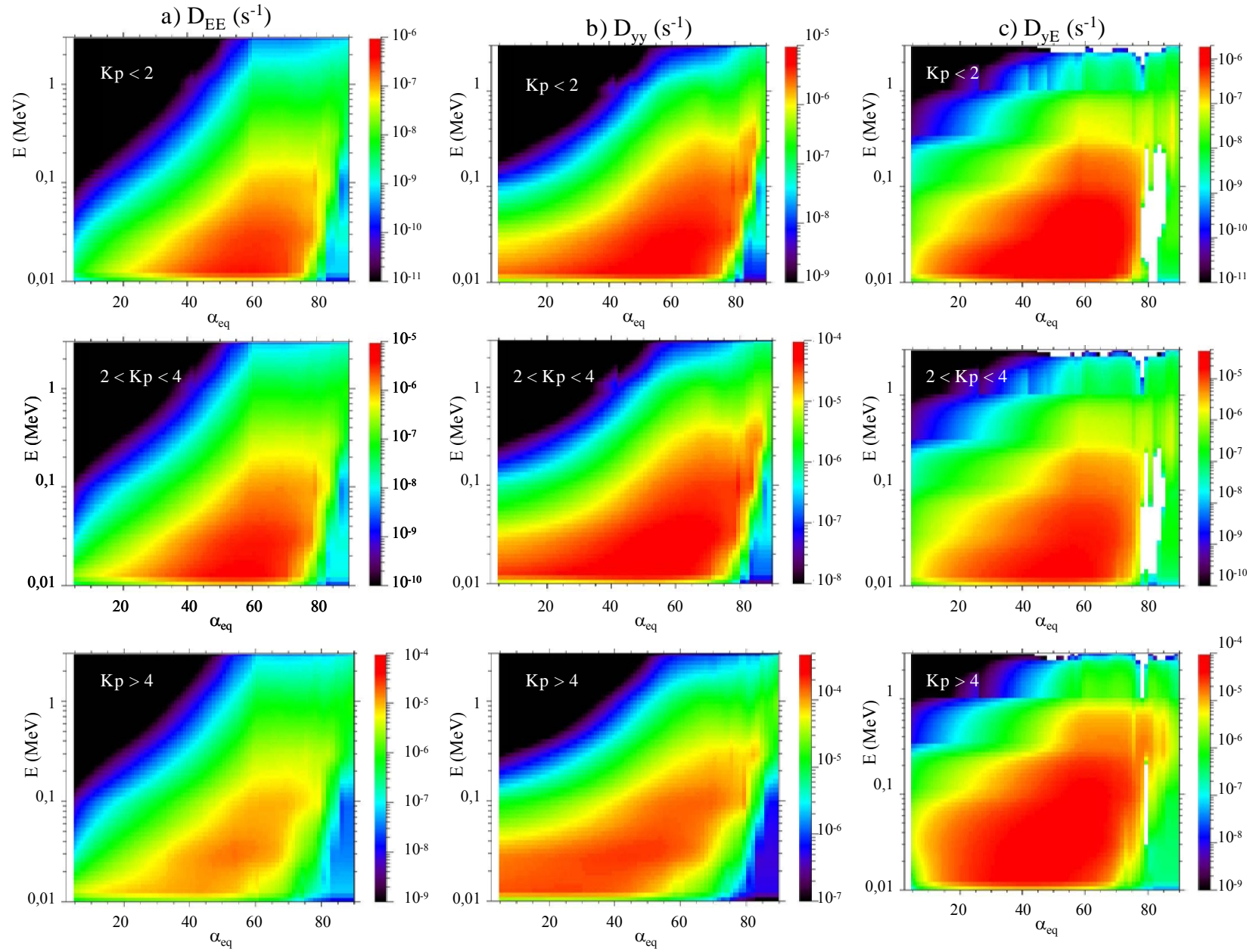


Figure II.17. Les valeurs des trois coefficients de diffusion dus aux chorus, comme introduits dans le code Salammbô, à $L=4,8$ pour trois catégories d'activité géomagnétique et en fonction de l'énergie et de l'angle d'attaque équatorial.

valeurs du coefficient D_{yE} , donnée par le code PADIE pour pouvoir identifier le problème et si possible le résoudre.

Comme on l'a noté précédemment (figures II.14-II.15 et II.17), le terme croisé de la diffusion due aux interactions des électrons avec les chorus peut, contrairement aux deux autres termes, prendre des valeurs négatives. Le Tableau II_2 présente tous les angles d'attaque équatoriaux, en fonction de l'énergie, de L et de ω_{pe}/Ω_e , où les valeurs du coefficient D_{yE} sont négatives.

L	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5
ω_{pe}/Ω_e					
1,5	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : $\alpha_{eq} \leq 24^0$ 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 64^0$ & $70^0 < \alpha_{eq} < 73^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : $\alpha_{eq} \leq 24^0$ 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 7,5^0$ & $70,57^0$ 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 64^0$ & $70^0 < \alpha_{eq} < 73^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : $\alpha_{eq} \leq 24^0$ 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 7,5^0$ 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 64^0$ & $70^0 < \alpha_{eq} < 73^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : $\alpha_{eq} \leq 24^0$ 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 7,5^0$ 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 64^0$ & $70^0 < \alpha_{eq} < 73^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : $\alpha_{eq} \leq 24^0$ 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 7,5^0$ & $70,57^0$ 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 64^0$ & $70^0 < \alpha_{eq} < 73^0$
2,5	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : $\alpha_{eq} \leq 15^0$ 1 MeV : 77^0-78^0 & $86^0 \leq \alpha_{eq} \leq 90^0$ 3 MeV : toutes α_{eq} 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : $\alpha_{eq} \leq 15^0$ 1 MeV : 77^0-78^0 & $86^0 \leq \alpha_{eq} \leq 90^0$ 3 MeV : toutes α_{eq} 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : $\alpha_{eq} \leq 15^0$ 1 MeV : 77^0-78^0 & $86^0 \leq \alpha_{eq} \leq 90^0$ 3 MeV : toutes α_{eq} 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : $\alpha_{eq} \leq 15^0$ 1 MeV : 77^0-78^0 & $86^0 \leq \alpha_{eq} \leq 90^0$ 3 MeV : toutes α_{eq} 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : $\alpha_{eq} \leq 15^0$ 1 MeV : 77^0-78^0 & $86^0 \leq \alpha_{eq} \leq 90^0$ 3 MeV : toutes α_{eq}
5	<ul style="list-style-type: none"> 100 keV : 78^0-79^0 300 keV : 81^0-83^0 1 MeV : 77^0 & 84^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 82^0$ & 84^0 	<ul style="list-style-type: none"> 100 keV : 79^0-80^0 300 keV : 81^0-82^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 8^0$ & 83^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 81^0$ & 84^0 	<ul style="list-style-type: none"> 100 keV : 78^0-79^0 300 keV : 81^0-83^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 8^0$ & 76^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 82^0$ & 84^0 	<ul style="list-style-type: none"> 100 keV : 78^0-79^0 300 keV : 81^0-83^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 8^0$ & 76^0 & 84^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 82^0$ & 84^0 	<ul style="list-style-type: none"> 100 keV : 79^0 300 keV : 81^0-83^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 8^0$ & 76^0 & 84^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 82^0$ & 84^0
7,5	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : 77^0-78^0 100 keV : 80^0-84^0 300 keV : 74^0-76^0 & 85^0 1 MeV : 38^0-50^0 & 58^0-59^0 & 64^0-69^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 85^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : 77^0-79^0 100 keV : 80^0-83^0 300 keV : 74^0-76^0 & 84^0-85^0 1 MeV : 39^0-49^0 & 57^0-58^0 & 64^0-69^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 84^0$ & 86^0 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : 77^0-78^0 100 keV : 80^0-83^0 300 keV : 75^0-76^0 & 85^0 1 MeV : 39^0-49^0 & 57^0-58^0 & 64^0-69^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 84^0$ & 86^0 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : 77^0-78^0 100 keV : 80^0-84^0 300 keV : 3^0 & 74^0-76^0 & 85^0 1 MeV : 39^0-49^0 & 57^0-59^0 & 64^0-69^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 84^0$ & 86^0 	<ul style="list-style-type: none"> 30 keV : 77^0-78^0 100 keV : 80^0-84^0 300 keV : 74^0-76^0 & 85^0 1 MeV : 38^0-50^0 & 57^0-58^0 & 64^0-69^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 84^0$ & 86^0
10	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : 75^0 30 keV : 78^0-82^0 100 keV : 82^0-85^0 300 keV : 86^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 31^0$ & 39^0-72^0 & 74^0 & 84^0 & 89^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 85^0$ & $\alpha_{eq} \geq 88^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : 75^0 30 keV : 78^0-82^0 100 keV : 82^0-85^0 300 keV : 86^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 31^0$ & 39^0-72^0 & 74^0 & 84^0 & 89^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 85^0$ & $\alpha_{eq} \geq 88^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : 75^0 30 keV : 78^0-82^0 100 keV : 82^0-85^0 300 keV : 86^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 31^0$ & 39^0-72^0 & 74^0 & 84^0 & 89^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 85^0$ & $\alpha_{eq} \geq 88^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : 74^0-75^0 30 keV : 79^0-82^0 100 keV : 82^0-85^0 300 keV : 86^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 31^0$ & 39^0-72^0 & 74^0 & 84^0 & 89^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 85^0$ & $\alpha_{eq} \geq 88^0$ 	<ul style="list-style-type: none"> 10 keV : 75^0 30 keV : 79^0-82^0 100 keV : 82^0-85^0 300 keV : 86^0 1 MeV : $\alpha_{eq} \leq 31^0$ & 39^0-72^0 & 74^0 & 84^0 & 89^0 3 MeV : $\alpha_{eq} \leq 88^0$

Tableau II_2. Les valeurs d'angles d'attaque équatoriales où le terme croisé D_{yE} est négative, en fonction du rapport ω_{pe}/Ω_e , de l'énergie et de L.

En lisant le tableau, on remarque que pour $E = 3$ MeV le coefficient D_{yE} est négatif presque partout, indépendamment des valeurs de L et de ω_{pe}/Ω_e . En plus, en fonction du rapport ω_{pe}/Ω_e on constate que, quand la valeur du rapport augmente, le nombre d'énergies qui possèdent des valeurs de D_{yE} négatives augmente aussi. Quand le rapport des deux fréquences est faible, les valeurs négatives se trouvent plutôt près du cône de perte (petites valeurs de α_{eq}) et quand le rapport ω_{pe}/Ω_e est plus important, les valeurs négatives sont dispersées. Beaucoup de fois, seules deux ou trois valeurs négatives existent parmi des valeurs positives. Ces valeurs discrètes négatives se présentent aux hautes valeurs d'angle d'attaque équatorial, pour $\alpha_{eq} > 70^\circ$ et elles sont dues essentiellement à la dominance de la résonance de Landau, surtout pour les hautes valeurs de ω_{pe}/Ω_e . Les résonances responsables des valeurs négatives du coefficient D_{yE} ne sont pas encore complètement identifiées par l'équipe du code PADIE. La résonance de Landau ($n=0$) peut aussi être responsable des valeurs négatives aux faibles angles d'attaque équatoriaux dans le cas d'une faible densité électronique du plasma (faible ω_{pe}/Ω_e). Pourtant, la contribution possible des résonances harmoniques cyclotron ne doit pas être rejetée.

Dans tous les cas, les valeurs négatives du terme croisé sont du même ordre de grandeur que les valeurs positives, pour un ω_{pe}/Ω_e , L et E donnés. Ceci implique la création des points d'accumulation, des pics, de la fonction de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, sur une ligne de champ L et pour des électrons d'énergie E . Ces points font diverger le code.

Si, comme suggéré au-dessus, le mauvais fonctionnement du code est dû aux variations brutales des valeurs du terme croisé D_{yE} en fonction de l'angle d'attaque équatorial et de l'énergie, le problème doit disparaître seulement si des valeurs positives qui varient d'une manière régulière sont incluses dans Salammbô. Plusieurs essais ont été effectués :

1. Ignorer complètement les valeurs négatives du coefficient D_{yE} . En même temps, les valeurs correspondantes (pour les mêmes α_{eq} , E , L et ω_{pe}/Ω_e) des deux autres coefficients D_{yy} et D_{EE} sont aussi ignorées. Ensuite, comme expliqué avant, par interpolation (et extrapolation en α_{eq}) on calcule les coefficients de diffusion à inclure dans l'équation de diffusion de Salammbô.

En procédant ainsi, nous ignorons la dominance de certaines résonances qui sont responsables des valeurs négatives du terme croisé. Ce choix ne représente pas strictement le calcul mathématique de l'effet de l'interaction électrons - chorus. Cependant, d'un point de vue physique, s'intéresser à l'effet moyen de ses interactions, pour décrire la dynamique des ceintures de radiation, c'est le mieux que l'on puisse faire. Pourtant cette solution est problématique pour les énergies de l'ordre de 3 MeV où dans certains cas toutes les valeurs du terme croisé (en fonction de α_{eq}) sont négatives pour des L et ω_{pe}/Ω_e donnés.

Cette solution n'a pas donné de réponse satisfaisante au problème, et le code diverge toujours.

2. Les valeurs négatives sont transformées en positives, pour voir la réaction du code numérique au terme croisé si celui-ci possède des valeurs cohérentes. Mais, pour ce cas aussi le problème de la divergence du code Salammbô reste présent.

Après ces deux essais, il s'est avéré que le seul fait d'introduire un tel terme dans le code entraîne une divergence. Un dernier essai, où toutes les valeurs du coefficient D_{yE} sont mises égales à une valeur fixe très basse (10^{-14}), nous a convaincu que le problème ne peut pas être résolu si facilement. L'échec des essais présentés ci-dessus suggère que soit le schéma numérique de Salammbô se trouve en difficulté quand il doit traiter un terme croisé comme celui-ci, soit le code ne supporte pas un tel terme inclus seulement pour une partie de la grille du modèle ($10 \leq E(\text{keV}) \leq 3000$ et $2,5 \leq L \leq 6,5$).

Puisque l'étude actuelle constitue le premier essai de construction d'un modèle global, où les processus de diffusion radiale et d'interactions ondes-particules en dehors de la plasmasphère sont inclus, les conclusions concernant l'inclusion du terme croisé présentées ci-dessus nous ont poussé à ignorer ce terme pour la suite de l'étude. L'importance de ce terme est au sein d'un débat où aucunes conclusions claires ont été encore formulées. Malgré le fait que l'ordre de grandeur du coefficient D_{yE} est semblable où même supérieur à celui du coefficient de diffusion en énergie D_{EE} , des études récentes [Albert and Young, 2005] ont montré que l'inclusion du coefficient D_{yE} dans l'équation de diffusion n'implique pas un changement déterminant pour les valeurs de la fonction de distribution. A l'heure actuelle, le sujet du terme croisé reste un problème pour toute la communauté scientifique.

Dans le Chapitre qui suit, les résultats des premières simulations globales de la ceinture de radiation externe des électrons, comprenant les processus de diffusion radiale et d'interactions avec les chorus, sont présentés.

MODELISATION DES CEINTURES D'ELECTRONS TENANT COMPTE DE LA DIFFUSION RADIALE ET DES INTERACTIONS AVEC LES ONDES

Dans ce chapitre, les principaux résultats de notre étude sont présentés. Les nouveaux coefficients de diffusion radiale (Chapitre II, section II.1) et les coefficients de diffusion dus aux interactions résonantes des électrons avec les chorus en dehors de la plasmasphère (Chapitre II, section II.2) sont inclus dans le code Salammbô et les résultats des simulations sont analysés et interprétés.

Dans un premier temps, l'état stationnaire de la ceinture d'électrons est calculé. Les résultats sont étudiés et comparés à des mesures moyennes des satellites.

Ensuite, la dynamique de la ceinture de radiation d'électrons est simulée dans le cas d'un orage simple. Le rôle de chaque processus physique est identifié et le résultat final est expliqué.

Finalement, une étude paramétrique est faite, concernant l'influence de la diffusion radiale et de la condition limite sur les fonctions de distribution.

III.1. Introduction

Nous avons choisi de calculer les fonctions de distribution pour 25 valeurs de chaque variable E , y ($=\sin\alpha_{eq}$), L pour :

$$\begin{aligned} 1 \leq L \leq 8 \\ 2^0 \leq \alpha_{eq} \leq 90^0 \\ 0,0001 \leq E(MeV) \leq 5 \end{aligned} \quad (III-1)$$

où 2^0 est la limite basse en angle d'attaque, sous laquelle les électrons sont perdus dans la haute atmosphère. Pour chaque L , donc, la limite basse en angle d'attaque équatorial peut être supérieure à 2^0 mais pas inférieure.

Pour résoudre l'équation de diffusion dans l'espace E , y , L , nous imposons les conditions limites suivantes :

$$\begin{aligned} f(E_{\min}) = 0 & \quad f(E_{\max}) = 0 \\ f(\alpha_{\min}) = 0 & \quad \left. \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=90^0} = 0 \\ f(L_{\min}) = 0 & \quad f(L_{\max}) = f_{\lim}(E) \end{aligned} \quad (III-2)$$

où $f_{\lim}(E)$ sont les valeurs des fonctions de distribution à $L_{\max} = 8$. Dans notre étude ces valeurs sont définies par une distribution Kappa, donnée par la formule :

$$f = 10^{32} \left[1 + \frac{E}{\kappa E_0} \right]^{-\kappa-1} \quad (III-3)$$

où nous considérons $\kappa = 5$ et $E_0 = 5$ keV, l'énergie caractéristique du feuillet neutre [Tsyganenko et Mukai, 2003]. Le choix d'exprimer la condition limite avec une distribution Kappa est fait pour représenter les flux des particules de haute énergie observés dans le

feuille neutre [Christon et al., 1991]. La condition limite est supposée isotrope et ne dépend que de l'énergie.

III.2. L'Etat Stationnaire

L'état stationnaire des ceintures de radiation est représentatif de l'état dans lequel seraient les ceintures si des conditions stables duraient une longue période de temps. Dans cette partie du Chapitre III, nous allons nous intéresser à cet état stationnaire de la ceinture externe d'électrons. Le but est double : nous voulons identifier l'effet des chorus sur la distribution d'électrons et calculer un état des ceintures que nous allons par la suite utiliser comme état initial des simulations dynamiques (section III.3). La façon de calculer l'état stationnaire sera abordée (section III.2.1.) et ensuite les résultats, en ce qui concerne les profils des fonctions de distribution (section III.2.2.) et des flux (section III.2.3.), seront présentés.

III.2.1. Le Calcul

Pour calculer l'état stationnaire, l'équation de diffusion (équation II-33, section II.2.2.) est résolue tel que $\partial f/\partial t = 0$. Les fonctions de distribution initiales sont égales à zéro (ceintures de radiation initialement vides) sauf à $L_{\max} = 8$ où la condition limite (équation (III-3)) est imposée. Après plusieurs itérations (il n'y a pas la notion de temps dans le code stationnaire), les fonctions de distribution représentatives d'un état stationnaire sont calculées. L'état stationnaire est défini pour une activité magnétique donnée, déterminée par la valeur de l'indice K_p . Les valeurs des coefficients de diffusion radiale D_{LL} et de la diffusion due aux chorus, D_{yy} et D_{EE} , sont donc aussi fixés pendant le calcul. Pour la valeur considérée de K_p , la position de la plasmopause est calculée dans Salammbô par la relation empirique [Carpenter and Park, 1973] :

$$L_{pp} = 5,6 - 0,46 \langle K_p \rangle_{24\text{heures}} \quad (\text{III-4})$$

où $\langle K_p \rangle_{24\text{heures}}$ est la valeur maximale de l'indice K_p pendant les dernières 24 heures (valeur constante dans le cas stationnaire).

Les fonctions de distribution calculées, représentent la distribution d'électrons dans les ceintures de radiation, sous des conditions stables- fixées au début du calcul (valeur de K_p , donc D_{LL} , D_{EE} , D_{yy} et position de la plasmopause)- valables pour une longue période de temps.

III.2.2. Les Fonctions de distribution

III.2.2.a. Variation en fonction de L

Nous nous intéressons aux profils des fonctions de distribution d'électrons relativistes, quand le calcul prend en compte les interactions résonantes des particules avec les chorus. Nous allons par la suite étudier ces profils en fonction de L, pour une valeur de moment magnétique et d'angle d'attaque équatorial fixes. Le choix de représenter les résultats dans un espace $(M, \alpha_{eq}) = \text{constantes}$ à la place de $(M, J) = \text{constantes}$ (M le premier invariant adiabatique et J le deuxième) est fait pour pouvoir distinguer l'effet de chaque processus impliqué sur la distribution électronique (le mouvement des particules en L- diffusion radiale- est fait en M et J constant). De plus, $\alpha_{eq} = \text{constant}$ n'est pas loin de $J = \text{constant}$. La comparaison sera faite avec

les résultats obtenus dans le cas où les interactions avec les chorus ne sont pas incluses dans le modèle et aussi entre les résultats pour différents angles d'attaque.

Sur les figures III.1 et III.2, nous avons représenté le calcul des fonctions de distribution de l'état stationnaire lorsque $Kp=1,8$, pour des électrons équatoriaux, avec un moment magnétique égal à 2100 MeV/G. Sur la première figure, le calcul est fait en prenant en compte les interactions avec les chorus en dehors de la plasmapause et sur la deuxième, le calcul prend en compte seulement la diffusion radiale. Etant donné que $M=$ constante sur les figures, l'énergie des électrons augmente lorsque L diminue.

En observant les deux figures, la différence est évidente : les interactions avec les chorus accélèrent les électrons à des énergies relativistes (énergie égale à 1,5 MeV à $L=5,7$ dans ce cas). Sur la figure III.1, les électrons sont initialement transportés par la diffusion radiale vers l'intérieur des ceintures (initialement vides) à partir de la condition limite à $L=8$ et ensuite les chorus accélèrent les particules en dehors de la plasmapause, pour $L=4,7-6,5$ (limite supérieure $L=6,5$ due à la limite en L du calcul des coefficients par le code PADIE, voir Chapitre II.2). Les fonctions de distribution augmentent fortement dans cette région et la diffusion radiale agit sur les dérivés $\partial f/\partial L$ (f les fonctions de distributions) qui se créent, diffusant ainsi les particules vers l'extérieur (valeurs de L supérieures à 6) et l'intérieur (valeurs de L inférieures à 4,5).

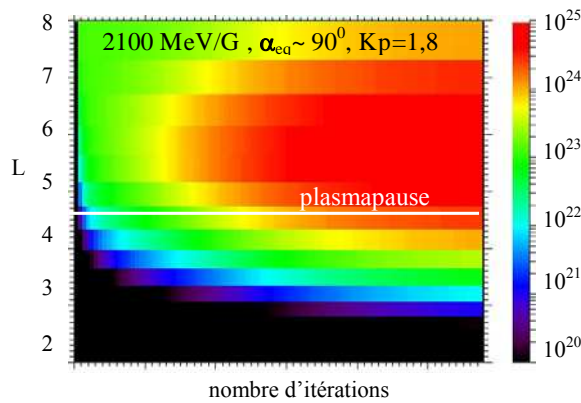


Figure III.1. Calcul des fonctions de distribution ($\text{MeV}^{-3}\text{s}^{-3}$) de l'état stationnaire pour des électrons équatoriaux, de moment magnétique $M=2100$ MeV/G et pour $Kp=1,8$, dans le cas où les interactions avec les chorus sont prises en compte en dehors de la plasmapause.

