



HAL
open science

La dynamique des ceintures de radiation terrestres : Un équilibre complexe entre processus physiques

Vincent Maget

► **To cite this version:**

Vincent Maget. La dynamique des ceintures de radiation terrestres : Un équilibre complexe entre processus physiques. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 2021. tel-03633079

HAL Id: tel-03633079

<https://hal.science/tel-03633079v1>

Submitted on 6 Apr 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

La dynamique des ceintures de radiation terrestres : Un équilibre complexe entre processus physiques

Habilitation à diriger les recherches de l'Université Paul Sabatier

Habilitation présentée et soutenue à Toulouse, le 13 avril 2021, par :

Vincent Maget

Composition du jury :

Pierre-Louis Blelly Directeur de recherche, IRAP	Président
Viviane Pierrard Professeur, BIRA-IASB	Rapportrice
Karl-Ludwig Klein Directeur de recherche, LESIA	Rapporteur
Thierry Dudok de Wit Professeur, LPC2E	Rapporteur
Benoît Lavraud Directeur de recherche, IRAP et LAB	Directeur de recherche HDR

Merci à ma famille et mes collègues !

Table des matières

LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES : UN EQUILIBRE COMPLEXE ENTRE PROCESSUS PHYSIQUES	4
CONTEXTE	4
1. INTRODUCTION A LA MODELISATION DE LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES	6
1.1. <i>LES CEINTURES DE RADIATIONS TERRESTRES : UNE STABILITE ET UNE DYNAMIQUE COMPLEXE PILOTEES PAR LES INTERACTIONS SOLEIL - TERRE</i>	6
1.1.1. <i>LES RELATIONS SOLEIL-TERRE : UN EQUILIBRE CONTINUUEL A L'ORIGINE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES</i>	7
1.1.2. <i>L'ACTIVITE SOLAIRE : DES PERTURBATIONS CYCLIQUES ET ALEATOIRES REGISSANT LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES</i>	10
1.2. <i>MODELISATION DES PARTICULES PIEGEES PAR LE CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE</i>	18
1.2.1. <i>DESCRIPTION STATISTIQUE DE LA PHYSIQUE DES CEINTURES DE RADIATION ET MECANIQUE HAMILTONIENNE</i>	18
1.2.2. <i>MODELISATION PHYSIQUE : INVARIANTS ADIABATIQUES ET ESTIMATION DE L'INTEGRALE DE COLLISION</i>	19
1.2.3. <i>FORMULATION PRATIQUE : CAS DU CODE SCIENTIFIQUE SALAMMBO</i>	24
2. MODELISATION DE LA PHYSIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES	28
2.1. <i>INTRODUCTION</i>	28
2.2. <i>LA DIFFUSION RADIALE</i>	28
2.3. <i>LES PERTES RAPIDES PAR TRAVERSEE DE LA MAGNETOPAUSE</i>	32
2.4. <i>SOURCES ET PERTES DES CEINTURES DE PROTONS DE HAUTES ENERGIES</i>	36
3. ASPECTS NUMERIQUES DE LA MODELISATION DE LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION	42
3.1. <i>EVOLUTION DU SCHEMA NUMERIQUE DE SALAMMBO-3D</i>	42
3.2. <i>PRISE EN COMPTE DE L'ADVECTION DANS SALAMMBO : SALAMMBO-4D, FONCTION DU TEMPS LOCAL MAGNETIQUE</i>	46
3.3. <i>ASSIMILATION DE DONNEES APPLIQUEE AUX CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES</i>	50
4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE	54
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	57
CV, ACTIVITES LIEES A LA RECHERCHE ET PUBLICATIONS	64
ARTICLES SELECTIONNES	68
LISTE DE MES PUBLICATIONS	69

La dynamique des ceintures de radiation terrestres : un équilibre complexe entre processus physiques