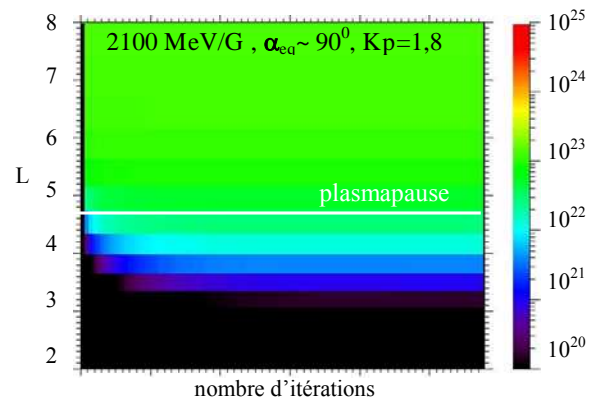


Figure III.2. Calcul des fonctions de distribution ($\text{MeV}^{-3}\text{s}^{-3}$) de l'état stationnaire pour des électrons équatoriaux, de moment magnétique $M=2100$ MeV/G et pour $Kp=1,8$, dans le cas où seulement la diffusion radiale est prise en compte en dehors de la plasmapause.

L'état stationnaire, défini avec le calcul présenté ci-dessus, est tracé sur la figure III.3(a). Les fonctions de distribution dans le cas où seule la diffusion radiale est prise en compte sont aussi tracées pour comparaison (courbe ' D_{LL} '). Sur la figure III.3, nous avons aussi tracé les fonctions de distribution de l'état stationnaire d'électrons de 1160 MeV/G, d'angle d'attaque équatorial égal à $\sim 48^\circ$ (toujours pour $Kp=1,8$), dans le cas où les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul et dans le cas où elles ne le sont pas (graphique (b)). L'énergie varie en fonction de L de la même façon que dans le cas de $M=2100$ MeV/G à $\alpha_{eq}\sim 90^\circ$. Nous pouvons donc comparer les deux états stationnaires sur la figure III.3 (c).

En observant la figure III.3, nous constatons que quand les interactions avec les chorus sont prises en compte, le profil des fonctions de distribution n'est plus plat en fonction de L : une source interne d'électrons relativistes existe. De plus, comme nous l'avons vu sur la

figure III.1, l'augmentation des fonctions de distribution est observée pour toutes les valeurs de L , même dans les régions où les chorus ne sont pas inclus dans le code ($L < L_{pp}$ et $L > 6,5$). C'est la diffusion radiale qui est responsable de ce phénomène : elle diffuse les particules de part et d'autre du pic que les chorus ont tendance à créer dans la région restreinte de L où ils agissent sur les électrons. En regardant les figures III.3(a) et (b) de plus près, nous constatons que dans les deux cas, la différence maximale est observée aux valeurs de L entre $L \sim 4,2$ et $L \sim 5,5$ pour des énergies proches de 2 MeV, où les fonctions de distribution augmentent de deux ordres de grandeur quand les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul. Par contre, l'augmentation est de l'ordre de ~ 20 fois pour une énergie de 1 MeV à $L=6,7$ et de l'ordre de ~ 80 fois pour une énergie de 3 MeV à $L=3,7$.

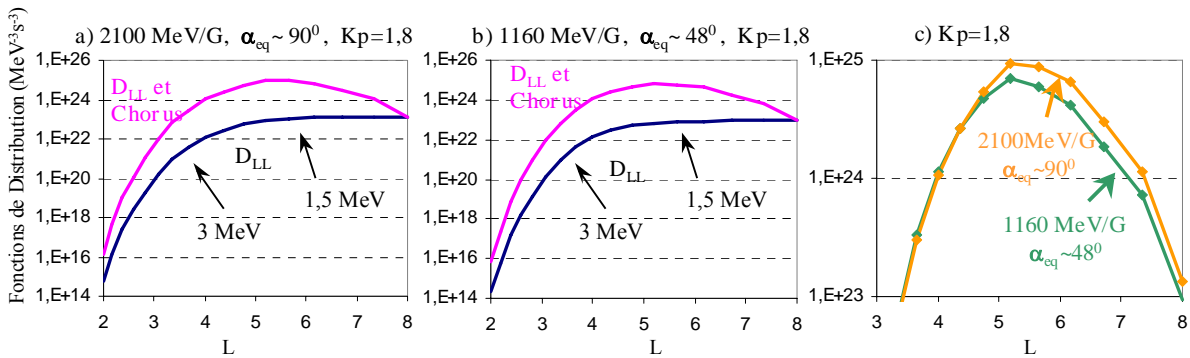


Figure III.3. Comparaison, pour $Kp=1,8$, entre l'état stationnaire où les interactions avec les chorus sont prises en compte (' D_{LL} et Chorus') et celui où seulement la diffusion radiale est prise en compte (' D_{LL} ') : a) $M=2100$ MeV/G, $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$, b) $M=1160$ MeV/G, $\alpha_{eq} \sim 48^\circ$. c) Comparaison entre les états stationnaires où les interactions avec les chorus sont prises en compte, pour $M=1160$ MeV/G à $\alpha_{eq} \sim 48^\circ$ et pour $M=2100$ MeV/G à $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$.

Si nous comparons les deux états stationnaires, qui correspondent aux mêmes énergies à un L donné mais à une valeur d'angle d'attaque différente (figure III.3(c)), nous constatons que les valeurs des fonctions de distribution en dehors de la plasmopause sont plus élevées dans le cas équatorial. Le rapport entre les deux courbes est d'un facteur 1,6. Cette différence est due au fait que la diffusion en énergie devient plus faible aux faibles angles d'attaque équatoriaux. Typiquement nous pouvons citer que le coefficient D_{EE} perd plus qu'un ordre de grandeur en passant de $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$ à $\alpha_{eq} \sim 50^\circ$ et deux ordres de grandeur de plus en passant à $\alpha_{eq} \sim 30^\circ$. Ainsi, plus on regarde à des valeurs faibles d'angles d'attaque équatoriaux, plus l'effet des chorus sur les électrons relativistes sera faible.

La différence entre l'état stationnaire, calculé quand les interactions résonantes avec les chorus sont prises en compte et celui où seulement la diffusion radiale est prise en compte, devient encore plus importante quand la valeur de l'indice Kp augmente. Si le calcul est fait pour une valeur constante de $Kp=4$ (figure III.4), le rapport maximal entre les valeurs des fonctions de distribution devient de l'ordre de 10^4 (au lieu de 10^2 dans le cas présenté ci-dessus). Les résultats sont similaires aux angles d'attaque équatoriaux inférieurs à 90° .

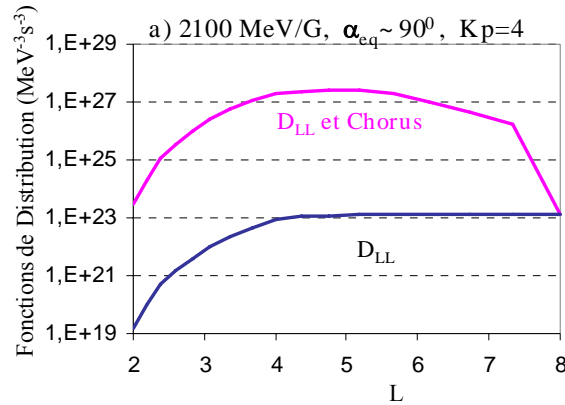


Figure III.4. Comparaison pour $Kp=4$, entre l'état stationnaire où les interactions avec les chorus sont prises en compte (' D_{LL} et Chorus') et celui où seulement la diffusion radiale est prise en compte (' D_{LL} '), pour $M=2100$ MeV/G à l'équateur.

III.2.2.b. Variation en fonction de l'angle d'attaque équatorial

Regardons maintenant plus en détail comment varient les fonctions de distribution d'électrons relativistes en fonction de l'angle d'attaque quand les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul de l'état stationnaire.

Sur la figure III.5, nous avons tracé les fonctions de distribution de l'état stationnaire pour $Kp=1,8$, pour une énergie de $1,5$ MeV à $L=5,7$ (même correspondance d'énergie et de L que dans les cas présentés ci-dessus). Les résultats sont présentés avec ceux de la simulation où les interactions avec les chorus ne sont pas incluses dans le calcul (courbe ' D_{LL} '). En observant la figure, nous constatons que les valeurs des fonctions de distribution augmentent pour toutes les valeurs d'angle d'attaque équatorial, mais l'augmentation est maximale pour les grands angles d'attaque équatoriaux. En comparant les deux courbes, nous calculons que, quand les interactions avec les chorus sont incluses dans la simulation, la fonction de distribution devient 75 fois plus importante à l'équateur, 85 fois plus importante à 60° et 20 fois plus importante à 30° et à 10° .

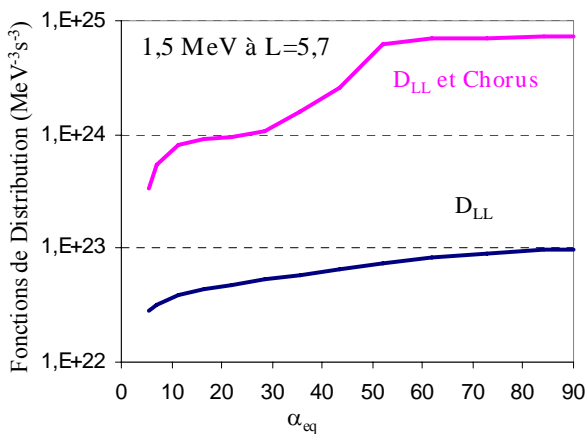


Figure III.5. Variation des fonctions de distribution de l'état stationnaire pour $Kp=1,8$, en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour des électrons de $1,5$ MeV à $L=5,7$.

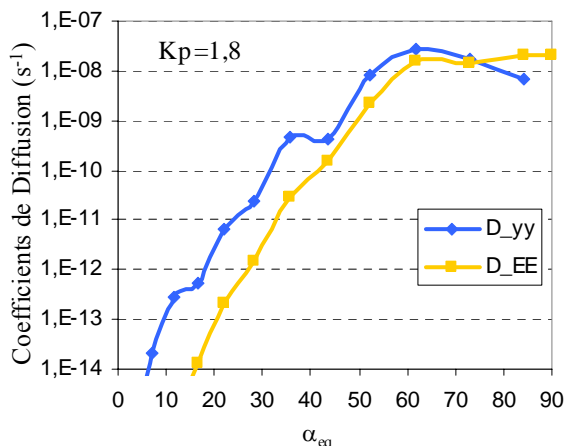


Figure III.6. Variation des deux coefficients de diffusion dus aux chorus en fonction de l'angle d'attaque équatorial pour $Kp=1,8$ et $L=5,7$. Le coefficient D_{yy} est calculé pour $1,5$ MeV et le coefficient D_{EE} pour 1 MeV.

Pour identifier les processus responsables de la variation des fonctions de distribution, nous avons tracé sur la figure III.6, les valeurs des deux coefficients de diffusion dus aux chorus, en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour $K_p=1,8$ et $L=5,7$. Les valeurs du coefficient de diffusion en angle d'attaque D_{yy} sont tracées pour une énergie égale à 1,5 MeV et celles du coefficient de diffusion en énergie D_{EE} sont tracées pour 1 MeV (puisque ce sont les électrons d'une énergie inférieure à 1,5 MeV qui diffusent en énergie). Nous constatons que le coefficient de diffusion en énergie est maximal et plutôt stable pour des valeurs d'angles incluses entre $\alpha_{eq}\sim 60^0$ et $\alpha_{eq}\sim 90^0$. Pour des valeurs inférieures à 60^0 , les valeurs du coefficient diminuent brutalement vers les faibles valeurs d'angle d'attaque équatorial, en perdant un ordre de grandeur tous les 10^0 . En observant les figures III.5 et III.6, nous pouvons identifier l'effet du coefficient de diffusion en énergie sur les fonctions de distribution de l'état stationnaire dans la région d'angles supérieurs à $\sim 60^0$. Les fonctions de distribution sont maximales dans cette région et leur profil est plat, tout comme les valeurs du coefficient D_{EE} .

Cependant, le coefficient de diffusion en énergie ne peut pas être le seul responsable de la variation des fonctions de distribution. L'augmentation des fonctions de distribution, quand les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul, est supérieure aux valeurs d'angle incluses entre 55^0-65^0 qu'à l'équateur. En observant la variation des valeurs du coefficient de diffusion en angle d'attaque, sur la figure III.6, nous constatons qu'il obtient des valeurs importantes dans la région d'angles entre 50^0 et 70^0 . Nous concluons donc, que la diffusion en angle d'attaque joue un rôle important dans cette région : elle diffuse les particules accélérées à l'équateur vers les plus faibles angles d'attaque.

En tenant compte des conclusions de la partie précédente (figure III.3), nous constatons qu'il existe une valeur limite d'angle d'attaque équatorial égale à $\sim 50^0$, en dessous de laquelle les coefficients de diffusion dus aux chorus diminuent brutalement et par conséquent, l'accélération des particules relativistes devient moins importante. La différence est visible entre les résultats de la figure III.5, où l'augmentation des fonctions de distribution des électrons de 1,5 MeV est plus importante à 55^0 qu'à l'équateur, et ceux de la figure III.3, où le niveau des fonctions de distribution est plus faible à 48^0 qu'à l'équateur.

Les résultats, en ce qui concerne le profil des fonctions de distribution de l'état stationnaire en fonction de l'angle d'attaque équatorial, sont semblables pour toutes les énergies relativistes dans la région de L où les chorus sont inclus dans le calcul. Les valeurs sont maximales et plutôt stables pour des valeurs d'angle d'attaque supérieures à 50^0 et elles diminuent aux faibles angles d'attaque équatoriaux. Nous allons voir ces cas plus en détail dans l'étude dynamique (section III.3.).

Finalement, nous devons noter que si la simulation de l'état stationnaire est faite pour une valeur supérieure de l'indice K_p , la différence entre les courbes 'D_{LL} et Chorus' et 'D_{LL}' (figure III.5.) sera encore plus importante. Les coefficients de diffusion dus aux chorus atteignent des valeurs plus importantes quand le K_p augmente, mais leur variation en fonction de l'angle d'attaque est semblable à celle présentée dans la figure III.6.

III.2.2.c. Variation en fonction de l'énergie

Regardons maintenant le profil de l'état stationnaire en fonction de l'énergie, pour toute la gamme d'énergies où les interactions avec les chorus sont incluses dans le modèle ($10 < E(\text{keV}) < 3000$). Sur la figure III.7 nous avons tracé les fonctions de distribution de l'état stationnaire en fonction de l'énergie, dans le cas de la simulation où les interactions résonantes avec les chorus sont incluses dans le calcul (courbe « D_{LL} et Chorus ») et dans le cas de la simulation où seulement la diffusion radiale est prise en compte (courbe « D_{LL} »).

Dans les deux cas, les courbes représentent des spectres calculés pour des électrons équatoriaux, à $L=5,2$ et avec $K_p=1,8$. La différence entre les résultats des deux simulations est évidente. Dans le cas où les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul nous

constatons que la diffusion en énergie est forte : les particules de basse énergie sont accélérées vers les plus hautes énergies. En comparant les deux courbes, les fonctions de distribution de l'état stationnaire pour les basses énergies (inférieures à 100 keV) sont plus faibles dans le cas où les interactions avec les chorus sont incluses. Ces particules diffusent vers les hautes énergies et par conséquent les fonctions de distribution à basse énergie diminuent. Les fonctions de distribution deviennent environ 4 fois plus faibles pour une énergie égale à 24 keV et prennent plus que deux ordres de grandeur aux énergies incluses entre 600 keV et 2 MeV.

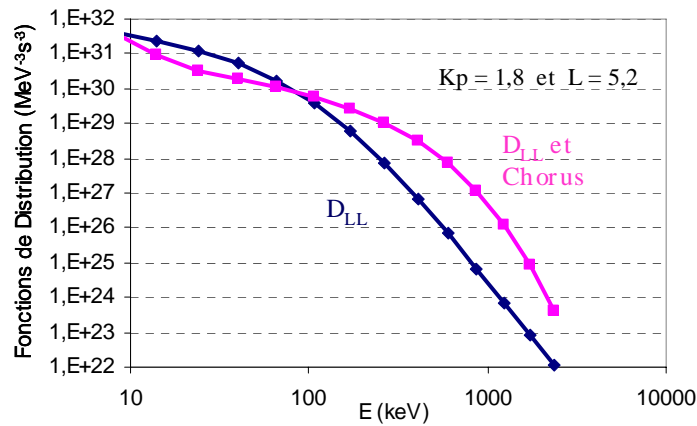


Figure III.7. Comparaison pour $Kp=1,8$ entre l'état stationnaire où les interactions avec les chorus sont prises en compte (« D_{LL} et Chorus ») et celui où seulement la diffusion radiale est prise en compte (« D_{LL} »), dans le cas de $L=5,2$ et $\alpha_{eq}=90^0$.

Sur la figure III.8 nous comparons l'état stationnaire à $L=5,2$ avec celui à $L=6,2$, dans le cas où les interactions avec les chorus sont incluses. Dans tous les cas présentés, la relation entre l'état stationnaire à $L=5,2$ et celui à $L=6,2$ reste la même : les fonctions de distribution pour $L=5,2$ sont plus faibles aux faibles énergies mais elles sont plus importantes aux hautes énergies. Cette différence est due au fait que les valeurs des coefficients de diffusion varient en fonction de L . Comme nous allons le voir plus en détail dans l'étude dynamique, leur valeurs sont maximales pour des valeurs de L incluses entre $L=4,5$ et $L=6$.

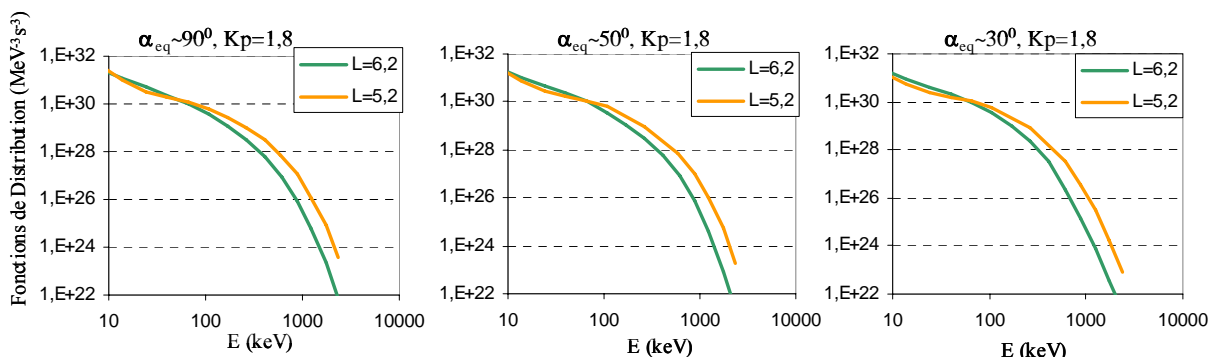


Figure III.8. Comparaison pour $Kp=1,8$ entre l'état stationnaire, où les interactions avec les chorus sont prises en compte, à $L=5,2$, et à $L=6,2$ pour : a) $\alpha_{eq}\sim 90^0$, b) $\alpha_{eq}\sim 50^0$ et c) $\alpha_{eq}\sim 30^0$.

III.2.2.d. Principales conclusions

Les résultats présentés ci-dessus montrent clairement l'effet des chorus sur la distribution électronique : les électrons sont accélérés à des énergies relativistes. Dans l'analyse de l'état stationnaire nous avons vu premièrement que le profil radial des fonctions de distribution pour un moment magnétique donné n'est plus plat en fonction de L mais un pic se crée en dehors de la plasmopause. Même si les chorus agissent dans une région restreinte en L, la diffusion radiale diffuse les particules accélérés vers toutes les valeurs de L. Le résultat final est une combinaison des deux processus.

Dans l'analyse faite en fonction de l'angle d'attaque équatorial, nous avons constaté que l'accélération des particules est plus importante pour les angles d'attaque équatoriaux inclus entre 55° et 65° . Ceci est dû à la diffusion des particules- accélérées à l'équateur- vers des angles d'attaque inférieurs. De plus il existe une valeur limite d'angle d'attaque équatorial égale à $\sim 50^{\circ}$, au dessous de laquelle l'accélération des particules à des énergies relativistes devient faible.

Finalement, l'état stationnaire a été étudié en fonction de l'énergie. Nous avons constaté donc que la prise en compte des chorus dans le modèle implique non seulement l'accélération d'électrons de haute énergie, mais aussi une diminution des niveaux des faibles énergies (inférieures à 100 keV). Ces variations sont observées pour tous les angles d'attaque équatoriaux. A l'équateur c'est le processus de diffusion en énergie qui est responsable des variations observées, mais aux plus faibles angles d'attaque le coefficient de diffusion en angle d'attaque joue un rôle important. De plus les résultats ne sont pas les mêmes à $L=5,2$ et à $L=6,2$ puisque les valeurs des coefficients de diffusion varient aussi en fonction de L (l'accélération est plus efficace à $L=5,2$ qu'à $L=6,2$).

III.2.3. Les Flux : Comparaison Avec des Mesures Moyennes Géostationnaires

Sur la figure III.9, les flux omnidirectionnels calculés par la simulation de l'état stationnaire à $L\sim 6,1$ sont représentés pour $Kp=1,8$ et $Kp=4$ dans le cas où les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul (courbes « D_{LL} et Chorus ») et dans le cas où elles ne sont pas incluses (une courbe « D_{LL} », parce que les résultats sont presque identiques pour $Kp=1,8$ et $Kp=4$). Ces résultats sont comparés à des flux moyens (d'une année du cycle solaire) de l'orbite géostationnaire, calculés par le modèle POLE (Particle ONERA-LANL Environment) [Boscher et al., 2003]. Nous avons tracé, les flux maximaux des hautes énergies (courbe « POLE max »), observés pendant la décroissance du cycle solaire, et les flux minimaux des hautes énergies (courbe « POLE min ») mesurés au maximum du cycle solaire. Nous notons que le calcul de l'état stationnaire est présenté pour $L\sim 6,1$ parce que c'est la valeur supérieure de L dans le code, pour laquelle les interactions avec les chorus sont incluses dans le modèle.

En observant la figure III.9, l'accélération des électrons par les chorus peut encore une fois être constatée. Quand ces interactions sont incluses, les flux des particules de basse énergie ($E < 100$ keV) diminuent, contrairement à ceux des particules de ~ 1 MeV qui deviennent environ $4 \cdot 10^3$ fois plus grands pour $Kp=4$ et environ 70 fois plus grands pour $Kp=1,8$, que si nous tenons compte que de la diffusion radiale.

En comparant les résultats des simulations de Salammbô avec les valeurs de flux obtenues avec le modèle d'ingénierie POLE, nous constatons premièrement que la courbe produite quand seule la diffusion radiale est prise en compte sous-estime les flux des hautes énergies, surtout si nous comparons avec la courbe « POLE max ». La différence entre la courbe « D_{LL} » et la courbe « POLE max » est de l'ordre de 10^2 pour les hautes énergies. Si nous comparons les deux courbes obtenues quand les interactions avec les chorus sont prises en compte, pour $Kp=1,8$ et pour $Kp=4$, avec la courbe de « POLE max », nous constatons que

les résultats de Salammbô surestiment les flux de particules d'énergie comprise entre 100 keV et 1 MeV. En ce qui concerne les résultats de Salammbô aux énergies supérieures à 3 MeV, la diminution brutale des flux est due au fait que les interactions avec les chorus sont incluses pour des énergies inférieures à 3 MeV (Chapitre II, section II.2). La comparaison est faite plutôt avec la courbe « Pole max » parce que pendant la décroissance du cycle solaire (taches solaires migrant à l'équateur solaire) l'activité géomagnétique est caractérisé par l'augmentation d'orages de longue durée d'un Kp moyen de Kp=4-6. Ce sont donc des conditions idéales pour l'amplification des ondes chorus et l'accélération des électrons. Au contraire, pendant le maximum solaire ce sont des événements violents avec une courte durée qui se présentent.

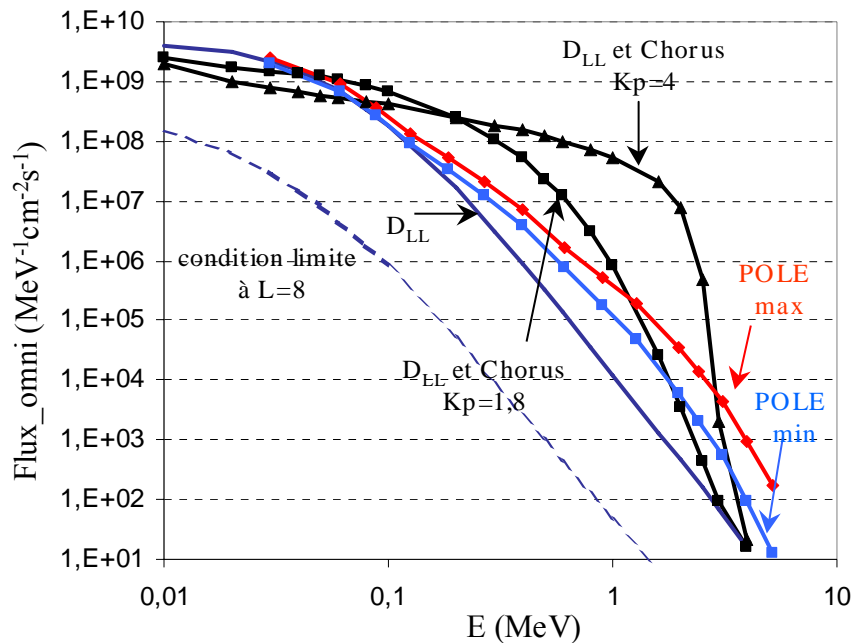


Figure III.9. Comparaison entre les résultats de la simulation de l'état stationnaire à $L \sim 6,1$, pour $K_p=1,8$ et $K_p=4$, et les valeurs obtenues avec le modèle POLE à l'orbite géostationnaire. Les résultats des simulations sont présentés pour le cas où les interactions avec les chorus sont incluses dans le calcul (courbes « D_{LL} et Chorus ») et pour le cas où elles ne sont pas incluses (courbe « D_{LL} »).

Dans le cadre de l'étude de l'état stationnaire, la figure III.9 est utilisée pour estimer l'importance de la prise en compte des interactions résonantes avec les chorus dans la modélisation de la ceinture d'électrons. Nous constatons donc que la diffusion radiale n'est pas capable à elle seule d'expliquer les grandes valeurs de flux aux hautes énergies. De l'autre côté, nos résultats surestiment la contribution des ondes. Cette surestimation du niveau des flux peut être due à plusieurs facteurs : a) le terme croisé D_{yE} n'est pas inclus dans notre calcul, b) il y a plus de pertes d'électrons de haute énergie (comme celle dues aux ondes EMIC) que celles incluses dans Salammbô, c) la diffusion radiale est plus importante et elle assouplit plus efficacement les pics de la fonction de distribution qui sont créés essentiellement par une accélération locale. Un autre point important est que la statistique de CRRES (figure II.15), sur laquelle est basée la paramétrisation des coefficients D_{EE} et D_{yy} en fonction de K_p , est faible et pas très précise. L'orientation de l'orbite du satellite en temps local magnétique a changé au cours de sa mission. Pendant la première moitié de sa vie (côté jour, aube) l'activité géomagnétique moyenne était faible, tandis que après (côté nuit,

crépuscule), l'activité moyenne était plus forte (événements de Mars et Juin 1991). Les valeurs des coefficients de diffusion dus aux chorus pour les faibles valeurs de Kp risquent donc d'être surestimées dans la deuxième partie de sa mission (N. Meredith, communication personnelle). De plus, nous avons effectué le calcul de la moyenne sur la dérive des coefficients de diffusion en tenant compte que des valeurs de ω_{pe}/Ω_e comprises entre 1,5 et 10, tandis qu'à la première catégorie de Kp ($Kp < 2$) le rapport ω_{pe}/Ω_e obtient des valeurs supérieures à 10 pour plusieurs temps locaux magnétiques (figure II.15).

III.2.4. Principales Conclusions de l'Etude de l'Etat Stationnaire

L'état stationnaire calculé, représente l'état dans lequel serait la ceinture d'électrons si les conditions que nous avons fixées (Kp , D_{LL} , D_{EE} , D_{yy} , plasmopause) étaient stables pendant une longue période de temps. Ce calcul est instructif en ce qui concerne la compréhension de l'effet combiné des processus physiques pris en compte. Nos résultats montrent que, la prise en compte de la diffusion en énergie, due aux interactions résonantes des électrons avec les chorus, engendre une augmentation importante des fonctions de distribution d'électrons relativistes. Les électrons sont donc bien accélérés par les chorus dans la ceinture externe. Cette augmentation, dans le cadre de l'étude d'un état stationnaire, est plus importante aux valeurs d'angle d'attaque équatorial supérieures à $\sim 50^\circ$ et dans la région des L inclus entre $L=4,5$ et $L=5,5$. De plus, la comparaison avec les mesures géostationnaires moyennes, montre que, la prise en compte de l'accélération locale des électrons est essentielle pour l'interprétation des observations.

Cependant, l'état stationnaire n'est pas représentatif de la dynamique de la ceinture et des observations des satellites pendant des orages et des sous-orages magnétiques où les variations des processus physiques impliqués sont rapides. C'est dans l'étude dynamique que nous allons voir l'efficacité des interactions avec les chorus en fonction du temps.

III.3. Etude Dynamique

Pendant des périodes de haute activité magnétique, les variations observées dans la partie externe ($L > 3,5$) de la ceinture d'électrons sont importantes et, dans la plupart des cas, très rapides. La modélisation de ces variations requiert une bonne compréhension des processus en œuvre dans les ceintures de radiation- et de la magnétosphère en général- pendant ces périodes perturbées.

Plus spécifiquement, en ce qui concerne notre étude actuelle, le projet est d'étudier l'effet combiné de la diffusion radiale et des interactions résonantes des électrons avec les ondes chorus. Cette étude constitue la première initiative dans cette direction. Par conséquent, nous cherchons à identifier les ondes chorus comme des accélérateurs d'électrons, pendant des conditions d'activité magnétique élevée. Le rôle des interactions avec les chorus et l'importance de leur effet sur la distribution des électrons sont étudiés pour différentes valeurs des paramètres Kp , L , E , α_{eq} , en fonction du temps.

III.3.1. Le Calcul - Variation de l'Indice Kp Dans la Simulation Dynamique

Pour le calcul dynamique, l'équation de diffusion (équation (II-33), section II.2) est résolue en fonction du temps et les processus physiques paramétrés en fonction de l'indice géomagnétique Kp. Le pas en temps, dt , de notre calcul est déterminé en prenant en compte la condition de Courant-Friedricks-Lewy. Cette condition définit la valeur maximale que le

paramètre dt doit avoir pour assurer la convergence d'un code explicite de différence finie, comme Salammbô. Elle est exprimée par la relation :

$$dt \leq \frac{1}{2} \frac{(dx)^2}{D_{xx}} \quad (\text{III-5})$$

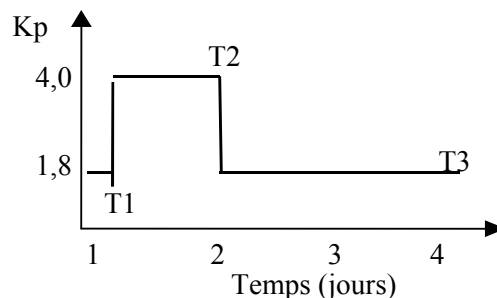
et elle signifie que le pas en temps du calcul dt , pour la grille (en x) considérée, doit être assez faible pour que la diffusion en x (exprimée par le coefficient D_{xx}) soit plus faible que la variation du paramètre x (dx) d'un point de la grille à un autre. Dans notre code, x correspond aux trois dimensions : l'énergie (E), l'angle d'attaque équatorial (y) et L . De la même façon D_{xx} correspond à la diffusion en énergie (D_{EE}), la diffusion en angle d'attaque (D_{yy}) et la diffusion radiale (D_{LL}). Dans notre calcul, nous déterminons dt (à chaque fois que le Kp change et donc les valeurs des D_{EE} , D_{yy} , et D_{LL} varient aussi) comme la valeur la plus faible calculée par $dt = 0,45 \cdot (dx)^2 / D_{xx}$, pour les trois variables mentionnées ci-dessus. Cette valeur est définie dans la plupart de cas par le coefficient D_{yy} , qui est supérieur aux autres coefficients, et elle est de l'ordre de 0,5 à 1 seconde.

En ce qui concerne la position de la plasmopause, elle est toujours donnée par l'équation (III-4). Ceci signifie que, quand l'activité magnétique augmente (la valeur de Kp augmente) la plasmopause se déplace simultanément vers des L plus faibles, mais quand l'activité diminue, le mouvement de la plasmopause vers l'extérieur se fait avec vingt-quatre heures de retard [Carpenter and Park, 1973]. La condition limite à $L=8$ est toujours celle donnée par l'équation (III-3).

La dynamique considérée dans notre étude est gouvernée par Kp . Durant nos simulations, la valeur de l'indice Kp est augmentée instantanément de 1,8 à 4. L'état initial avec $Kp = 1,8$ est l'état stationnaire pour cette valeur de Kp . Le choix des deux valeurs pour l'indice Kp n'est pas aléatoire. Comme nous l'avons mentionné auparavant, les coefficients de diffusion dus aux interactions des électrons avec les chorus sont calculés pour trois catégories de Kp : $Kp < 2$, $2 \leq Kp < 4$ et $Kp \geq 4$. Les coefficients de diffusion radiale D_{LL} sont eux calculés pour chaque valeur de Kp . Par conséquent, pour $Kp \geq 4$ les coefficients D_{LL} varient, tandis que les coefficients D_{yy} et D_{EE} , dus aux ondes chorus, ne varient pas. Cette limitation dirige notre choix de réaliser la simulation dynamique entre deux valeurs de Kp qui permettent de définir des intensités différentes des coefficients D_{yy} et D_{EE} .

III.3.2. Les Fonctions de Distribution des Electrons Relativistes : Résultats

Nous nous intéressons premièrement à la variation des valeurs des fonctions de distribution, calculées par la résolution de l'équation de diffusion (équation (II-33)). La variation de Kp est instantanée d'une valeur initiale $Kp=1,8$ à une valeur élevée $Kp=4$ pendant un jour et ensuite de nouveau à la valeur $Kp=1,8$. Le schéma qui suit représente la variation du Kp en fonction du temps dans notre simulation.



Nous allons nous intéresser aux trois temps T1, T2, T3, où T1 est le temps de début de la simulation, T2 est le temps après un jour de $K_p=4$ et T3 est le temps à la fin de notre simulation, après deux jours où le K_p est revenu à sa valeur initiale de 1,8.

III.3.2.a. Les fonctions de distribution en fonction de L

Sur la figure III.10, les fonctions de distribution aux temps T1, T2 et T3 sont représentées en fonction de L, dans le cas d'électrons équatoriaux, pour un moment magnétique égal à 2100 MeV/G. Des telles figures (pour des valeurs de M et y constantes), décrivent la distribution d'électrons d'énergies qui varient en fonction de L. L'énergie augmente de l'extérieur (grandes valeurs de L) vers l'intérieur (plus faibles valeurs de L), d'après l'équation $M = [E(E+2E_0)/(2B_0E_0)] L^3 y^2 = \text{constante}$. En $L_{pp}(1,8)$ et $L_{pp}(4)$ nous avons marqué la position de la plasmopause qui correspond à $K_p=1,8$ et $K_p=4$, respectivement.

En observant la figure III.10, nous constatons que même si l'état initial (T1) a déjà un profil qui suggère la présence d'une source interne locale avec des valeurs de fonction de distribution importantes, quand le K_p augmente, les fonctions de distribution augmentent fortement. Au temps T2, les valeurs des fonctions de distribution augmentent de plus d'un ordre de grandeur pour des valeurs de L entre $L \sim 5$ et $L \sim 6$, pour des énergies de 1 à 2 MeV, et un pic se forme à $L \sim 5,7$. L'effet des interactions résonantes avec les chorus est évident : les électrons sont fortement accélérés à des énergies relativistes. De plus, nous remarquons que les fonctions de distribution augmentent même en dehors des valeurs de L où les interactions avec les chorus sont incluses dans le code Salammbô ($L \leq 6,5$). Nous constatons donc que pour $L \sim 6,7$, les fonctions de distribution d'électrons de 1 MeV deviennent ~ 6 fois plus importantes quand le K_p passe à la valeur $K_p=4$.

Quand la valeur de K_p augmente, l'effet des interactions avec les chorus et l'effet de la diffusion radiale deviennent aussi plus importants. Pour pouvoir identifier quel processus est responsable des différentes variations observées sur la figure III.10, nous avons réalisé deux simulations similaires à celle présenté ci-dessus : une où les interactions avec les chorus sont exclues dès que le K_p passe à la valeur $K_p=4$ jusqu'à la fin de la simulation et une où la diffusion radiale est exclue pour les mêmes temps. L'état initial- état stationnaire pour $K_p=1,8$ - est le même pour les deux simulations et il est celui de la simulation présenté sur la figure III.10. Les résultats des trois simulations au temps T2 sont présentés sur la figure III.11, avec l'état initial au temps T1.

Regardons en détail l'effet de chaque processus en partant du même état initial avec $K_p=1,8$ et en augmentant le K_p à $K_p=4$ pendant un jour (temps T2). Les résultats de la simulation où seules les interactions avec les chorus sont prises en compte montrent clairement l'effet de ces interactions sur les électrons piégés. Les fonctions de distribution au temps T2 deviennent $\sim 7,8$ fois plus importantes pour $L \sim 6,1$ où $E=1,2$ MeV et 2 fois plus importantes pour $L \sim 4,3$ où $E=2,3$ MeV. L'augmentation est plus grande pour les électrons de 1,7 MeV à $L = 5,2$, où les fonctions de distribution augmentent d'un ordre de grandeur, et encore plus à $L = 5,7$ ($E = 1,4$ MeV) où elles deviennent ~ 26 fois plus importantes. Nous constatons donc, qu'après un jour de $K_p=4$, le pic déjà existant sur le profil des fonctions de distribution de l'état initial est fortement accentué dans la région où les interactions avec les chorus sont incluses dans le code ($L_{pp} < L < 6,5$). Par contre le pic au temps T2 est moins étalé qu'à l'état initial T1, puisque le processus de la diffusion radiale est exclue.

Si seulement la diffusion radiale est prise en compte, dès que K_p augmente à $K_p=4$ les valeurs des fonctions de distribution diminuent dans la région des L supérieures à $L \sim 5$. Ceci est dû au fait que la diffusion radiale agit sur les fonctions de distribution pour assouplir les gradients radiaux qui existent. Les particules diffusent donc en s'éloignant du pic existant au temps T1 pour $L=5-6$. Dans la région de $L > 5$ les électrons vont diffuser vers l'extérieur des ceintures. Par conséquent, les fonctions de distribution diminuent dans cette région. De l'autre

côté, les particules vont diffuser vers l'intérieur pour les L inférieurs à $L \sim 5$. Les fonctions de distribution vont donc augmenter dans cette région. La diffusion radiale devient faible pour des valeurs de L inférieures à $L \sim 4$ et des énergies de l'ordre de 3 MeV et son effet ne peut pas être vu dans notre simulation.

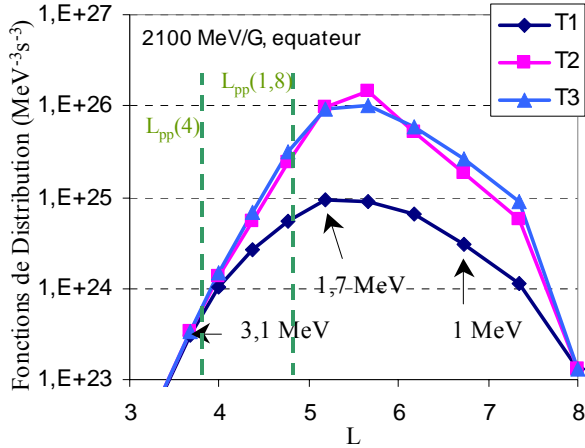


Figure III.10. Fonctions de distribution pour T1, T2 et T3 pour $M=2100$ MeV/G à l'équateur. La position de la plasmopause est aussi tracée pour $Kp=1,8$ ($L_{pp}(1,8)$) et pour $Kp=4$ ($L_{pp}(4)$).

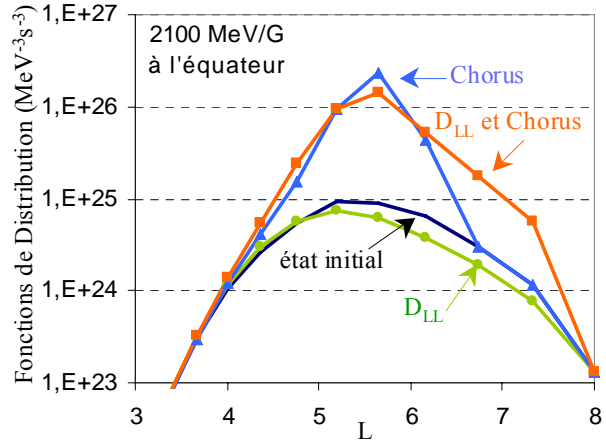


Figure III.11. Résultats des trois simulations au temps T2 pour 2100 MeV/G à l'équateur. L'état initial à T1 est aussi tracé.

Quand, finalement, les deux processus sont combinés, nous constatons que l'effet localisé des chorus est diffusé par la diffusion radiale dans toutes les régions de L supérieur à $L \sim 4$. Le niveau maximal des fonctions de distribution ($L \sim 5,7$), calculé si seulement les chorus étaient pris en compte, diminue, mais les niveaux autour de ce pic augmentent. Cette augmentation est plus importante dans la partie externe (L supérieurs à $L \sim 6$) où la diffusion radiale est plus forte. Par conséquent, les fonctions de distribution augmentent dans toute la région des L en dehors de la plasmopause.

Quand le Kp reprend sa valeur initiale de $Kp=1,8$ (Figure III.10), la diffusion en énergie, due aux chorus, devient plus faible et la diffusion radiale contribue à répartir les particules des deux côtés du pic formé à $L \sim 5,7$. Les fonctions de distribution continuent donc à augmenter dans les régions de L supérieur à $L \sim 6$ et inférieur à $L \sim 5$, même pendant les deux jours où l'activité magnétique est redevenue faible.

Si nous regardons l'effet des chorus sur la distribution d'électrons relativistes à un angle d'attaque en dehors de l'équateur, les conclusions sont similaires au cas équatorial. Quand le Kp prend la valeur $Kp=4$, les fonctions de distribution en dehors de la plasmopause présentent toujours une augmentation importante, mais plus faible que dans le cas équatorial. Ceci est dû au fait que la diffusion en énergie devient faible pour les faibles angles d'attaque équatoriaux.

III.3.2.b. Les fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial α_{eq}

Nous savons d'ores et déjà qu'aux faibles valeurs d'angle d'attaque équatorial, l'effet de la diffusion en énergie s'affaiblit. Dans le cas d'angles d'attaque équatoriaux inférieurs à 90° , il ne faut pas négliger le rôle de la diffusion en angle d'attaque. Dans cette partie, nous allons regarder la variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque, pour une énergie fixée, de telle manière à pouvoir identifier le rôle de chaque processus.

Regardons premièrement comment varie le coefficient D_{yy} en fonction de l'angle d'attaque et de L . Sur la figure III.12, nous avons tracé les valeurs du coefficient D_{yy} en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour $E=1,5$ MeV à $L=5,7$ et pour $1,2$ MeV à $L=6,2$.

Nous remarquons que les valeurs du coefficient D_{yy} sont maximales pour des valeurs d'angle supérieures à 50° et un pic se présente pour $\alpha_{eq} \sim 60^\circ$. A partir de 30° , la diffusion en angle d'attaque devient inefficace, puisque les coefficients sont de l'ordre de 10^{-9} voire moins. Nous pouvons aussi noter que les valeurs du coefficient D_{yy} à $L=6,2$ varient peu en fonction de Kp , contrairement à ce qu'on observe à $L=5,7$.

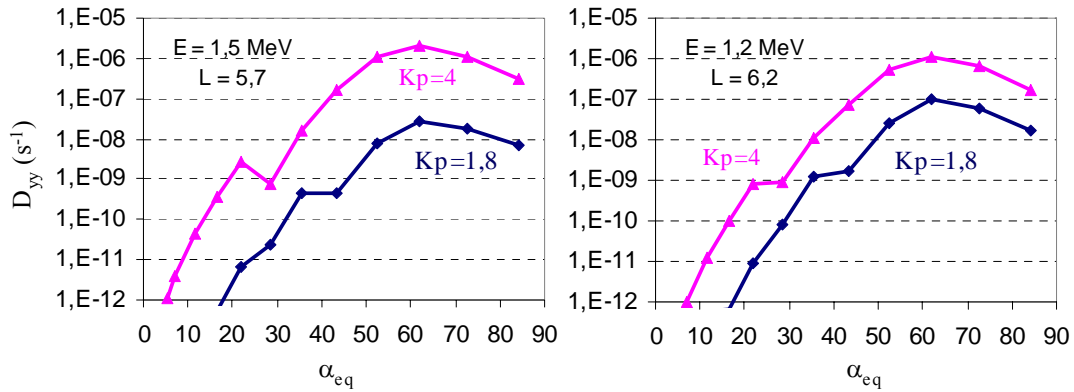


Figure III.12. Variation du coefficient de diffusion en angle d'attaque en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour $E=1,5$ MeV à $L=5,7$ et $E=1,2$ MeV à $L=6,2$.

Par cohérence avec la partie précédente, nous présenterons les variations des fonctions de distribution d'électrons relativistes en fonction de l'angle d'attaque équatorial aux temps T1, T2 et T3, pour des électrons de $1,5$ MeV à $L=5,7$ (Figure III.13). En même temps- comme nous l'avons fait aussi précédemment- nous présentons les résultats de deux simulations supplémentaires : une où les interactions avec les chorus sont exclues quand le Kp prend la valeur $Kp=4$ et une où la diffusion radiale est exclue pour les mêmes valeurs de temps. Les résultats sont présentés au temps T2, pour la même valeur d'énergie et de L , sur la figure III.14.

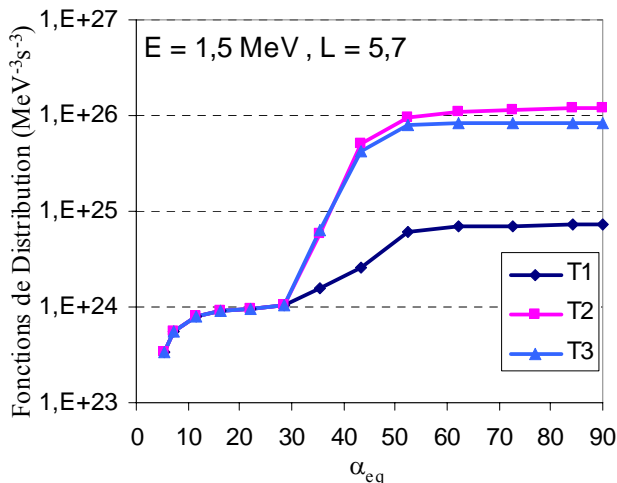


Figure III.13. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour des électrons de $1,5$ MeV à $L=5,7$ et pour les temps T1, T2 et T3.

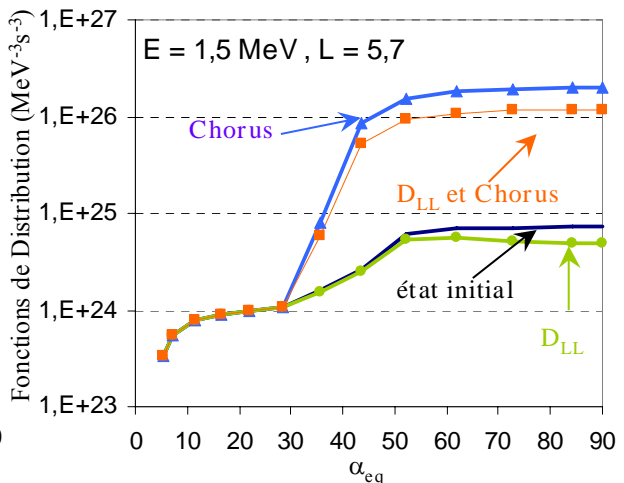


Figure III.14. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour les trois simulations au temps T2 et à l'état initial T1.

Sur la figure III.13, nous remarquons qu'après un jour de $K_p=4$ (temps T2), les électrons sont accélérés à 1,5 MeV à $L=5,7$, pour des angles d'attaque équatoriaux supérieurs à 30° . La différence entre les niveaux des fonctions de distribution pour $\alpha_{eq}=90^\circ$ et $\alpha_{eq}=10^\circ$ passe, de l'ordre de 10^1 à T1, à l'ordre de 10^2 à T2. L'augmentation des fonctions de distributions est maximale aux hautes valeurs d'angle d'attaque et elle diminue progressivement vers les faibles angles d'attaque, pour devenir égale à zéro à $\alpha_{eq}\sim 30^\circ$. Cette chute brutale des fonctions de distribution aux angles d'attaque équatoriaux inférieurs à 40° est due au fait que les trois processus de diffusion deviennent inefficaces dans cette région d'angles d'attaque dans le cas d'électrons relativistes. Notons qu'à la fois les D_{LL} , les D_{yy} et les D_{EE} , diminuent considérablement dans la région des faibles angles d'attaque et l'effet des trois processus ne peut pas être observé sur une durée d'un jour. Nous pouvons aussi noter, qu'en accord avec les conclusions de l'étude de l'état stationnaire (figure III.5) l'augmentation des fonctions de distribution présente un maximum à environ 45° . Ce phénomène est dû à la diffusion en angle d'attaque, qui ne joue pas un rôle important à l'équateur face à la diffusion en énergie qui domine, mais à $\sim 50^\circ$ son effet s'ajoute à celui de la diffusion en énergie et en conséquence, l'augmentation des fonctions de distribution est plus importante dans cette région qu'à l'équateur.

En observant la figure III.14, nous constatons qu'elle est en bon accord avec la figure III.11. Pour $L=5,7$ et $E=1,5$ MeV on se place très près du pic du profil radial des fonctions de distribution (en fonction de L). Ce pic existe déjà à l'état initial à T1 et il s'accroît à T2. Comme nous l'avons vu, la diffusion radiale n'est pas très efficace pour ces valeurs de L et d'énergie. Si seulement la diffusion radiale est incluse dans la simulation pendant un jour de $K_p=4$, elle agit pour assouplir les dérivés $\partial f/\partial L$ et donc les valeurs des fonctions de distribution diminuent légèrement, surtout à l'équateur où le processus est plus important. Cependant, pour ces valeurs de L et d'énergie ce sont les interactions avec les chorus qui dominent. Le résultat global, quand la diffusion radiale est incluse avec les chorus (courbe 'D_{LL} et Chorus'), est très proche de celui où seules les interactions avec les chorus sont incluses ('Chorus'). L'inefficacité de la diffusion radiale face à la dominance des interactions avec les chorus, peut être vue aussi par le résultat au temps T3, où les valeurs des fonctions de distribution sont très proches à celles calculées au temps T2 (figure III.13).

Si nous regardons à une valeur supérieure de L (figures III.15 et III.16), les conclusions sont semblables. Quand elle est incluse dans le calcul en combinaison avec les chorus, elle a tendance à diffuser les particules vers l'extérieur (à partir du pic à $L\sim 5,5$, figure III.10) et donc à augmenter les fonctions de distributions à $L=6,2$ (figure III.16). La diffusion radiale est aussi à l'origine de l'augmentation des fonctions de distribution observée quand l'indice K_p reprend sa valeur initiale de $K_p=1,8$ au temps T3 (figure III.15).

Finalement, nous allons regarder la variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, dans le cas de 1 MeV, à $L=6,7$ où les interactions avec les chorus ne sont pas incluses dans le code Salammbô. Sur la figure III.17, nous remarquons que- en bon accord avec la figure III.10- les fonctions de distribution augmentent quand l'activité magnétique augmente (temps T2). Leur valeurs deviennent donc 6 fois plus importantes à l'équateur, 4,5 fois plus importantes à 60° , 3 fois plus importantes à 40° et à peine 1,3 fois plus importantes à 34° . Les fonctions de distributions restent stables pour les valeurs d'angles d'attaque inférieures à $\sim 30^\circ$, puisque pour ces valeurs les interactions avec les chorus deviennent inefficaces comme nous l'avons vu dans les cas précédents. L'augmentation est maximale à l'équateur, due à l'effet combiné de l'accélération des particules par les chorus aux valeurs inférieures à $L=6,7$ et de la diffusion radiale.

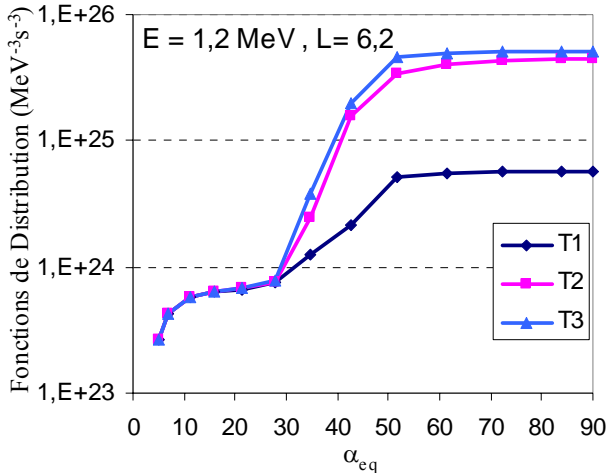


Figure III.15. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour des électrons de 1,2 MeV à $L=6,2$ et pour les temps T1, T2 et T3.

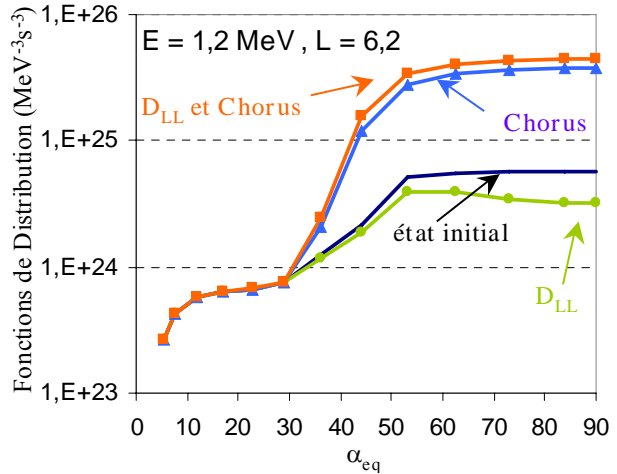


Figure III.16. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour les trois simulations au temps T2 et à l'état initial T1.

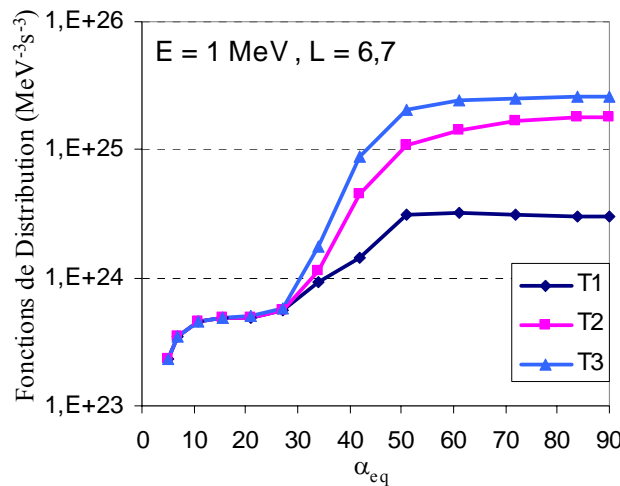


Figure III.17. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'angle d'attaque équatorial, pour des électrons de 1 MeV à $L=6,7$ et pour les temps T1, T2 et T3.

Au temps T3, la diffusion radiale diffuse continuellement les particules vers la région externe au pic formé à $L \sim 5,5$ et donc les fonctions de distribution continuent à augmenter. Cependant, dans ce cas l'augmentation est supérieure aux angles d'attaque inférieurs à 90° . Cette variation est due à la diffusion en angle d'attaque et à la diffusion radiale. La diffusion en angle d'attaque agit aux L inférieurs et diffuse les particules de plus en plus loin de l'équateur. D'un autre côté, la diffusion radiale devient importante pour ces valeurs d'angle d'attaque, parce que les dérivés $\partial f / \partial L$ sont plus importantes qu'à l'équateur au temps T2.

III.3.3. Les Fonctions de Distribution des Électrons Relativistes : Principales Conclusions

Dans cette partie, nous avons constaté l'importance et la rapidité de l'effet des interactions avec les chorus sur la distribution d'électrons piégés. Les fonctions de distribution

d'électrons relativistes en dehors de la plasmasphère augmentent de plus d'un ordre de grandeur, quand, en partant d'une valeur faible de 1,8, le Kp prend la valeur Kp= 4 pendant un jour. Ceci est dû essentiellement à l'augmentation des coefficients de diffusion en énergie entre les deux valeurs d'activité magnétique. Les interactions avec les chorus forment un pic autour de L= 5,5, pour des électrons d'une énergie supérieure au MeV. La diffusion radiale agit suivant les dérivés $\partial f/\partial L$, donc le niveau du pic- que les chorus ont tendance à former- baisse et est diffusé vers des valeurs de L plus grandes et plus petites.

En ce qui concerne l'effet des interactions avec les chorus en fonction de l'angle d'attaque équatorial, nous constatons qu'il devient négligeable pour des valeurs d'angles inférieures à $\sim 30^\circ$. La diffusion en énergie est le processus dominant à l'équateur, mais quand on se déplace vers les plus faibles angles d'attaque, la diffusion en angle d'attaque joue aussi un rôle important. Dans certains cas donc, l'augmentation relative des fonctions de distribution est plus importante à $\alpha_{eq} \sim 40^\circ$ qu'à l'équateur.

III.3.4. Variation des Fonctions de Distribution en Fonction de L'Énergie : Résultats

Dans cette partie, nous allons étudier la variation des fonctions de distribution en fonction de l'énergie et ce pour toute la gamme d'énergie où les interactions avec les chorus sont incluses dans le modèle. Nous allons donc étudier l'évolution des valeurs des fonctions de distribution, en passant de l'état initial où Kp=1,8 (temps T1) à Kp= 4 pendant un jour (temps T2) et ensuite à nouveau à Kp=1,8 pendant deux jours (temps T3). Les valeurs sont représentées, pour des énergies comprises entre 10 keV et 3 MeV, à L=5,2 et à L=6,2, pour $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$ et 30° , de telle manière pour que nous puissions avoir une image complète (en trois dimensions) de l'effet des ondes chorus sur la distribution électronique.

Sur la figure III.18, les fonctions de distribution aux temps T1, T2 et T3, sont représentées à L=5,2, pour les deux valeurs de α_{eq} considérées. En observant les deux graphiques, nous remarquons que les fonctions de distribution diminuent pour les énergies inférieures à ~ 200 keV (et supérieures à 10 keV- énergie limite pour laquelle les chorus sont inclus dans le code) et elles augmentent pour les énergies supérieures. Ce comportement opposé en fonction de l'énergie, est dû à la diffusion en énergie. A l'état initial il y a beaucoup plus de particules de faible énergie que de haute. Les fonctions de distributions de 10 keV sont de l'ordre de $10^{31} \text{ MeV}^{-3} \text{ s}^{-3}$, quant à celles d'électrons de 1 MeV, elles sont de l'ordre de $10^{26} \text{ MeV}^{-3} \text{ s}^{-3}$. Les électrons de faible énergie vont donc être diffusés vers les hautes énergies par les interactions avec les chorus. Par conséquent, puisque la condition limite à L=8 reste stable, les fonctions de distribution des faibles énergies diminuent et celles des hautes énergies augmentent. Nous notons donc, que l'accélération des électrons par les chorus prend effet pour des énergies supérieures à 400 keV.

La diminution des faibles énergies est importante pour les deux angles d'attaque. Cependant l'augmentation des hautes énergies ne présente pas le même comportement : elle est maximale à l'équateur et minimale à $\alpha_{eq} \sim 30^\circ$. Les fonctions de distribution deviennent donc 7 fois plus importantes pour une énergie égale à 1,2 MeV à 90° , mais seulement 1,2 fois plus importantes pour la même énergie à 30° . De la même façon si nous regardons l'augmentation des fonctions de distribution des 1,7 MeV, elles deviennent 10 fois plus fortes dans le cas de $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$ mais pour $\alpha_{eq} \sim 30^\circ$ elles restent constantes.

En ce qui concerne la diminution aux faibles énergies, nous constatons que la diminution maximale des fonctions de distribution, observée pour une énergie comprise entre 20 et 40 keV, est de l'ordre de 30 à l'équateur et de plus de 40 à $\alpha_{eq} \sim 30^\circ$. La variation des faibles énergies ne suit pas la variation des hautes énergies, nous concluons donc que la diffusion en énergie n'est pas le seul processus impliqué.

Pour pouvoir interpréter les résultats présentés sur la figure III.18, nous avons tracé la variation des deux coefficients de diffusion dus aux chorus, D_{yy} et D_{EE} , en fonction de l'énergie, pour les deux valeurs d'angles d'attaque (90° et 30°) et pour quatre valeurs de L (figures III.19 à III.22). Les valeurs sont calculées pour $Kp=4$. Ci-dessous, nous nous intéressons aux valeurs des coefficients à $L=5,2$.

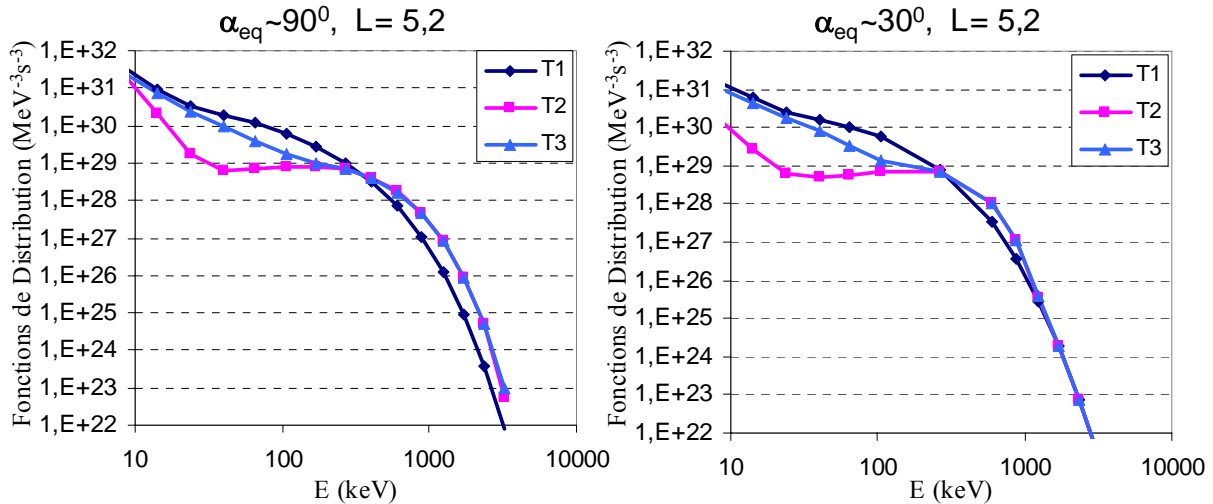


Figure III.18. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'énergie, à $L=5,2$ pour $\alpha_{eq} \sim 90^\circ$ et 30° .

Dans le cas équatorial, la diffusion en angle d'attaque ne joue pas un rôle important. Comme nous l'avons déjà noté, à l'équateur les fonctions de distribution sont plutôt plates en fonction de l'angle d'attaque équatorial et donc il n'y a pas de diffusion selon cette dimension. Dans cette région c'est la diffusion en énergie qui fait baisser les fonctions de distribution des faibles énergies et augmente celles des hautes. Sur la figure III.20, nous remarquons que la valeur du coefficient D_{EE} augmente considérablement quand l'énergie augmente.

Quand on se place à une valeur d'angle d'attaque équatorial égale à 30° , les conclusions ne sont pas les mêmes. Dans le cas des énergies inférieures à 100 keV, nous remarquons que le coefficient de diffusion en angle d'attaque augmente de 3 ordres de grandeur par rapport à ses valeurs équatoriales. De plus, les valeurs du coefficient de diffusion en énergie deviennent plus importantes dans le cas des faibles énergies, où elles augmentent de deux ordres de grandeur par rapport à leurs valeurs équatoriales. Dans le cas des hautes énergies, les valeurs du coefficient D_{EE} diminuent d'environ 4 ordres de grandeur. Par conséquent, comme nous pouvons le voir sur la figure III.18, les fonctions de distribution des faibles énergies baissent considérablement au temps T2 et les fonctions de distribution augmentent à peine pour les énergies comprises entre 300 keV et 1 MeV.

Nous constatons donc, qu'en ce qui concerne l'effet des chorus sur la distribution électronique, si nous nous plaçons à l'équateur c'est l'effet de la diffusion en énergie qui domine. Par contre, quand on se déplace vers les valeurs inférieures d'angle d'attaque, la diffusion en angle d'attaque des faibles énergies prend de plus en plus d'importance et la diffusion en énergie des hautes énergies devient faible. L'effet des interactions avec les chorus devient donc plus important pour les faibles énergies que pour les plus hautes. Ceci, cependant, est valable pour une valeur d'angle inférieure à $\sim 40^\circ$.

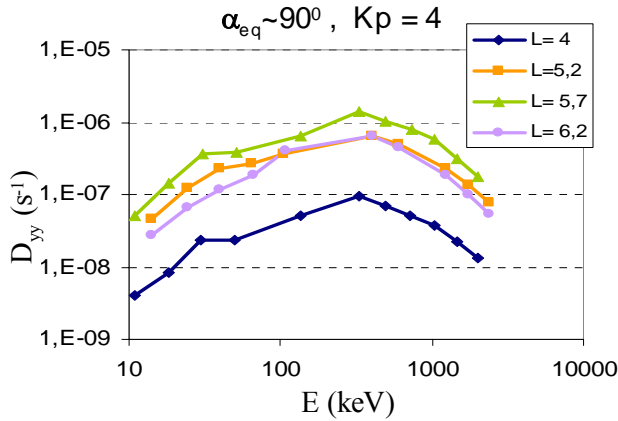


Figure III.19. Variation des valeurs du coefficient de diffusion en angle d'attaque en fonction de l'énergie, pour quatre valeurs de L et pour $Kp=4$ dans le cas équatorial.

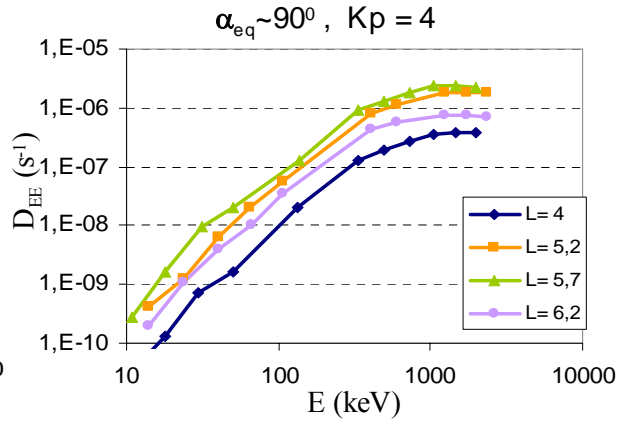


Figure III.20. Variation des valeurs du coefficient de diffusion en énergie en fonction de l'énergie, pour quatre valeurs de L et pour $Kp=4$ dans le cas équatorial.

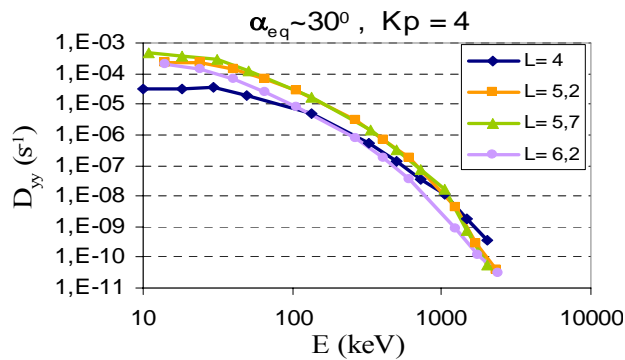


Figure III.21. Variation des valeurs du coefficient de diffusion en angle d'attaque en fonction de l'énergie, pour quatre valeurs de L et pour $Kp=4$ dans le cas de $\alpha_{eq} \sim 30^\circ$.

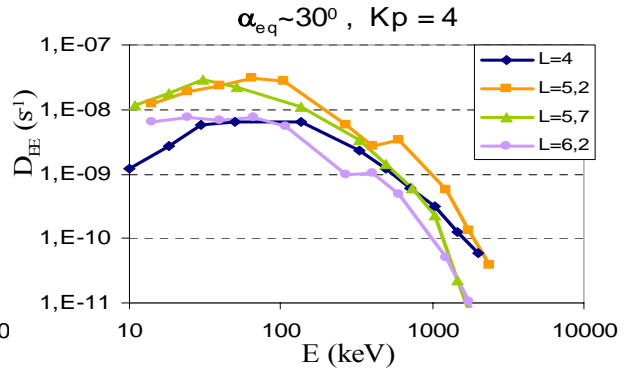


Figure III.22. Variation des valeurs du coefficient de diffusion en énergie en fonction de l'énergie, pour quatre valeurs de L et pour $Kp=4$ dans le cas de $\alpha_{eq} \sim 30^\circ$.

Regardons maintenant la variation des fonctions de distribution en fonction de l'énergie pour une autre valeur de L , pour avoir une image complète des résultats. Sur la figure III.23, nous avons tracé cette variation aux temps T1, T2 et T3, dans le cas de $L=6,2$, pour les mêmes valeurs d'angle d'attaque équatorial que dans le cas de $L=5,2$ (figure III.18).

En observant la figure III.23, nous constatons une diminution assez importante des fonctions de distribution aux faibles énergies dans le cas de $\alpha_{eq} = 30^\circ$ et, en opposé, une augmentation importante des hautes énergies dans le cas de $\alpha_{eq} = 90^\circ$. Cependant, en comparant la figure III.23 avec la figure III.18, nous remarquons que les variations des fonctions de distribution sont très différentes dans les deux cas de L .

En ce qui concerne l'augmentation des hautes énergies, nous constatons que l'augmentation est un peu plus importante dans le cas de $L=6,2$ pour les énergies proches de 1 MeV mais elle est plus faible pour les énergies de l'ordre de 2 MeV. Au temps T2 donc, les fonctions de distribution des 1,2 MeV deviennent 8 fois plus importantes à 90° et seulement 1,6 fois plus importantes à 30° . Cependant, pour une énergie égale à 2,3 MeV, les fonctions de distribution dans le cas de $L=6,2$ augmentent de 12 fois à 90° tandis que dans le cas de $L=5,2$

elles augmentent de 14 fois. De plus, la même énergie augmente de 10 fois à 30^0 dans le cas de $L=5,2$ mais seulement de 4 fois dans le cas de $L=6,2$.

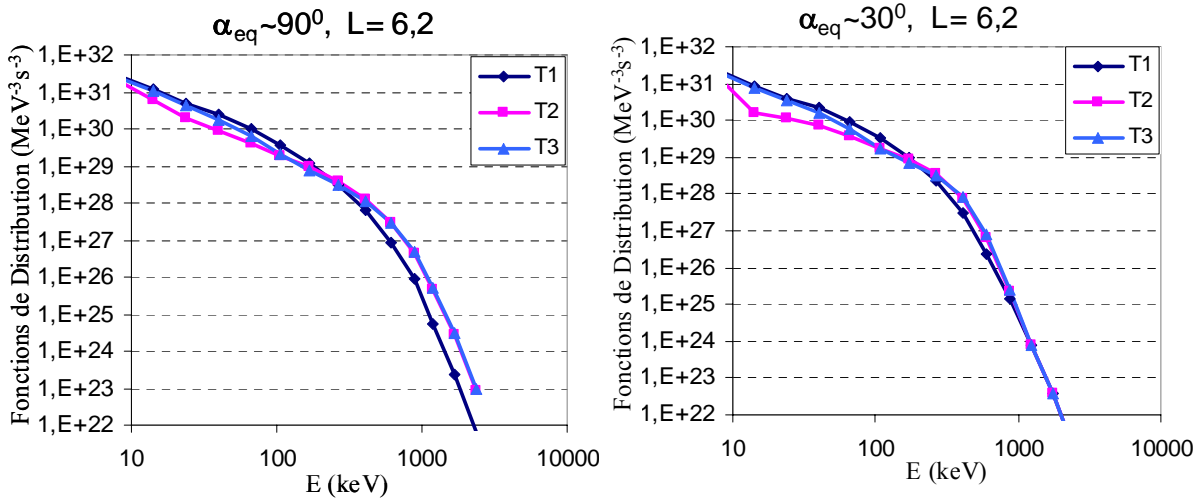


Figure III.23. Variation des fonctions de distribution en fonction de l'énergie, à $L=6,2$ pour $\alpha_{eq} \sim 90^0$ et 30^0 .

En ce qui concerne les faibles énergies, la différence entre les résultats des deux cas de L est beaucoup plus importante qu'aux hautes énergies. A l'équateur, la diminution maximale dans le cas de $L=6,2$ se présente pour les 40 keV, où les fonctions de distribution deviennent 2,7 fois plus faibles au temps T2. La même diminution dans le cas de $L=5,2$ est de 30 fois ! La différence la plus importante entre les deux L est constatée pour $\alpha_{eq} = 30^0$. Dans ce cas, la diminution maximale à $L=5,2$ se présente à ~ 25 keV où les fonctions de distribution deviennent 40 fois plus faibles. Dans le cas de $L=6,2$, se sont les 15 keV qui diminuent le plus : d'un facteur 5.

La différence entre les résultats des deux valeurs de L peut être interprétée en tenant compte des conclusions obtenues de l'étude de l'état stationnaire et en observant les figures III.19 à III.22, où les coefficients D_{EE} et D_{yy} sont représentés en fonction de l'énergie pour différentes valeurs de L et d'angle d'attaque équatorial. En ce qui concerne l'état stationnaire, nous avons vu dans la section III.2.2 que les valeurs des dérivés $\partial f/\partial E$ aux faibles énergies sont plus importantes dans le cas de $L=5,2$ que dans le cas de $L=6,2$, favorisant ainsi la diffusion à $L=5,2$. D'un autre côté, les valeurs du coefficient de diffusion en énergie sont plus importantes pour les faibles énergies à $L=5,2$ qu'à $L=6,2$. De plus, s'ajoute le fait que le coefficient de diffusion en angle d'attaque est pour toutes les valeurs d'angle d'attaque plus important à $L=5,2$ qu'à $L=6,2$. Pour toutes ces raisons, au temps T2 la diminution des fonctions de distribution des faibles énergies est beaucoup plus importante à $L=5,2$ qu'à $L=6,2$.

Concernant l'augmentation des valeurs des fonctions de distribution aux hautes énergies, le résultat au temps T2 dans chaque cas de L dépend des valeurs des dérivés $\partial f/\partial E$ de l'état initial mais aussi des valeurs des deux coefficients de diffusion dus aux interactions avec les chorus. Les valeurs des dérivés $\partial f/\partial E$, à l'état initial, sont plus importantes dans le cas de $L=6,2$, suggérant ainsi une diffusion en énergie plus importante pour cette valeur de L . Cependant, les valeurs des deux coefficients de diffusion, D_{EE} et D_{yy} , sont plus importantes dans le cas de $L=5,2$. En particulier le coefficient de diffusion en énergie, obtient des valeurs qui sont plus que 2 fois plus importantes pour une énergie égale à 1,2 MeV à l'équateur et ~ 11 fois plus importantes à 30^0 , toujours pour 1,2 MeV. La combinaison des valeurs des dérivés

$\partial f/\partial E$ (supérieures à $L=6,2$ qu'à $L=5,2$) et des valeurs des coefficients de diffusion (supérieures à $L=5,2$ qu'à $L=6,2$) explique la différence constatée entre les deux L .

III.3.5. Variation des Fonctions de Distribution en Fonction de L'Énergie : Principales Conclusions

En représentant la variation des fonctions de distribution au cours du temps en fonction de l'énergie, pour toute la gamme d'énergie pour lesquelles les interactions avec les chorus sont définies, nous avons constaté l'importance de l'effet des chorus sur la distribution électronique, même pour les faibles énergies.

En ce qui concerne les hautes énergies, nous avons vu la différence dans la variation des fonctions de distribution entre deux valeurs de L . Le résultat final à chaque valeur de temps dépend des valeurs initiales des dérivés $\partial f/\partial E$ et des valeurs des coefficients de diffusion. Ce sont les valeurs des coefficients de diffusion à $Kp=1,8$ qui déterminent les valeurs initiales des dérivés $\partial f/\partial E$ (explication dans la section III.2.2.) et par la suite ce sont les valeurs des coefficients à $Kp=4$ qui définissent le résultat au temps $T2$. En connaissant donc ces valeurs nous pouvons estimer comment les fonctions de distribution vont évoluer avec le temps.

Concernant les faibles énergies, nous avons constaté dans cette partie de notre étude qu'elles sont aussi très influencées par les ondes chorus. Notons qu'à la fois la diffusion en énergie et la diffusion en angle d'attaque baissent les fonctions de distribution aux faibles énergies. Cette diminution est maximale aux faibles angles d'attaque et aux valeurs de L proche de $L=5,5$ où le coefficient de diffusion en angle d'attaque augmente fortement quand le Kp prend la valeur $Kp=4$.

III.3.6. Le Temps de Réponse

Connaissant l'état stationnaire pour $Kp=1,8$ et $Kp=4$, et aussi le niveau des fonctions de distribution après un jour de $Kp=4$ en partant de l'état stationnaire pour $Kp=1,8$, nous pouvons estimer le temps de réponse du système. Le temps de réponse τ est défini d'après la formule suivante :

$$\frac{df}{dt} = -\frac{f}{\tau} \Rightarrow f = f_1 + (f_0 - f_1)e^{-t/\tau} \quad (\text{III-6})$$

où f_1 est la valeur de la fonction de distribution (pour une valeur fixe de E , y , L) à l'état stationnaire pour $Kp=4$, f_0 est la valeur de la fonction de distribution à l'état stationnaire pour $Kp=1,8$ et f est la valeur de la fonction de distribution au temps t .

Nous nous plaçons à la valeur de L où se forme le pic de la distribution radial (en fonction de L) des électrons, c'est à dire à $L=5,7$. Nous avons alors effectué le calcul du temps de réponse pour différentes énergies, à $L=5,7$ et à l'équateur. Les résultats sont montrés sur la figure suivante (Figure III.24).

En observant la figure III.24, nous remarquons qu'à 500 keV le temps de réponse est inférieur à 1 jour, à 1 MeV il est de l'ordre de 4 jours et ensuite pour une énergie supérieure à 1,5 MeV, le temps de réponse dépasse les 10 jours.

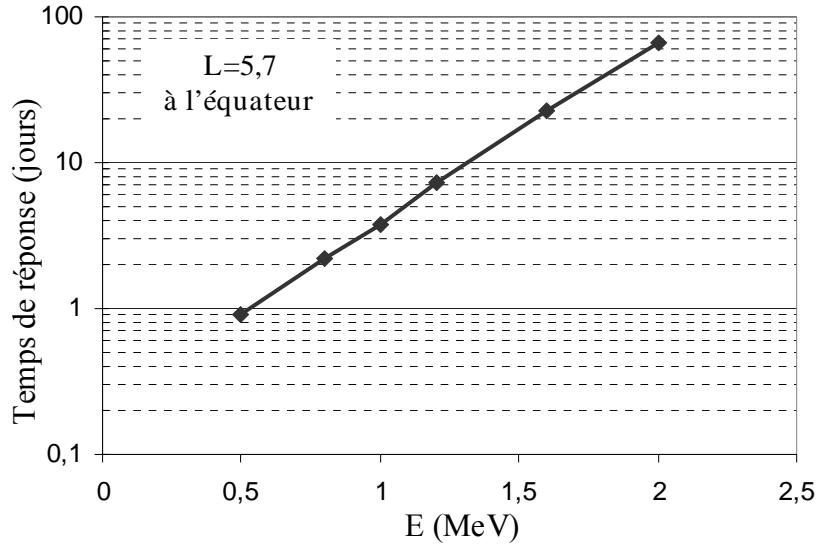


Figure III.24. Valeurs du temps de réponse en fonction de l'énergie, à $L=5,7$, pour des électrons équatoriaux.

III.3.7. Les Flux : Résultats

Dans cette dernière partie, nous présentons les valeurs des flux omnidirectionnels calculés à partir des fonctions de distribution présentées ci-dessus. Les valeurs des flux sont utiles dans les comparaisons avec les mesures des satellites, puisque les détecteurs à bord mesurent des flux des particules et non des fonctions de distribution. En fait, le calcul des fonctions de distribution à partir des mesures des satellites constitue actuellement un projet important de la communauté scientifique qui rencontre, cependant, plusieurs problèmes concernant l'incertitude des paramètres impliqués (notamment le champ magnétique pendant l'orage).

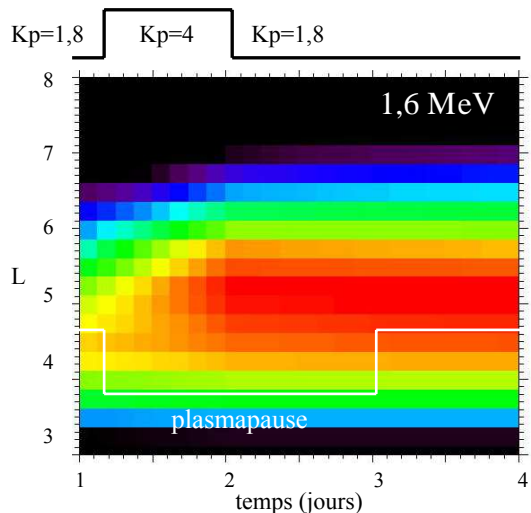


Figure III.25. Variation des flux omnidirectionnels d'électrons de 1,6 MeV.

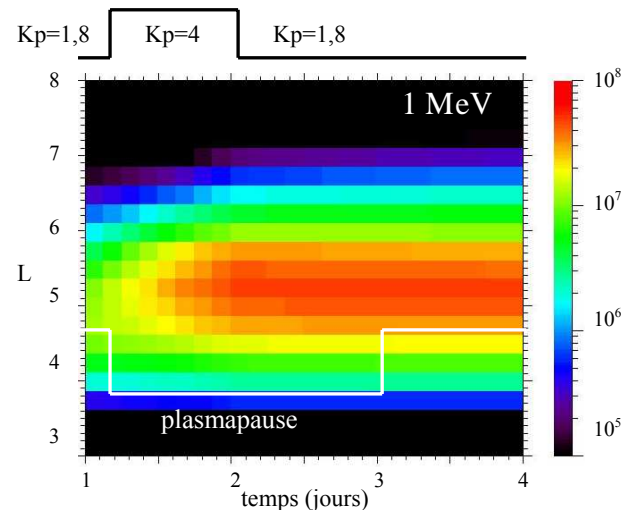


Figure III.26. Variation des flux omnidirectionnels d'électrons de 1 MeV.

Sur les figures III.25 et III.26, nous avons représenté la variation des flux omnidirectionnels à l'équateur dans les cas d'électrons de 1,6 et 1 MeV, respectivement. La

variation de la valeur de K_p et de la position de la plasmopause sont aussi présentées en fonction du temps. Nous constatons que quand le K_p augmente, l'accélération des particules aux énergies relativistes est une évidence : les valeurs des flux augmentent dans toute la région des L supérieures à $L \sim 4$. L'augmentation est plus importante dans le cas d'électrons de 1,6 MeV, où, au temps T2, les flux deviennent 16 fois plus importants à $L=5,6$ et 6 fois plus importants à $L=6,6$. Quand le K_p reprend sa valeur initiale de $K_p=1,8$, les flux des 1,6 MeV continuent à augmenter aux valeurs de L supérieures à $L \sim 6$. Dans le cas de 1 MeV, l'augmentation maximale après un jour de $K_p=4$ est observée autour de $L=5,5$ et elle est de l'ordre de 8 fois. Les flux d'électrons de 1 MeV continuent aussi à augmenter aux hautes valeurs de L , même quand le K_p reprend sa valeur initiale. Nous constatons donc, une fois de plus, l'effet de la diffusion radiale qui consiste à diffuser les particules accélérées par les chorus, vers toutes les régions de L et surtout vers l'extérieur, où les coefficients de diffusion radiale sont plus importants.

Regardons aussi la variation des flux en fonction du K_p dans le cas des plus faibles énergies. Sur les figures III.27 et III.28, les valeurs des flux omnidirectionnels à l'équateur sont représentées dans les cas d'électrons de 400 keV et 100 keV, respectivement. En observant la figure III.27, nous constatons que les flux d'électrons de 400 keV augmentent quand le K_p augmente. L'état initial pour $K_p=1,8$ contient déjà un pic à $L \sim 5$ qui par la suite, quand le K_p prend la valeur $K_p=4$, devient encore plus important. Cependant, ce sont les flux autour de ce pic qui présentent l'augmentation la plus importante : à $L=6$ les flux deviennent deux fois plus importants et à $L=4$ les flux deviennent trois fois plus importants. L'effet de la diffusion radiale est encore une fois évident.

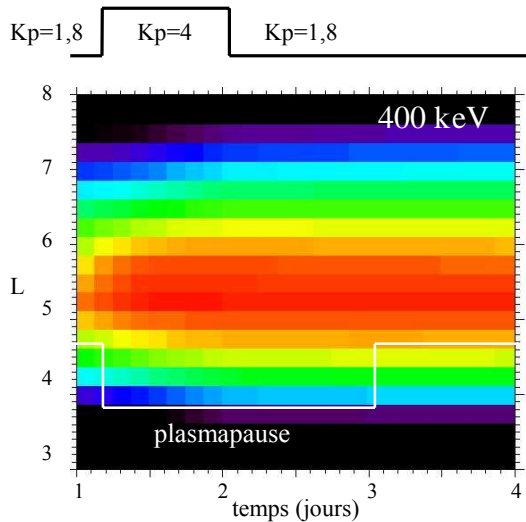


Figure III.27. Variation des flux omnidirectionnels d'électrons de 400 keV.

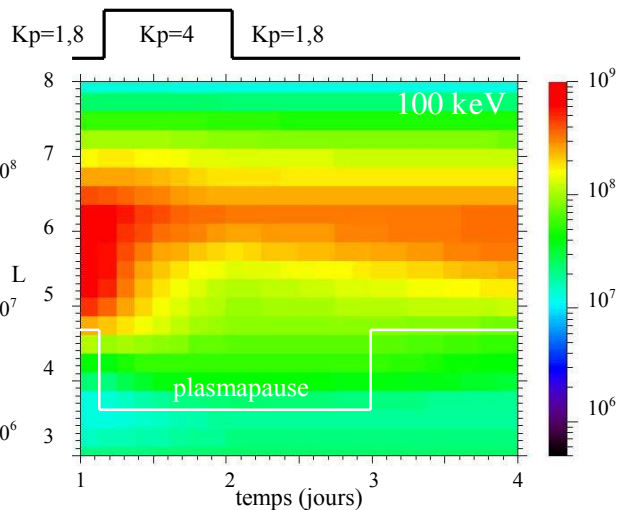


Figure III.28. Variation des flux omnidirectionnels d'électrons de 100 keV.

Dans le cas des 100 keV, la variation des flux est très différente. Sur la figure III.28, nous constatons la diminution des flux due à la diffusion en énergie, le processus dominant à l'équateur (ce sont des flux omnidirectionnels à l'équateur). Quand le K_p prend la valeur $K_p=4$, les particules diffusent vers des valeurs d'énergie plus hautes et donc les flux diminuent fortement pour les valeurs de L comprises entre 5 et 5,7. La diminution maximale est observée à $L=5$ où les flux deviennent ~ 8 fois plus faibles. Quand le K_p revient à sa valeur initiale, l'effet des chorus s'affaiblit et les flux commencent à augmenter. Après deux jours de

$K_p=1,8$, les flux à $L=5$ - où la diminution était maximale- sont ~ 4 fois plus faibles qu'à l'état initial.

III.3.8. Les Flux : Principales Conclusions

Nous avons vu que la variation des flux omnidirectionnels à l'équateur présente les mêmes caractéristiques en fonction de l'énergie et de L que celle des fonctions de distribution. L'accélération des particules due aux interactions avec les chorus est évidente même pour les électrons de 400 keV. Cependant, l'effet des chorus est plus important dans le cas d'énergies très élevées. Nous avons constaté que les flux d'électrons de 1,6 MeV augmentent de plus d'un ordre de grandeur à $L=5$ quand le K_p prend la valeur $K_p=4$. Pour cette valeur de L , l'augmentation des flux d'électrons de 1 MeV est aussi très importante.

Dans le cas d'une énergie égale à 100 keV, les particules sont diffusées aux hautes énergies et donc les flux diminuent. Ce résultat est dû au fait que la condition limite à $L=8$ est constante et donc il existe un réservoir constant de particules dans les ceintures de radiation dans notre code.

En ce qui concerne la diffusion radiale, son effet est aussi important. Sur les figures III.26 à III.28, nous remarquons que les particules diffusent vers l'extérieur et vers l'intérieur du pic qui se forme à chaque fois à une valeur de L proche de $L=5$. C'est le processus de la diffusion radiale qui est responsable de l'augmentation continue des flux aux grandes valeurs de L , quand le K_p reprend sa valeur initiale de $K_p=1,8$.

III.3.9. Principales Conclusions de l'Etude Dynamique

Avec l'étude dynamique nous avons constaté l'efficacité des ondes chorus, à accélérer les électrons, en fonction du temps. Quand l'indice K_p prend la valeur de $K_p=4$ pendant un jour, à partir d'une valeur initiale de $K_p=1,8$, les fonctions de distribution d'électrons d'une énergie de l'ordre du MeV augmentent d'un ordre de grandeur. L'accélération des particules est plus importante à l'équateur, à des valeurs de L proches de $L=5,5$ et pour une énergie supérieure à 1 MeV.

A l'équateur, l'effet des chorus sur les électrons est dominé par l'effet du coefficient de diffusion en énergie D_{EE} . Par contre, en dehors de l'équateur le coefficient de diffusion en angle d'attaque D_{yy} joue un rôle important : il diffuse les particules accélérées à l'équateur vers les plus faibles angles d'attaque. Cependant, pour une valeur d'angle d'attaque équatorial inférieure à 40° , les valeurs des coefficients de diffusion dus aux chorus, D_{EE} et D_{yy} , diminuent fortement (celles des coefficients D_{LL} diminuent aussi). Par conséquent, aucune variation des fonctions de distribution d'électrons relativistes est observée pour $\alpha_{eq} \leq 30^\circ$ pendant 1 jour de $K_p=4$.

En représentant les fonctions de distribution en fonction de l'énergie, pour toute la gamme d'énergie où les chorus sont définis dans le modèle, nous avons constaté que les fonctions de distribution des faibles énergies diminuent quand l'activité magnétique augmente. A l'équateur, ces particules sont accélérées vers les plus hautes énergies à cause du spectre de la condition limite à $L=8$ qui est beaucoup plus important pour les faibles énergies. Au faibles angles d'attaque équatoriaux, les électrons de faible énergie sont perdus dû à la diffusion en angle d'attaque qui devient très importante quand l'activité magnétique augmente. Il existe donc une énergie limite, proche de 200 keV, entre la diminution des fonctions de distribution (des flux aussi) des particules de basse énergie et l'augmentation de celles des particules de haute énergie. Cette limite n'est pas observée dans les mesures à cause des injections permanentes qui ramènent des particules de basse énergie.

En ce qui concerne la diffusion radiale nous avons constaté qu'elle joue un rôle important dans la dynamique de la ceinture externe d'électrons. Ce processus agit sur la distribution électronique selon les dérivés $\partial f/\partial L$ et diffuse radialement les particules accélérées dans la région restreinte où sont définis les ondes chorus. Le pic formé dans la distribution radiale devient donc plus faible et plus arrondi et le niveau des particules augmente d'une côté de l'autre du pic. Ce phénomène est bien observé dans la représentation de la variation des flux omnidirectionnels à l'équateur en fonction de L.

Finalement, en calculant le temps de réponse nous avons constaté qu'il est de l'ordre de 4 jours pour les électrons de 1 MeV. Ce résultat suggère une accélération graduelle des particules et il est en bon accord avec les mesures des satellites. En effet, les études en analyse d'époque superposée (superposed epoch analysis) sur les satellites à l'orbite géostationnaire montrent un flux maximum 2,5 jours après le début de l'orage (Baker et al., 1990).

III.4. Etude Paramétrique

Dans les sections précédentes, nous avons étudié les résultats des simulations qui prennent en compte les interactions d'électrons avec les ondes chorus en dehors de la plasmopause et le processus de diffusion radiale. Nous allons maintenant examiner comment varient les résultats si nous considérons des valeurs plus importantes de coefficients de diffusion radiale, si nous considérons un état initial plus faible et aussi des différentes conditions limites à L=8.

La question à laquelle nous voulons répondre est : nos conclusions sur les interactions résonantes avec les ondes chorus, comme un processus qui peut être responsable des pics observés dans les ceintures de radiation pendant des périodes de haute activité magnétique, seront-elles les mêmes si la diffusion radiale est plus importante que celle considérée dans notre étude, si la condition initiale considérée pour la dynamique est différente, ou si le spectre déterminé à L=8 est différent.

III.4.1. Variation des Coefficients de Diffusion Radiale

Les valeurs de ces coefficients est un grand débat dans la communauté scientifique et malgré le fait que nous arrivons à mieux les estimer, il existe toujours une incertitude concernant leur dépendance en L, en énergie et en fonction de l'activité géomagnétique. Nous avons voulu tester l'influence de la diffusion radiale, puisque celle-ci est un processus clé de la dynamique des ceintures de radiation qui est effectif dans toute la région des ceintures.

III.4.1.a. Etats stationnaires

Nous avons réalisé le calcul de l'état stationnaire en utilisant des coefficients de diffusion radiale trois fois plus importants et six fois plus importants que ceux inclus dans Salammbô. Les résultats sont représentés sur les figures III.29 et III.30 pour des électrons équatoriaux de 2100 MeV/G et pour $K_p=1,8$ et $K_p=4$, respectivement.

En observant la première figure, nous constatons que pour $K_p=1,8$ le résultat de la simulation varie beaucoup quand on augmente les valeurs des coefficients de diffusion radiale. Dans toute la région de L=4 à 7, l'état stationnaire calculé en utilisant des coefficients de diffusion radiale trois fois plus importants, est plus que dix fois plus faible que celui calculé avec les coefficients de Salammbô. La différence maximale apparaît pour des valeurs de L comprises entre L=5 à 6, où le rapport entre les valeurs de fonctions de distribution données par les deux courbes est de l'ordre de 35. Les conclusions sont similaires pour la

courbe obtenue en utilisant des coefficients six fois plus importants que ceux de Salammbô. Le rapport maximale entre la courbe "D_LL" et la courbe "D_LL*6" est de l'ordre de 70 à $L=5,5$. L'influence de la diffusion radiale est alors particulièrement forte. Par contre, nous constatons que entre les deux courbes obtenues en utilisant des valeurs de coefficients trois fois plus importantes et six fois plus importantes que celles de Salammbô, la différence n'est pas importante.

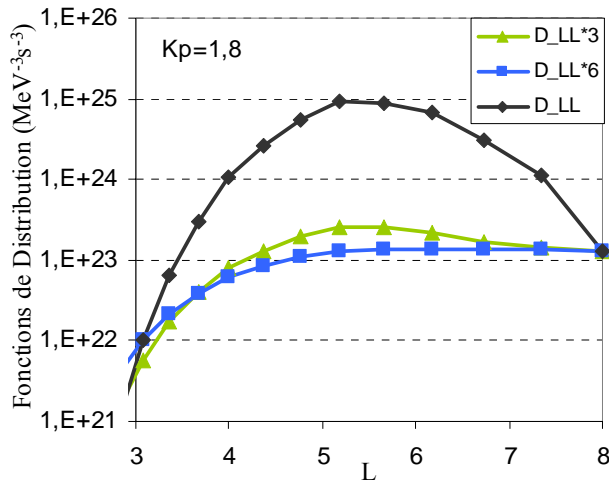


Figure III.29. Etats stationnaires pour $Kp=1,8$, pour des électrons équatoriaux de 2100 MeV/G, dans le cas où la simulation est faite avec des valeurs de coefficients de diffusion radiale D_{LL} de référence, 3 fois plus importants que D_{LL} et 6 fois plus importants que D_{LL} .

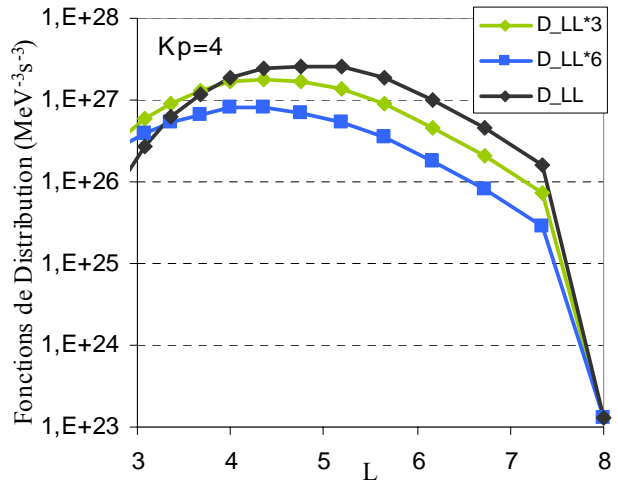


Figure III.30. Etats stationnaires pour $Kp=4$, pour des électrons équatoriaux de 2100 MeV/G, dans le cas où la simulation est faite avec des valeurs de coefficients de diffusion radiale D_{LL} de référence, 3 fois plus importants que D_{LL} et 6 fois plus importants que D_{LL} .

Les résultats obtenus dans le cas de l'état stationnaire pour $Kp=4$ (figure III.30) ne sont pas similaires. Nous constatons que la différence entre les trois cas est faible: d'un facteur 2 dans le cas où des valeurs trois fois plus importantes sont utilisées et d'un facteur 5, dans le cas où des valeurs six fois plus importantes sont utilisées. Nous retrouvons alors, dans les résultats, à peu près le rapport qui existe entre les valeurs des coefficients de diffusion radiale utilisées dans chaque cas. Pour une activité forte (grande valeur de Kp) donc, l'effet des ondes chorus domine.

III.4.1.b. La dynamique

Nous avons simulé un orage simple, de la même façon que dans l'étude dynamique présentée dans la section III.3. En partant d'un état initial (temps T1), déterminé par l'état stationnaire pour $Kp=1,8$, les fonctions de distributions sont calculées pour $Kp=4$ pendant un jour (temps T2) et ensuite pour deux jours de nouveau $Kp=1,8$ (temps T3).

Sur la figure III.31 nous avons tracé les résultats des simulations dynamiques dans le cas où des valeurs trois fois plus importantes des coefficients de diffusion radiale de Salammbô sont utilisées (graphique (a)), dans le cas où des valeurs six fois plus importantes sont utilisées (graphique (b)) et pour comparaison nous avons aussi tracé le résultat obtenu avec les coefficients D_{LL} de Salammbô (graphique (c)). Dans les trois cas, l'état initial utilisé est l'état stationnaire pour $Kp=1,8$, calculé en utilisant des valeurs de coefficients de diffusion trois fois plus importantes que celles de Salammbô.

En observant les trois graphiques, nous constatons premièrement que même si les valeurs des coefficients D_{LL} deviennent six fois plus importantes, l'effet des ondes chorus sur

la distribution électronique est une évidence : les électrons sont fortement accélérés à des énergies relativistes. La différence entre les trois cas se trouve dans l'importance du pic formé à environ $L=5,5$ et la variation des fonctions de distribution quand la valeur de l'indice Kp revient à $Kp=1,8$. Quand la diffusion radiale est plus importante (graphiques (a) et (b)) un pic se forme à $L=5-5,5$ qui est cependant plus lisse que dans le cas où la diffusion radiale est plus faible (graphique (c)). La valeur de la fonction de distribution à $L=5,7$ dans le cas où les coefficients D_{LL} sont utilisés, est environ 4 fois plus importante que celle calculé par la simulation où les coefficients $D_{LL} * 6$ sont utilisés. De plus, dans le cas d'une diffusion radiale plus forte, quand l'activité devient de nouveau faible les particules sont rapidement diffusées vers l'extérieur (L supérieur à $L=6$) et donc perdues et aussi vers l'intérieur (pour les valeurs de L inférieures à $L=5$) où le niveau des fonctions de distribution augmente.

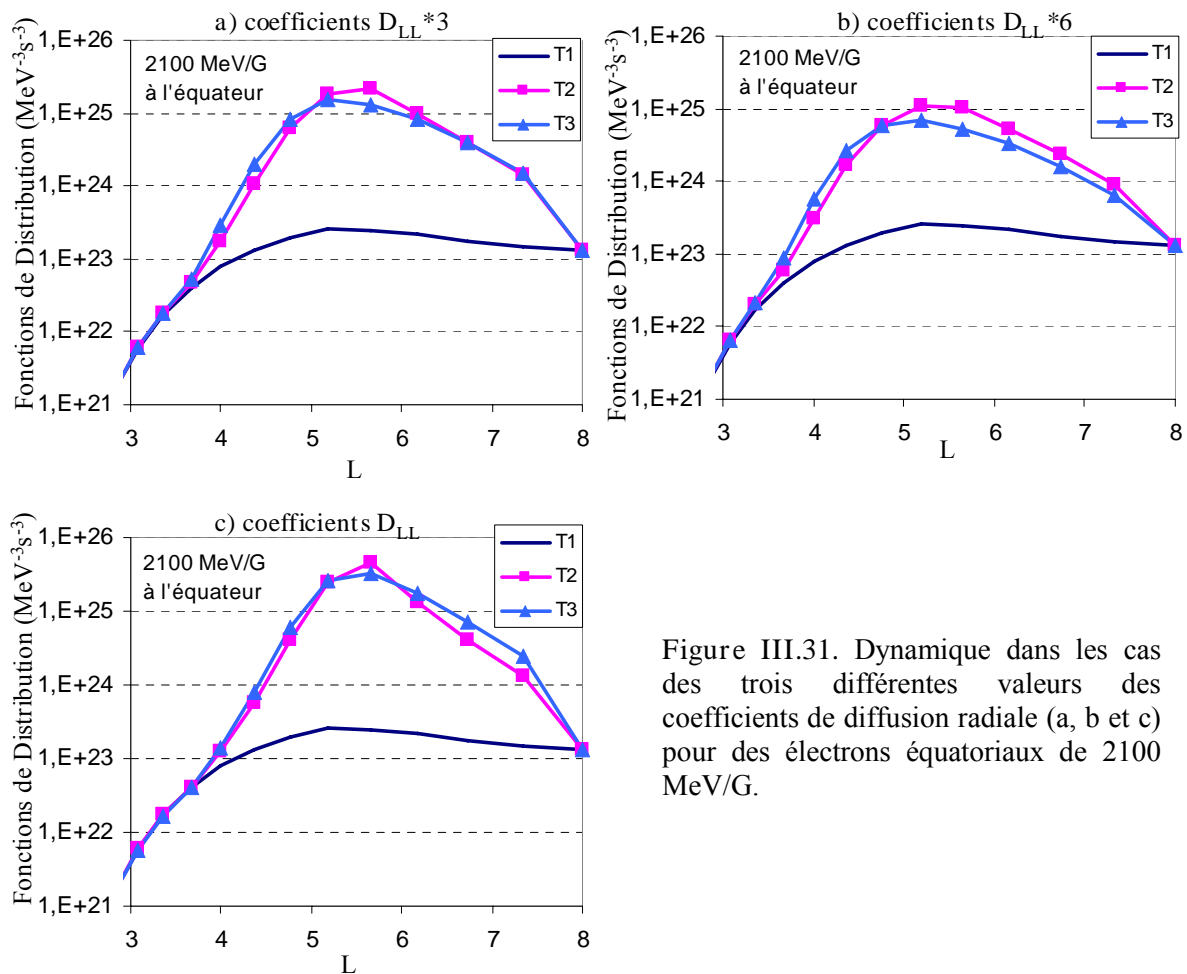


Figure III.31. Dynamique dans les cas des trois différentes valeurs des coefficients de diffusion radiale (a, b et c) pour des électrons équatoriaux de 2100 MeV/G.

III.4.1.c. Variation de la condition initiale

Si nous comparons la dynamique obtenue pour un jour de $Kp=4$ dans deux différents cas de condition initiale (figure III.32) nous constatons que dans le cas d'une condition initiale faible (« Etat stationnaire 1 ») le niveau des fonctions de distribution augmente plus rapidement que dans le cas où la simulation commence d'un état initial où les fonctions de distribution sont déjà importantes (« Etat stationnaire 2 »). Le rapport à $L=5,7$, entre les valeurs de fonctions de distribution des deux états initiaux est de l'ordre de 35 mais seulement de l'ordre de 3 pour les deux courbes de la dynamique.

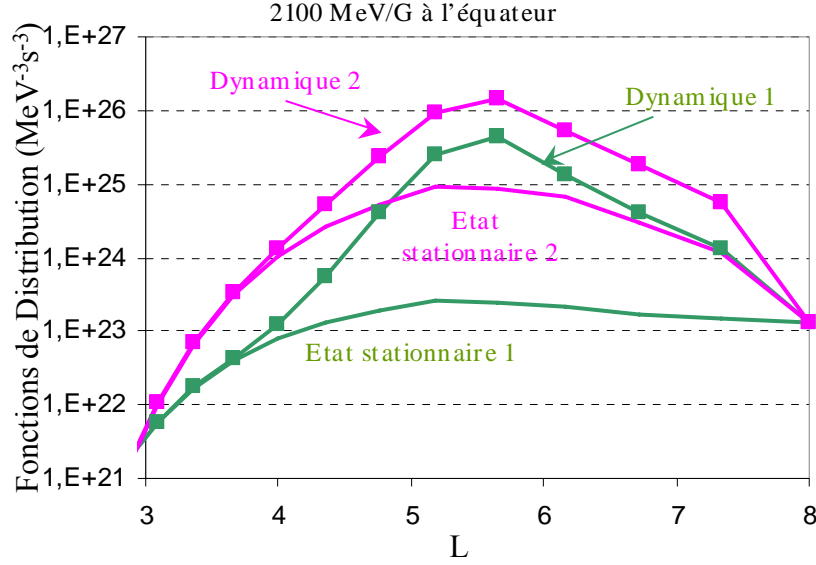


Figure III.32. Comparaison de la dynamique obtenue après un jour de Kp=4 pour deux conditions initiales différentes, pour des électrons équatoriaux de 2100 MeV/G.

III.4.2. Variation de la Condition Limite

Dans cette partie nous allons étudier les résultats des simulations où nous déterminons une condition limite, à L=8, différente de la distribution kappa. Nous avons utilisé deux distributions, une distribution Maxwellienne et une distribution donnée par les mesures du satellite CRRES.

La distribution Maxwellienne est déterminé par la formule suivante :

$$f = f_0 e^{-E/E_0} \quad (\text{III-7})$$

où $f_0=10^{32} \text{ MeV}^{-3}\text{s}^{-3}$, $E_0=0,005 \text{ MeV}$ est l'énergie caractéristique du feuillet neutre [Tsyganenko et Mukai, 2003] et E est l'énergie cinétique des électrons en MeV.

La deuxième condition limite considérée, provient des mesures du satellite CRRES. Le flux différentiel à L=7 est modélisé par un fit exponentiel du flux moyen mesuré par CRRES (N. Meredith, communication personnelle), il est alors exprimé par la formule suivante (en $\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1}\text{s}^{-1}$) :

$$J = 8222,6.10^3 e^{(-E/0,141)} \quad (\text{III-8})$$

où E est l'énergie cinétique en MeV. Les flux différentiels à L=7 sont convertis en fonctions de distribution d'après la formule $f=j/p^2$. Par la suite, nous calculons les valeurs des fonctions de distribution des électrons en fonction de l'énergie cinétique à L=8 en considérant $M=[E(E+2E_0)/(2B_0E_0)]L^3y^2=\text{constante}$ (M, le premier invariant adiabatique, le moment magnétique).

Sur la figure III.33, les deux conditions limites décrites ci-dessus et la distribution kappa considérée au cours de notre étude sont tracées en fonction de l'énergie cinétique des particules.

En comparant les trois courbes sur la figure III.33, nous constatons qu'aux faibles énergies (inférieures à 30 keV) la distribution Maxwellienne donne des valeurs de fonctions de distribution proches de celles données par la distribution kappa, contrairement aux valeurs déterminées par les mesures de CRRES qui sont environ 20 fois plus faibles pour $E=10$ keV. Cette différence entre les fonctions de distribution pour les énergies inférieures à 100 keV s'explique par le fait que l'équation (III-8) a été déterminée en utilisant des données du détecteur MEA sur CRRES, qui débute à 110 keV.

La distribution Maxwellienne diminue fortement aux énergies supérieures, de telle façon qu'elle conduit à des fonctions de distribution 10^7 fois plus faibles pour 140 keV et plus que 10^{20} fois plus faibles pour une énergie supérieure à 500 keV, en comparant avec celles définies par la distribution kappa. En ce qui concerne les valeurs des fonctions de distribution déterminées par les mesures de CRRES, elles sont supérieures à celles déterminées par la distribution kappa pour une énergie comprise entre 80 et 1000 keV (la différence maximale est de l'ordre de 40, pour 300 keV). Pour les énergies supérieures à 1000 keV, la distribution kappa détermine les plus grandes valeurs pour les fonctions de distribution.

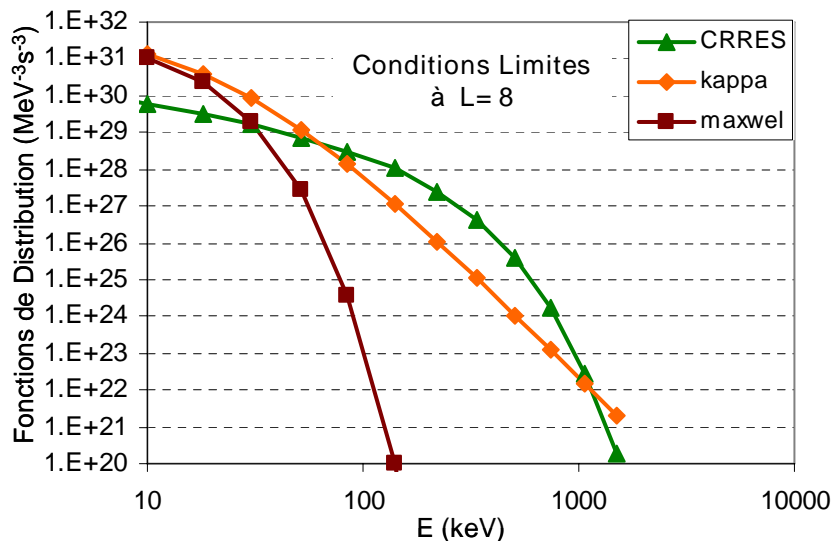


Figure III.33. Les trois conditions limites déterminées à $L=8$, en fonction de l'énergie cinétique des particules.

III.4.2.a. Etats stationnaires

Nous avons calculé les états stationnaires qui correspondent à chaque une des conditions limites décrites ci-dessus. Sur les figures III.34 et III.35, les résultats de ces calculs sont tracés en fonction de L , dans le cas de $M=2100$ MeV/G, pour des électrons équatoriaux et pour $Kp=1,8$ et $Kp=4$, respectivement.

En observant la première figure, nous constatons que pour $Kp=1,8$ les trois états stationnaires d'électrons de haute énergie (1,5 MeV à $L=5,7$) sont quasiment identiques. Dans le cas de la distribution Maxwellienne, la grande différence qui existe aux hautes énergies à $L=8$, en comparant avec la distribution kappa (figure III.33), a disparu. En ce qui concerne le résultat obtenu en utilisant la condition limite déterminée à partir des mesures de CRRES, la différence qui existe à $L=8$ aux hautes énergies (comprises entre 100 et 1000 keV), en comparant avec la distribution kappa, est compensée par la différence entre les deux

distributions aux faibles énergies (la distribution de CRRES définit plus de particules de haute énergie à la limite $L=8$ mais moins de particules de basse énergie qui puissent par la suite être diffusées vers les plus hautes énergies). Le résultat concernant l'état stationnaire à $Kp=1,8$ est donc quasiment identique dans les deux cas (distribution CRRES et distribution kappa).

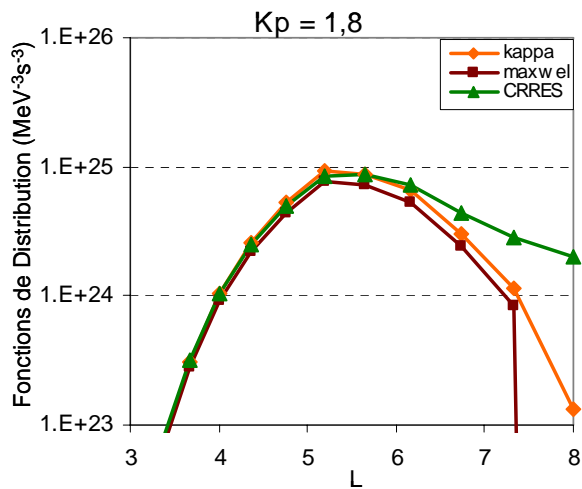


Figure III.34. Etats stationnaires pour $Kp=1,8$, calculés en déterminant les trois conditions limites à $L=8$, pour $M=2100$ MeV/G et pour des électrons équatoriaux.

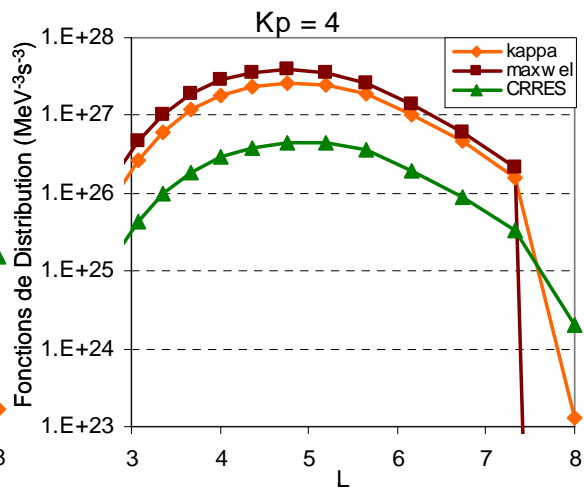


Figure III.35. Etats stationnaires pour $Kp=4$, calculés en déterminant les trois conditions limites à $L=8$, pour $M=2100$ MeV/G et pour des électrons équatoriaux.

Sur la deuxième figure (III.35), dans le cas de l'état stationnaire pour $Kp=4$ les résultats varient plus entre les trois simulations, les coefficients de diffusion en énergie étant plus forts pour une activité magnétique forte. Les valeurs maximales de fonctions de distribution sont obtenues en utilisant comme condition limite la distribution Maxwellienne, cette distribution étant celle qui détermine la plus grande différence entre les faibles énergies et les hautes (figure III.33). Dans ce cas donc, la diffusion en énergie est privilégiée (les dérivés $\partial f/\partial E$ sont plus importantes). Cependant, la différence avec le résultat obtenu en utilisant la distribution kappa est faible (le rapport entre les deux courbes est de l'ordre de 1,5).

La différence entre les résultats est plus importante en comparant celui obtenu en utilisant la distribution des mesures de CRRES et ceux obtenus en utilisant les deux autres conditions limites. Ceci est dû au fait qu'à $L=8$, la distribution obtenue à partir de mesures de CRRES est caractérisée par un spectre plus plat (les dérivés $\partial f/\partial E$ sont moins importantes). Par conséquent, la diffusion en énergie est moins privilégiée dans ce cas. Cependant, il faut noter que le rapport entre les valeurs de fonctions de distribution déterminées en utilisant la distribution kappa et celles déterminées en utilisant la distribution des mesures de CRRES est faible, de l'ordre de 5 à 6. De plus l'accélération des électrons aux énergies relativistes (1,2 MeV à $L=6,2$ et 1,7 MeV à $L=5,2$ sur les figures III.34 et III.35) est toujours une évidence.

III.4.2.b. La dynamique

Nous avons simulé un orage simple, de la même façon que dans l'étude dynamique présentée dans la section III.3. En partant alors d'un état initial (temps T1), déterminé par l'état stationnaire pour $Kp=1,8$, les fonctions de distributions sont calculées pour $Kp=4$ pendant un jour (temps T2) et ensuite pour deux jours de nouveau $Kp=1,8$ (temps T3). Les résultats obtenus en utilisant les deux conditions limites exprimées par les formules (III-7) et (III-8) sont tracés sur les figures III.36(a) et III.36(b). Le résultat, déjà étudié précédemment,

obtenu en utilisant la distribution kappa est aussi tracé sur la figure III.36(c). Les courbes obtenues correspondent à des électrons équatoriaux de 2100 MeV/G.

En observant les trois graphiques, nous constatons que les résultats sont presque identiques dans les trois cas. Le résultat qui se distingue légèrement est celui obtenu en utilisant la condition limite déterminée par les mesures moyennes de CRRES (figure III.36(b)). Dans ce cas, l'augmentation des fonctions de distribution après un jour de $K_p=4$ (temps T2) est plus faible que dans les deux autres cas. La raison de cette différence est la même que celle mentionnée pour le cas de l'état stationnaire pour $K_p=4$ (figure III.35) : le spectre plat de la distribution des mesures de CRRES (figure III.33) et les faibles valeurs définies pour les fonctions de distribution des faibles énergies (<100 keV). Cependant, nous devons noter que la différence avec le résultat obtenu en utilisant la distribution kappa est faible, le rapport entre les deux courbes à T2 étant de l'ordre de 2 à $L=5,7$ (endroit du pic de la distribution radiale).

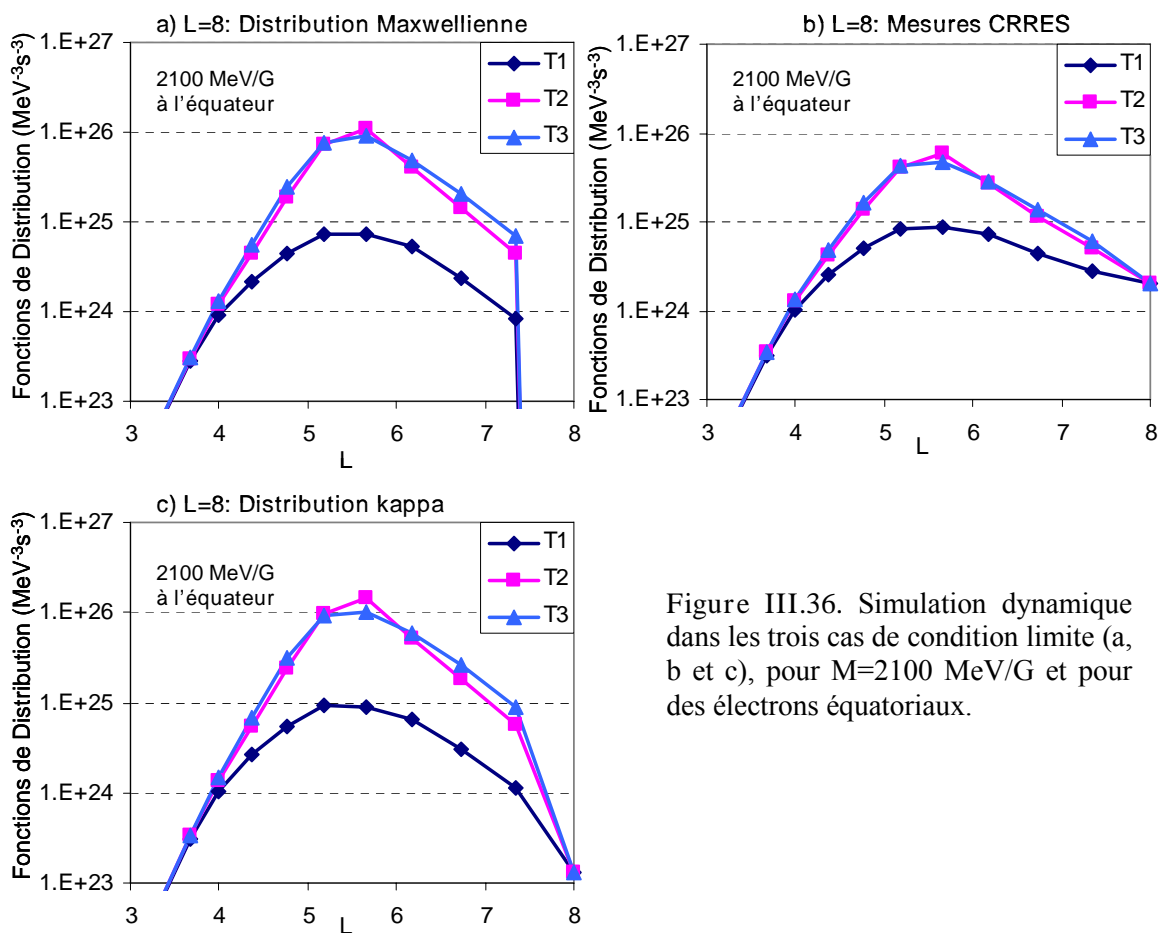


Figure III.36. Simulation dynamique dans les trois cas de condition limite (a, b et c), pour $M=2100$ MeV/G et pour des électrons équatoriaux.

III.4.3. Principales Conclusions de l'Etude Paramétrique

Les simulations de l'état stationnaire et de la dynamique, pour deux valeurs de coefficients de diffusion radiale plus importantes que celles incluses dans le modèle Salammbô, ont montrées que dans des conditions de haute activité magnétique les ondes chorus sont très efficaces à accélérer les électrons en dehors de la plasmasphère. Quand la diffusion radiale est plus importante, le pic de la distribution radiale (en L) des électrons est plus lisse et moins accentué.

De plus, nous avons constaté que quand la dynamique est simulée à partir d'un état initial où les valeurs des fonctions de distribution sont faibles, l'augmentation des fonctions de distribution est plus rapide que quand les valeurs initiales sont déjà importantes. Une autre conclusion importante est que le résultat final ne dépend pas de la distribution initial des électrons de haute énergie (>100 keV), mais de celle des électrons de faible énergie qui vont être accélérées par l'interaction avec les ondes chorus.

En simulant l'état stationnaire et la dynamique pour deux conditions limites différentes de la distribution κ , nous avons constaté que nos conclusions concernant l'efficacité des ondes chorus à accélérer les électrons sont toujours valables. La grande différence entre les spectres des trois conditions limites devient négligeable dans le calcul de la distribution électronique en fonction de différentes conditions d'activité magnétique. Le pic de la distribution radiale (distribution en L) d'électrons relativistes est dans tous les cas présent et important.

CONCLUSIONS GENERALES, DISCUSSION ET PERSPECTIVES

IV.1. Conclusions Générales de notre Etude et Discussion

Notre étude constitue la première tentative pour construire un modèle global de la ceinture externe d'électrons, où le processus de diffusion radiale et l'accélération locale des électrons par des ondes type « whistlers » sont inclus.

Les coefficients de diffusion radiale (D_{LL}), ont été déterminés à partir des mesures du satellite CRRES. Ils peuvent être exprimés par la somme d'un terme dû aux perturbations électromagnétiques, D_{LL}^M , et un terme dû aux perturbations électrostatiques, D_{LL}^E , présentes dans la magnétosphère (dans la partie externe des ceintures c'est le terme électromagnétique qui domine). Ces coefficients sont plus importants aux hautes valeurs de L et pour une activité magnétique importante. Au contraire ils ne varient pas beaucoup en fonction de l'énergie (il y a que le terme D_{LL}^E qui dépend de l'énergie).

L'approche de notre étude est plus précise que celle d'autres études actuelles. Ceci est dû au fait que nous avons utilisé des flux d'électrons pour calculer les coefficients de diffusion. De cette manière nous tenons compte de la perturbation globale présente dans les ceintures de radiation, puisque les perturbations (magnétiques et électriques) que les particules ont subi le long de leur trajectoire ont appliqué la diffusion radiale. Par contre, les études faites à partir de mesures au sol du champ magnétique d'ondes qui parcourent les lignes de champ engendrent beaucoup d'incertitudes.

L'avantage du satellite CRRES est que son orbite (GTO) permet d'avoir des mesures pour toutes les valeurs de L. Cependant, nous devons noter, que notre étude concernant la détermination des coefficients de diffusion radiale possède aussi quelques points faibles. Premièrement, le calcul est fait à partir d'une statistique relativement limitée : les 14 mois de vie du satellite CRRES. De plus, dans notre étude nous avons pris en compte que le processus de diffusion radiale pour le calcul des coefficients. Ceci peut engendrer des erreurs, car la diffusion radiale n'est pas le seul processus impliqué. Notre étude actuelle a bien démontré que l'accélération locale des électrons est un processus important qui doit être prise en compte dans les simulations physiques. Ces coefficients peuvent donc encore évoluer.

Le processus sur lequel notre attention s'est focalisée pendant notre étude, sont les interactions résonantes des électrons avec les ondes chorus (type « whistlers ») en dehors de la plasmasphère. Les résultats de nos simulations ont démontré que ce processus joue un rôle très important dans la dynamique de la partie externe de la ceinture d'électrons : les particules sont fortement accélérées dans la région de L où les chorus sont définis dans notre code. Le niveau de l'accélération est plus important pour les énergies supérieures à 1 MeV, les valeurs de L proches de L=5,5 et pour des électrons proches de l'équateur.

A l'équateur c'est l'effet de la diffusion en énergie qui domine et qui détermine l'évolution de la population d'électrons. En partant d'une condition limite constante à L=8, où les particules de faible énergie sont beaucoup plus nombreuses que celles de haute énergie, sous l'effet des chorus les particules diffusent des basses énergies vers les plus hautes. Si on se place à une valeur plus faible d'angle d'attaque équatorial, le processus de diffusion en angle d'attaque joue un rôle important. Son rôle devient déterminant dans le cas de faibles énergies (de l'ordre de 10-100 keV) aux faibles angles d'attaque équatoriaux, proches du cône de perte. Cependant, en ce qui concerne l'effet des deux processus de diffusion sur les électrons de haute énergie, ils deviennent inefficaces aux faibles angles d'attaque équatoriaux (spécialement pour une valeur d'angle inférieure à 30°).

Quand la diffusion radiale et les interactions des électrons avec les chorus sont prises en compte, les deux processus sont en compétition et le résultat final dépend de la puissance relative des deux. Les chorus accélèrent les électrons formant ainsi un pic sur la distribution radiale (en L) des électrons. La diffusion radiale agit sur les dérivés $\partial f/\partial L$ (f, la fonction de distribution) qui se sont formées et diffuse les particules radialement d'une côté et de l'autre du pic. La diffusion radiale essaye donc d'atténuer l'effet des ondes chorus. Cette constatation est très importante en ce qui concerne l'interprétation des mesures des satellites, puisque à l'heure actuelle le pic sur la distribution d'électrons de haute énergie n'est pas observé dans tous les cas. Cependant, dans l'étude paramétrique nous avons constaté que nos conclusions concernant l'efficacité des ondes chorus à accélérer les électrons ne changent pas si la diffusion radiale devient plus importante

Dans l'étude paramétrique nous avons aussi constaté que la condition limite n'influence pas l'effet des ondes chorus qui est toujours évident : les électrons sont accélérés à des énergies relativistes. Une autre conclusion importante de cette étude est que le résultat des simulations ne dépend pas de la distribution des hautes énergies dans la source, mais de la distribution des faibles énergies.

A l'heure actuelle, donc, on se dirige vers une théorie d'accélération qui combine les deux processus : la diffusion radiale et l'accélération locale due aux interactions avec les ondes chorus. La figure IV.1 représente schématiquement cette théorie, suivant laquelle la diffusion radiale diffuse initialement les électrons depuis la queue de la magnétosphère vers l'intérieur des ceintures, ensuite les ondes chorus interagissent avec ces particules à l'intérieur des ceintures créant ainsi un pic sur la distribution radiale des particules piégées. Par conséquent, la diffusion radiale diffuse les particules vers l'intérieur et vers l'extérieur, en les éloignant du pic.

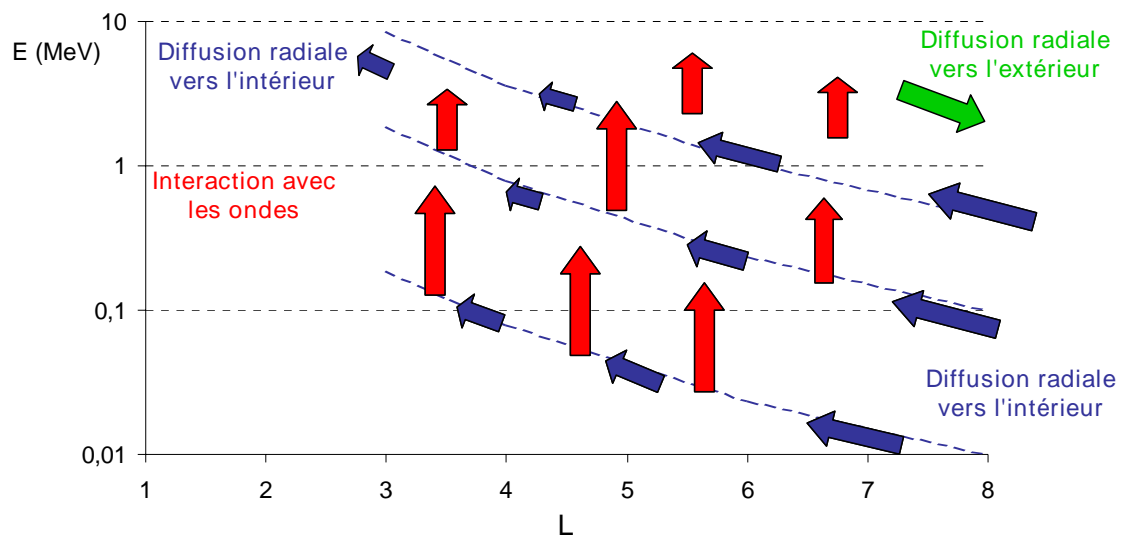


Figure IV.1. Théorie d'accélération des électrons qui combine le processus de la diffusion radiale et l'accélération locale due aux interactions résonantes avec les ondes chorus.

En ce qui concerne la précision et la validité de nos résultats, nous devons souligner quelques points importants.

Il existe premièrement des hypothèses liées à la définition des coefficients de diffusion dus aux chorus par le code PADIE et la statistique de CRRES pour la paramétrisation de ces coefficients en fonction de Kp . Il faut noter donc que les interactions résonantes des électrons

avec les chorus ne sont pas définies pour la même gamme d'énergie, de L et de K_p que la diffusion radiale. Tandis que la diffusion radiale est prise en compte pour toutes les valeurs d'énergie et de L dans notre code, le calcul effectué par le code PADIE nous impose de définir les chorus seulement pour $10 \leq E \text{ (keV)} \leq 3000$ et $L \leq 6,5$. Il existe donc des régions en E et L où seule la diffusion radiale est impliquée. Ceci influence un peu nos conclusions à partir des simulations, puisque c'est la puissance relative des deux processus qui détermine le résultat obtenu.

En ce qui concerne la paramétrisation des coefficients en fonction de l'indice K_p , la diffusion radiale varie en fonction de K_p . L'hypothèse n'est pas la même dans le cas des coefficients de diffusion dus aux chorus. Les valeurs des coefficients sont constantes pour une certaine gamme de K_p et varient seulement entre les différentes gammes, définies par $K_p < 2$, $2 \leq K_p < 4$ et $K_p \geq 4$. Tandis que les deux premières gammes de K_p sont assez restreintes, la troisième est très large et limite d'une certaine façon nos simulations, surtout en ce qui concerne la comparaison entre l'effet de la diffusion radiale et celui des ondes chorus. De plus, la précision de la paramétrisation des coefficients de diffusion dus aux chorus en K_p d'après les mesures de CRRES est sujette à caution. Au début de la mission du satellite, l'activité magnétique était faible, tandis que dans la deuxième partie de sa mission l'activité était forte. En ce qui concerne l'orientation de l'orbite du satellite CRRES, elle a changé pendant sa mission, se déplaçant du côté jour (à l'aube) vers le côté nuit (au crépuscule). Par conséquent, dans la deuxième partie de la mission de CRRES la paramétrisation en K_p peut surestimer la puissance des chorus aux conditions d'activité faible. C'est aussi la conclusion à laquelle nous sommes arrivés en comparant avec les valeurs de flux obtenues par le modèle POLE.

Un autre point, peut-être important, est le fait que la moyenne des coefficients de diffusion (dus aux chorus) sur le mouvement de rebond est fait seulement pour les latitudes magnétiques (λ_m) comprises entre -15° et 15° . Aux plus hautes latitudes magnétiques, le rapport ω_{pe}/Ω_e est plus faible qu'à l'équateur, privilégiant ainsi la diffusion en énergie [Horne et Thorne, 2003]. Par conséquent, l'accélération des électrons peut être sous-estimée en tenant compte que de la région équatoriale dans le calcul.

D'un autre côté il existe aussi des hypothèses liées directement au modèle Salammbô. Nous devons noter donc que nos simulations ont été réalisées sans tenir compte du terme croisé D_{yE} . L'influence de ce terme sur les résultats finaux est encore un sujet de discussion. D'un côté, les valeurs importantes du coefficient (des fois supérieures à celle du coefficient de diffusion en énergie) suggèrent que ce terme est important et doit être inclus dans les modèles physiques globaux comme Salammbô [Glauert et Horne, 2005]. D'un autre côté, des études récentes [Albert et Young, 2005] montrent que, quand le terme croisé est pris en compte dans l'équation de diffusion, les résultats sont qualitativement similaires. Aucun modèle physique global actuel ne prend compte ce terme.

De plus, concernant les limites de notre modèle, nous pouvons noter l'approximation dipolaire du champ géomagnétique. Cependant, l'introduction, dans un modèle comme Salammbô, d'un champ plus réaliste demanderait un effort considérable.

IV.2. Perspectives

L'étude de cette thèse a répondu à beaucoup de questions en ce qui concerne l'effet combiné de la diffusion radiale et de l'accélération locale par les ondes chorus, mais elle a aussi montré l'intérêt d'aller plus loin dans l'évolution des modèles physiques globaux.

Une première perspective serait donc de faire une simulation d'un vrai orage. Ceci implique l'utilisation d'un état initial calme des ceintures obtenu à partir de mesures de satellites. De la même façon, la condition limite à la valeur maximale de L doit être prise par des mesures géostationnaires, obtenues pendant l'orage en question. Cependant, une telle détermination de la condition limite engendre quelques problèmes concernant les effets adiabatiques présents pendant la phase principale d'un orage. De plus, on pourrait imaginer l'utilisation de mesures d'ondes et de l'environnement (rapport ω_{pe}/Ω_e) pour déterminer la paramétrisation des coefficients D_{yy} et D_{EE} en fonction du Kp pendant l'orage. Ce projet comporte plusieurs difficultés, puisque ces mesures seraient locales alors que l'interaction est fait sur la dérive des particules. On conclut donc que la simulation de plusieurs cas d'orage est un projet lourd qui pourrait constituer le sujet d'une nouvelle thèse.

Concernant l'intégration des interactions résonantes des électrons avec les ondes chorus dans le modèle Salammbô, il existe aujourd'hui une étude de l'effet sur les électrons des ondes chorus qui se propagent parallèlement au champ ambiant magnétique [Summers, 2005]. L'intégration des interactions chorus-électrons définies pour une telle propagation d'ondes, comporte beaucoup moins de contraintes et peut faciliter considérablement l'étude (on aura plus besoin d'un modèle d'environnement construit à partir des mesures) et peut-être aussi l'introduction du terme croisé D_{yE} .

L'introduction des interactions chorus-électrons dans un modèle physique global pendant l'étude de cette thèse, constitue un pas important vers la compréhension de la physique impliquée dans la dynamique des ceintures terrestres. D'autres ondes électromagnétiques constituent des candidats possibles qui peuvent avoir un effet important sur la distribution des particules chargées dans les ceintures de radiation. On parle alors aujourd'hui des ondes EMIC (Electromagnetic Ion Cyclotron waves) qui interagissent avec les électrons relativistes, conduisant ainsi à la perte de ces particules. Contrairement au chorus, ces ondes sont présent près de la plasmopause, plutôt à l'intérieur, et à des temps locaux magnétiques très restreints. Pendant des périodes de grande activité magnétique, la trajectoire d'électrons relativistes rencontre ces ondes en raison de la forme qu'adopte la plasmasphère. Plusieurs études ont montré que des pertes d'électrons de haute énergie, dues à l'interaction avec des ondes plasma, doivent être prises en compte dans les simulations physiques [Thorne et Kennel, 1971; Summers et al., 1998, 2004]. On pourrait citer aussi d'autre ondes qui sont excitées pendant des périodes de forte activité magnétique et qui peuvent interagir avec les électrons, comme les ondes de mode « Z » [Horne et Thorne, 1998 ; Glauert et Horne, 2005].

En ce qui concerne les mesures des ondes chorus, plusieurs études sont fait actuellement sur les mesures des satellites Cluster [Parrot et al., 2003; Santolík et al., 2003, 2004]

Nous pouvons aussi parler des perspectives associées aux hypothèses de notre étude. En ce qui concerne la définition de la condition limite à $L=8$, on pourrait imaginer l'utilisation d'une condition qui varie avec le temps. De cette façon, nous pourrions constater la variation au pic de la distribution radiale des électrons. De plus, nous devons continuer les efforts d'intégration du terme croisé D_{yE} dans l'équation de diffusion qui décrit la dynamique des ceintures. Une nouvelle approche vers cette direction a déjà été proposée [Albert, 2005] et elle doit être prise en considération. Finalement, l'étude paramétrique doit être complétée en ce qui concerne l'influence de l'intensité des ondes, de la position de la plasmopause et de la valeur de l'indice Kp sur les fonctions de distribution.

Pour conclure, nous devons souligner l'intérêt d'une comparaison entre les résultats obtenus par différents modèles physiques de ceintures de radiation actuels. Cependant ceci doit être fait avec beaucoup d'attention, puisque les hypothèses considérées dans chaque modèle ne sont pas les mêmes. De plus, aujourd'hui on envisage la construction d'un modèle

global de la magnétosphère qui va intégrer plusieurs modèles qui décrivent les différentes régions et processus impliqués. Le couplage donc d'un modèle statistique de ceinture de radiation, comme Salammbô, avec un modèle MHD décrivant la magnétosphère et son interaction avec le vent solaire constitue une perspective très intéressante.

Publications

- 1) Varotsou A., D. Boscher, S. Bourdarie, R.B. Horne, S.A. Glauert, N.P. Meredith, « Simulation of the outer radiation belt electrons near geosynchronous orbit including both radial diffusion and resonant interaction with Whistler-mode chorus waves », published in *Geophysical Research Letters*, Vol.32, L19106, doi :10.1029/2005GL023282, 2005.
- 2) Horne R.B., N.P. Meredith, S.A. Glauert, A. Varotsou, R.M. Thorne, Y.Y. Sphrits, R.R. Anderson, « Mechanisms for the acceleration of radiation belt electrons », submitted in *Journal of Geophysical Research*, 2005.

Communications

2003 :

- 1) A. Varotsou, D. Boscher
‘Calculation of radial diffusion coefficients for the proton radiation belt dynamics’ (poster)
EGS/AGU/EUG Joint Assembly, Nice, France, 6-11 April 2003.
- 2) A. Varotsou, D. Boscher
‘Calculation of radial diffusion coefficients for the radiation belt dynamics’ (poster)
ISEC 2003, Toulouse, France, 2-5 September, 2003.

2004 :

- 3) A. Varotsou, D. Boscher, S. Bourdarie, R. Horne, N. Meredith
‘Modeling electron acceleration due to the resonant interaction with whistler-mode chorus using Salammbô’ (oral)
COSPAR 2004, Paris, France, 18 - 23 July 2004.
- 4) A. Varotsou, D. Boscher
‘Radial transport of electrons in the radiation belts, deduced from satellite data’ (poster)
COSPAR 2004, Paris, France, 18 - 23 July 2004.
- 5) A. Varotsou, D. Boscher, S. Bourdarie, R. Horne, S. Glauert, N. Meredith
‘Modeling electron acceleration in the earth’s outer radiation belt due to the resonant interaction with whistler-mode chorus using Salammbô’ (poster)
1st European Space Weather Week, Noordwijk, The Netherlands, 29 November-3 December 2004, ESA.

2005:

- 6) A. Varotsou, D. Boscher, S. Bourdarie, R. Horne, S. Glauert, N. Meredith
Oral presentation on the modeling of the electron acceleration to relativistic energies (~MeV) in the Earth’s radiation belts using the Salammbô physical model.
Workshop on Energetic Electron Radiation, Hermanus, South Africa, 7-11 Mars 2005.

- 7) A. Varotsou, D. Boscher, S. Bourdarie, R. Horne, S. Glauert, N. Meredith
‘Modeling electron acceleration in the earth’s outer radiation belt due to the resonant interaction with whistler-mode chorus using Salammbô’ (oral)
GEM meeting 2005, Santa Fe, NM, USA, 27 June- 1 July 2005.

- 8) A. Varotsou, D. Boscher, S. Bourdarie, R. Horne, S. Glauert, N. Meredith
‘Modeling the outer radiation belt electrons including both radial diffusion and resonant interaction with whistler-mode chorus waves’ (oral)
IAGA 2005, Toulouse, France, 18-29 July 2005.

- 9) A. Varotsou, D. Boscher, S. Bourdarie, R. Horne, S. Glauert, N. Meredith
“Phase Space Density and Flux Profiles from Physical Simulations Including Both Radial Diffusion and Resonant Interactions with Whistler-Mode Chorus Waves” (oral)
AGU Fall Meeting, San Francisco, CA, USA, 5-9 December 2005.

Bibliographie

- Albert J.M. (2005), "Evaluation of quasi-linear diffusion coefficients for the whistler mode waves in a plasma with arbitrary density ratio", *J. Geophys. Res.*, *110*, A03218, doi:10.1029/2004JA010844.
- Albert J.M. et G.P. Ginet, "CRRES observations of radiation belt protons, 2, Time-dependent radial diffusion", *J. Geophys. Res.*, *103*, 14,865, 1998.
- Albert, J.M. et S.L. Young (2005), "Multidimensional quasi-linear diffusion of radiation belt electrons", *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L14110, doi:10.1029/2005GL023191.
- Andrews M.K., "Power density of equatorial electric field at L=2,3", *J. Geophys. Res.*, *85*, 1687, 1980.
- Andrews M.K., F.B. Knox et N.R. Thomson, "Magnetospheric electric fields and coupling fluxes inferred from simultaneous phase and group path measurements on whistler mode signals", *Planet. Space Sci.*, *26*, 171, 1978.
- Baker D.N., R.D. Belian, P.R. Higbie, et E.W. Hones, Jr., "Do Jovian electrons influence the terrestrial outer radiation zone?", *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 531, 1979.
- Baker D.N., R.L. MacPherron, T.E. Cayton et R.W. Kebesadel "Linera prediction filter analysis of relativistic electron properties at 6.6 R_E", *J. Geophys. Res.*, *95*, 15,133, 1990.
- Bass J.N., D.H. Brautigam, J.M. Albert, G.P. Ginet, J.R. Wygant, D.E. Rowland et M. Johnson, "Energetic particle radial diffusion coefficients from CRRES electric field data", *EOS Trans. AGU*, *79(45)*, Fall Meet. Suppl., 731, 1998.
- Beutier T., "Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation", *Thèse de doctorat – ENSAE*, 1993.
- Beutier, T., et D. Boscher, "A three-dimensional analysis of the electron radiation belt by the Salammbô code", *J. Geophys. Res.*, *100*, 14,853, 1995.
- Birmingham T.J., "Convection electric fields and the diffusion of trapped magnetospheric radiation", *J. Geophys. Res.*, *74*, 2169, 1969.
- Boscher D., S. Bourdarie, et T. Beutier, "Dynamic modeling of trapped particles", *IEEE Trans. Nucl. Sc.*, *43*, Avril 1996.

- Boscher D.M., S.A. Bourdarie, R.H.W. Friedel, R.D. Belian, "A model for the geostationary electron environment: POLE", *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 50(6), 2278, December 2003.
- Boscher D., S. Bourdarie, A. Korth et R. Friedel, "Long term dynamic model of low energy protons", *Geophys. Res. Lett.*, 25, 4129, 1998.
- Bourdarie S., "Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations a l'échelle de l'orage magnétique", *Thèse de doctorat – ENSAE*, 1996.
- Bourdarie, S., D. Boscher, T. Beutier, J.A Sauvaud, et M. Blanc, "Magnetic storm modeling in the Earth's electron belt by the Salammbô code", *J. Geophys. Res.*, 101, 27,171, 1996.
- Brautigam D.H. et J.M. Albert, "Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm", *J. of Geophys. Res.*, 105, 291, 2000.
- Brautigam D.H. et J.T. Bell, "CRRESELE Documentation", *PL-TR-95-2128, Philips Laboratory, AFMC, Hanscom AFB, MA*, 1995.
- Burtis W.J. et R.A. Helliwell, "Magnetospheric chorus: Amplitude and growth rate", *J. Geophys. Res.*, 80, 3265, 1975.
- Carpenter D.L. "Whistler evidence of a 'knee' in the magnetospheric ionization density profile", *J. Geophys. Res.*, 68, 1675-1682, 1963.
- Carpenter D.L. "Whistler evidence of the dynamic behaviour of the duskside bulge in the plasmasphere", *J. Geophys. Res.*, 75, 3837-3847, 1970
- Carpenter, D. L., and R. R. Anderson, "An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, 97, 1097-1108, 1992.
- Carpenter, D.L., et C.G. Park, "On what ionosphere workers should now about the plasmopause-plasmasphere", *Rev. Geophys.*, 11, 133, 1973.
- Chappell, C. R., K. K. Harris, and G. W. Sharp, "The morphology of the bulge region of the plasmasphere", *J. Geophys. Res.*, 75, 3848-3861, 1970.
- Chapman S. et V.C. Ferraro, "A new theory of magnetic storms", *Terr. Magn. Atmosph. Elec.*, 36, 171, 1931.
- Christon, S. P., D. J. Williams, D. G. Mitchell, C. Y. Huang, et L. A. Frank, "Spectral characteristics of plasma sheet ion and electron populations during disturbed geomagnetic conditions", *J. Geophys. Res.*, 96, 1, 1991.

- Cornwall J.M., "Diffusion processes influenced by conjugate point wave phenomena", *Radio Sci.*, 3,740, 1968.
- Cornwall J.M., "Radial diffusion of ionized helium and protons: A probe for magnetospheric dynamics", *J. Geophys. Res.*, 77, 1756, 1972.
- Elkington S.R., M.K. Hudson et A.A. Chan (2003), "Resonant acceleration and diffusion of outer zone electrons in an asymmetric geomagnetic field", *J. Geophys. Res.*, 108(A3), 1116, doi:10.1029/2001JA009202.
- Fälthammar C.G., "Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation", *J. of Geophys. Res., Space Physics*, 70, 2503, 1965.
- Fälthammar C.G., "On the transport of trapped particles in the outer magnetosphere", *J. of Geophys. Res., Space Physics*, 71, 1487, 1966.
- Fälthammar C.G., "Introductory survey of radiation belt diffusion", *Earth's Particles and Fields*, 157-169, (Ed. B. McCormac) New York: Reinhold, 1968.
- Fälthammar C.G., "Radial Diffusion by violation of the third adiabatic invariant", *Particles and Fields in the Magnetosphere*, 387, (Ed. B. McCormac) D. Reidel, Hingham, Mass., 1970.
- Farley T.A., "Radial diffusion of Starfish electrons", *J. Geophys. Res.*, 74, 3591, 1969.
- Friedel R.H.W., G.D. Reeves et T. Obara, "Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere- a review", *J. Atmosph. Solar-Terr. Phys.*, 64, 265-282, 2002.
- Glauert, S.A., et R.B. Horne (2005), "Calculation of pitch-angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code", *J. Geophys. Res.*, 110, A04206, doi:10.1029/2004JA010851.
- Green J.C. et M.G. Kivelson (2004), "Relativistic electrons in the outer radiation belt: Differentiating between acceleration mechanisms", *J. of Geophys. Res.*, 109, A03213, doi:10.1029/2003JA010153.
- Hamlin D.A., R. Karplus, R.C. Vic et K.M. Watson, "Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles", *J. Geophys. Res.*, 66, 1, 1961.
- Holzworth R.H. et F.S. Mozer, "Direct evaluation of the radial diffusion coefficient near L=6 due to electric field fluctuations", *J. Geophys. Res.*, 84, 2559, 1979.
- Horne, R.B. (2002), "The Contribution of Wave-Particle Interactions to Electron Loss and Acceleration in the Earth's Radiation Belts During Geomagnetic Storms", in *URSI Review of Radio Sci. 1992-2002*, edited by W.R. Stone, pp.801-828, Wiley, Hoboken, N.J.

- Horne, R.B., S.A. Glauert, et R.M. Thorne (2003), "Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus", *Geophys. Res. Lett.*, 30(9), 1493, doi:10.1029/2003GL016963.
- Horne, R. B., et R. M. Thorne, "Potential waves for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms", *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3011, 1998.
- Horne R.B. et R.M. Thorne (2003), "Relativistic electron acceleration and precipitation during resonant interactions with whistler-mode chorus", *Geophys. Res. Lett.*, 30(10), 1527, doi:10.1029/2003GL016973.
- Horne, R.B., R.M. Thorne, S.A. Glauert, J.M. Albert, N.P. Meredith, et R.R. Anderson, (2005), "Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves", *J. Geophys. Research*, 110, A03225 doi:10.1029/2004JA010811.
- Hudson M.K., S.R. Elkington, J.G. Lyon, M. Wiltberger et M. Lessard, "Radiation Belt Electron Acceleration by ULF Wave Drift Resonance: Simulation of 1997 and 1998 Storms", *Geophysical Monograph*, 125, 289, 2001.
- Kavanaugh L.D., Jr., "An empirical evaluation of radial diffusion coefficients for electrons of 50-100 keV from L=4 to L=7", *J. Geophys. Res.*, 73, 2959, 1968.
- Kennel C., "Low-frequency whistler mode", *The Physics of Fluids*, Vol.9(11), November 1966.
- Kim H. et A.A. Chan, "Fully adiabatic changes in storm time relativistic electron fluxes", *J. Geophys. Res.*, 102, 22,107, 1997.
- Lanzerotti L.J., C.G. MacLennan et M. Schulz, "Radial diffusion of outer-zone electrons: An empirical approach to third-invariant violation", *J. Geophys. Res.*, 75, 5351, 1970.
- Lanzerotti L.J. et C.G. Morgan, "ULF geomagnetic power near L=4, 2, Temporal variation of the radial diffusion coefficient for relativistic electrons", *J. Geophys. Res.*, 78, 4600, 1973.
- Lanzerotti L.J., D.C. Webb et C.W. Arthur, "Geomagnetic field fluctuations at synchronous orbit, 2, Radial diffusion", *J. Geophys. Res.*, 83, 3866, 1978.
- Lanzerotti L.J. et A. Wolfe, "Particle diffusion in the geomagnetosphere: Comparison of estimates from measurements of magnetic and electric field fluctuations", *J. Geophys. Res.*, 85, 2346, 1980.
- Lyons L.R. et M. Schulz, "Access of energetic particles to storm time ring current through enhanced radial "diffusion"", *J. Geophys. Res.*, 94, 5491, 1989.

- Manson D.J., J.F. Fennell, JA George, J.L. Hickson, G.V. Maldonado et A.H. Weber, *DASA Rep. 2309*, Def. At. Support Agency, Washington, D.C., 1969.
- McAdams K.L. et G.D. Reeves, “Non-Adiabatic response of relativistic radiation belt electrons to GEM magnetic storms” (2001), *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1897.
- Mead G.D., “Deformation of the geomagnetic field by the solar wind”, *J. Geophys. Res.*, 69, 1181, 1964.
- Mead G.D. et Beard, “Shape of the geomagnetic field solar wind boundary”, *J. Geophys. Res.*, 69, 1169, 1964.
- Meffert J.D. et M.S. Gussenhoven, “CRRESPRO Documentation”, *PL-TR-94-2218*, Philips Laboratory, AFMC, Hanscom AFB, MA, 1994.
- Meredith N.P., R.B. Horne et R.R. Anderson, “Substorm dependence of chorus amplitudes: Implications for the acceleration of electrons to relativistic energies”, *J. Geophys. Res.*, 106, 13,165, 2001a.
- Meredith N.P., R.B. Horne, R.H.A. Iles, R.M. Thorne, R.R. Anderson et D. Heynderickx, “Outer zone relativistic electron acceleration associated with substorm enhanced whistler mode chorus”, *J. Geophys. Res.*, 2001b.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, R. H. A. Iles, R. M. Thorne, D. Heynderickx, et R.R. Anderson (2002a), “Outer zone relativistic electron acceleration associated with substorm-enhanced whistler-mode chorus”, *J. Geophys. Res.*, 107(A7), 1144, doi:10.1029/2001JA900146.
- Meredith, N. P., R. B. Horne, D. Summers, R. M. Thorne, R. H. A. Iles, D. Heynderickx, et R.R. Anderson (2002b), “Evidence for acceleration of outer zone electrons to relativistic energies by whistler-mode chorus”, *Ann. Geophys.*, 20, 967.
- Meredith, N. P., M. Cain, R. B. Horne, R. M. Thorne, D. Summers, et R.R. Anderson (2003a), “Evidence for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies from a survey of geomagnetically-disturbed periods”, *J. Geophys. Res.*, 108(A6), 1248, doi:10.1029/2002JA009764.
- Meredith, N. P., R.B. Horne, R.M. Thorne, et R.R. Anderson (2003b), “Favored regions for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies in the Earth’s outer radiation belt”, *Geophys. Res. Lett.*, 30(16), 1871, doi:10.1029/2003GL017698.
- Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai, et Y. Kasahara (2003), “Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic

- storm: NOAA and Exos-D observations”, *J. Geophys. Res.*, *108*(A1), 1004, doi:10.1029/2001JA007542.
- Miyoshi Y.S., V.K. Jordanova, A. Morioka et D.S. Evans (2004), “Solar cycle variations of the electron radiation belts: Observations and radial diffusion simulation”, *Space Weather*, *2*, S10S02, doi:10.1029/2004SW000070.
- Mozer F.S., “Power spectra of the magnetospheric electric field”, *J. Geophys. Res.*, *76*, 3651, 1971.
- Nakada M.P. et G.D. Mead, “Diffusion of protons in the outer radiation belt”, *J. Geophys. Res.*, *70*, 4777, 1965.
- Ness N.F. “The earth’s magnetic tail”, *J. Geophys. Res.*, *70*, 2989, 1965.
- Newell P.T. et C.I. Meng “Ionospheric projections of magnetospheric regions under low and high wind pressure conditions”, *J. Geophys. Res.*, *99*, 273, 1994.
- Newell P.T., C.I. Meng, D.G. Sibeck et P. Lepping “Some low-altitude cusp dependencies on the interplanetary magnetic field”, *J. Geophys. Res.*, *94*, 8921, 1989.
- Newkirk L.L. et M. Walt, “Radial diffusion coefficients for electrons at low L values”, *J. Geophys. Res.*, *73*, 1013, 1968a.
- Newkirk L.L. et M. Walt, “Radial diffusion coefficients for electrons at $1.76 < L < 5$ ”, *J. Geophys. Res.*, *73*, 7231, 1968b.
- Obara T., T. Nagatsuma, M. Den, Y. Miyoshi et A. Morioka, “Main-phase creation of “seed” electrons in the outer radiation belt”, *Earth Planets Space*, *52*, 41-47, 2000.
- O’Brien, T. P., K. R. Lorentzen, I. R. Mann, N. P. Meredith, J. B. Blake, J. F. Fennell, M. D. Looper, D. K. Milling, et R. R. Anderson (2003), “Energization of relativistic electrons in the presence of ULF power and MeV microbursts: Evidence for dual ULF and VLF acceleration”, *J. Geophys. Res.*, *108*(A8), 1329, doi:10.1029/2002JA009784.
- Parrot M. et C.A. Gaye, “A statistical survey of ELF waves in a geostationary orbit”, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 2463, 1994.
- Parrot M., O. Santolík, N. Cornilleau-Wehrlin, M. Maksimovic et C.C. Harvey, “Source location of chorus emissions observed by Cluster”, *Ann. Geophys.*, *21*:473-480, 2003.
- Reeves G.D., D.N. Baker, R.D. Belian, J.B. Blake, T.E. Cayton, J.F. Fennell, R.H.W. Friedel, M.M. Meier, R.S. Selesnick et H.E. Spence, “The global response of

- relativistic radiation belt electrons to the January 1997 magnetic cloud”, *Geophys. Res. Lett.*, 25(17), 3265, 1998a.
- Reeves G.D., R.H.W. Friedel, R.D. Belian, M.M. Meier, M.G. Henderson, T. Onsager, H.J. Singer, D.N. Baker, X. Li et J.B. Blake, “The relativistic electron response at geosynchronous orbit during the January 1997 magnetic storm”, *J. Geophys. Res.*, 103, 17,570, 1998b.
- Reeves, G. D., K. L. McAdams, R. H. W. Friedel, et T.P. O’Brien (2003), “Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms”, *Geophys. Res. Lett.*, 30(10), 1529, doi:10.1029/2002GL016513.
- Riley P. et R.A. Wolf, “Comparison of diffusion and particle drift descriptions of radial transport in the earth’s inner magnetosphere”, *J. Geophys. Res.*, 97, 16,865, 1992.
- Santolík O., D.A. Gurnett et J.S. Pickett, “Multipoint investigation of the source region of storm-time chorus”, *Ann. Geophys.*, 22: 2555-2563, 2004.
- Santolík O., D.A. Gurnett, J.S. Pickett, M. Parrot et N. Cornilleau-Wehrin, “Spatio-temporal structure of storm-time chorus”, *J. Geophys. Res.*, 108(A7), 1278, doi:10.1029/2002JA009791, 2003.
- Sawyer D.M. et J.I. Vette, “AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum”, *Rep. NSSDC/WDC-A-R&S-76-06, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.*, 1976.
- Selesnick R.S. et J.B. Blake, “On the source location of radiation belt relativistic electrons”, *J. Geophys. Res.*, 105, 2607, 2000.
- Sheldon R.B. et D.C. Hamilton, “Ion transport and loss in the earth’s quiet ring current, 1, Data and standard model”, *J. Geophys. Res.*, 98, 13,491, 1993.
- Shprits Y.Y. et R.M. Thorne (2004), “Time dependent radial diffusion modeling of relativistic electrons with realistic loss rates”, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L08805, doi:10.1029/2004GL019591.
- Schulz, M., The Magnetosphere, Geomagnetically Trapped Radiation, in *Geomagnetism, Volume 4*, edited by J.A. Jacobs, pp.202-256, Academic Press, 1991.
- Schulz M. et A. Eviatar, “Diffusion of equatorial particles in the outer radiation zone”, *J. Geophys. Res.*, 74, 2182, 1969.
- Summers D. (2005), “Quasi-linear diffusion coefficients for field-aligned electromagnetic waves with applications to the magnetosphere”, *J. Geophys. Res.*, 110, A08213, doi:10.1029/2005JA011159.

- Summers D., “The role of whistlers in accelerating electrons in the magnetosphere”, *SGEPSS Wave Meeting, WAVE08-07*, January 2004.
- Summers, D., C. Ma, N.P. Meredith, R.B. Horne, R.M. Thorne, D. Heynderickx, et R.R. Anderson (2002), “Model of the energization of outer-zone electrons by whistler-mode chorus during the October 9, 1990 geomagnetic storm”, *Geophys. Res. Lett.*, 29(24), 2174, doi:10.1029/2002GL016039.
- Summers D., C. Ma et T. Mukai (2004), “Competition between acceleration and loss mechanisms of relativistic electrons during geomagnetic storms”, *J. Geophys. Res.*, 109, A04221, doi:10.1029/2004JA010437.
- Summers D., R.M. Thorne, F. Xiao, “Relativistic theory of wave-particle resonant diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere”, *J. Geophys. Res.*, 103, 20,487, 1998.
- Taylor M.G.G.T., R.H.W. Friedel, G.D. Reeves, M.W. Dunlop, T.A. Fritz, P.W. Daly et A. Balogh (2004), “Multisatellite measurements of electron phase space density gradients in the Earth’s inner and outer magnetosphere”, *J. Geophys. Res.*, 109, A05222, doi: 10.1029/2003JA010294.
- Terasawa T. et al. “Solar wind control of density and temperature in the near-Earth plasma sheet: Wind/Geotail collaboration”, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 935-938, 1997.
- Thomson N.R., « Electric fields from whistler mode Doppler shifts”, *Planet. Space Sci.*, 24, 455, 1976.
- Thorne R.M. et C.F. Kennel, “Relativistic electron precipitation during magnetic storm main phase”, *J. Geophys. Res.*, 76, 4446, 1971.
- Tomassian A.D., T.A. Farley et A.L. Vampola, ‘Inner-zone energetic electron repopulation by radial diffusion’, *J. Geophys. Res.*, 77, 3441, 1972.
- Tsyganenko, N. A., et T. Mukai (2003), “Tail plasma sheet models derived from Geotail particle data”, *J. Geophys. Res.*, 108, 1136.
- Tverskoy B.A., “Transport and acceleration of charged particles in the earth’s magnetosphere”, *Geomagn. Aeron. Engl. Transl.*, 5, 617, 1965.
- Vacaresse A., “Contribution a l’élaboration de modèles de référence des ceintures de radiation terrestres”, *Thèse de doctorat – ENSAE*, 1999.
- Vampola, A. K. et A. Korth, “Electron drift echoes in the inner magnetosphere”, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 625-628, 1992.

Van Allen JA, G.H. Ludwig, E.C. Ray, et C.E. Mc Ilwain “Observations of high intensity radiations by satellites 1958 alpha and gamma”, *Jet Propul.*, 28, 588, 1958.

Vette J.I., “The NASA/National Space Science Data Center trapped radiation environment model program (1964-1991)”, *Rep. NSSDC 91-29, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.*, 1991a.

Vette J.I., “The AE-8 trapped electron model environment”, *Rep. NSSDC 91-24, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.*, 1991b.

West H.I., Jr, R.M. Buck et G.T. Davidson, “The dynamics of energetic electrons in the earth’s outer radiation belt during 1968 as observed by the Lawrence Livermore National Laboratory’s Spectrometer on Ogo 5”, *J. of Geophys. Res.*, 86, 2111, 1981.

Résumé :

Depuis la découverte des ceintures de radiation terrestres par James Van Allen, à la fin des années 50, l'intérêt d'explorer cette région qui entoure la Terre et de comprendre la physique impliquée n'a pas cessé de s'exprimer. Cet environnement étant très radioactif, il constitue un danger important pour les satellites en vol et les humains dans l'espace. Pour avancer dans cette direction, le Département d'Environnement Spatial à l'ONERA, centre de Toulouse, a entrepris dans les années 90 le développement d'un modèle physique de ceintures de radiation terrestres, le modèle Salammbô. Depuis sa conception, le modèle Salammbô n'a pas cessé d'évoluer, grâce à la réalisation de plusieurs thèses et de recherches continues. Dans le cadre de cette thèse, le but était d'étudier la dynamique qui caractérise la ceinture externe d'électrons. Très tôt dans l'histoire de la recherche sur les ceintures de radiation, le processus de diffusion radiale a été identifié comme le processus clé de la dynamique observée. A l'heure actuelle, l'accélération locale des électrons par les interactions résonantes avec des ondes de type « whistlers » constitue le candidat le plus probable pour expliquer l'augmentation importante des flux d'électrons de haute énergie, observée suite à un orage magnétique. Les travaux de cette thèse se sont focalisés sur l'étude de l'effet combiné de la diffusion radiale et de ces interactions ondes-électrons en dehors de la plasmasphère. Les résultats de cette étude montrent que les ondes chorus (ondes type « whistlers ») accélèrent fortement les électrons à des énergies relativistes en dehors de la plasmasphère. Quand le processus de diffusion radiale et l'accélération locale des électrons par les ondes sont pris en compte dans les simulations, les deux processus sont en compétition et le résultat final dépend de la puissance relative des deux.

Mots Clés : Magnétosphère, Ceintures de radiation, électrons, modèle physique, dynamique, diffusion radiale, interactions ondes-particules.

Title : Use of physical models for the comprehension of the Earth's electron radiation belt dynamics

Summary:

Since the discovery of the Earth's radiation belts by James Van Allen, in the fifties, the interest in exploring this region around Earth and in understanding the physics implicated hasn't ceased to increase. This environment being very radioactive, it constitutes an important danger for satellites in orbit and humans in space. The Department of Space Environment at ONERA, centre of Toulouse, begun in the nineties the development of a physical model describing the Earth's radiation belts, the Salammbô model. Since its conception, the Salammbô model hasn't ceased to evolve thanks to an important number of Ph.D.'s and continuous researches. The purpose of this thesis was to study the dynamics of the electron outer radiation belt. Early in the history of research on the radiation belts, the process of radial diffusion was identified as a key process of the dynamics observed. Recently, local acceleration of electrons due to resonant interactions with whistler-mode chorus waves is being considered as the most probable candidate to explain the important increase of high energy electron flux observed after a magnetic storm. Research of this thesis has focalised on the combined effect of radial diffusion and electron-chorus interactions outside the plasmopause. Results show that chorus waves accelerate electrons to relativistic energies. When radial diffusion and electron-chorus interactions are taken into account in the simulations, the two processes are in competition and the final result depends on the relative power of the two.

Key Words : Magnetosphere, Radiation belts, electrons, physical model, dynamics, radial diffusion, wave-particle interactions.