Contexte

L'ONERA est le centre français de la recherche aéronautique, spatiale et de défense. Il a été fondé en 1946 au sortir de la seconde guerre mondiale pour apporter des solutions technologiques et lever les verrous scientifiques auxquels les industries aéronautiques et spatiales françaises sont confrontées. C'est un établissement public à intérêt commercial (EPIC) dont le fonctionnement est dual. La part principale du temps de recherche est dédiée à répondre aux problématiques posées par nos partenaires industriels et étatiques sous une forme contractualisée, tandis qu'une part moindre est réservée à pérenniser notre expertise scientifique amont. Les activités de recherches et par conséquent les thèses qui y sont menées présentent toujours un caractère applicatif très prononcé.

J'ai rejoint le Département Physique, Instrumentation, Espace et Environnement (DPHY) de l'ONERA en 2008 (anciennement Département Environnement Spatial – DESP) au sein de l'unité Environnement Radiatif Spatial (ERS, anciennement Modélisation de l'Environnement et Mesures - MEM). J'ai également effectué dans cette même unité, de 2004 à 2007, ma thèse sur la mise en place d'une assimilation de données filtrée dans les ceintures de radiation terrestres. L'unité ERS est composée actuellement de 7 permanents et d'en moyenne 4 étudiants (Master 2 et thèses confondus). Notre objectif est d'améliorer notre connaissance de l'environnement radiatif néfaste aux missions spatiales afin de pouvoir fournir à nos partenaires étatiques et industriels, aussi bien des modèles dits de spécifications, leur permettant de dimensionner au mieux leurs missions spatiales, que des solutions d'anticipation d'événements à risques (météorologie de l'Espace) et une expertise en anomalies observées en vol (analyse post-anomalies). Ces activités demandent une connaissance approfondie du fonctionnement et de la dynamique des ceintures de radiations ainsi qu'une forte maîtrise des mesures radiatives effectuées en vol. Cela représente une niche scientifique sur laquelle nous nous positionnons au premier rang aussi bien au niveau national qu'international.

Nos activités s'étendent ainsi de la conception de tête de détections (mesures in-situ) à l'exploitation de mesures radiatives de l'environnement des satellites, et de la compréhension des processus physiques modélisant les ceintures de radiation à la modélisation de la dynamique même de ces particules piégées. Etant 7 permanents dans l'unité ERS, nos centres d'expertises sont à la fois complémentaires et concomitants. Mes axes de recherches se concentrent en particulier sur :

- La physique et la modélisation des ceintures de radiation terrestres ;
- Le développement de méthodes numériques pour répondre aux besoins de modélisation et d'analyse de données ;
- L'assimilation de données appliquée aux ceintures de radiation terrestres.

Ce document a pour but de présenter de manière synthétique mes travaux menés autour de ces thèmes de recherche. Pour davantage de détails, une sélection d'articles est attachée à la fin de ce document. La présentation proposée dans ce document n'est pas chronologique. Dans le premier chapitre, j'introduis la physique des ceintures de radiation, leur dynamique complexe et leurs origines multiples. Je m'appuie sur cette introduction pour ensuite présenter la modélisation des ceintures de radiation terrestres telle que développée et maturée au DPHY, et à laquelle j'ai contribué à différents niveaux. Le but du second chapitre est d'illustrer la complexité de l'équilibre à mettre en place entre les

modélisations des différents processus physiques pour obtenir une représentation réaliste de la dynamique des ceintures de radiations terrestres. Je synthétise dans ce chapitre les avancées récentes que nous avons conduites dans ce domaine, travaux que j'ai menés pour certains et auxquels j'ai participé pour les autres. Dans le troisième chapitre, je présente un second axe complémentaire à la modélisation de la physique en jeu, i.e., le développement et les évolutions conduites autour du cœur numérique de code Salammbô lui-même. L'objectif est de rendre notre modélisation plus robuste, précise et complète de ce point de vue. Je termine enfin ce chapitre par décrire les travaux menés autour de l'assimilation de données appliquée aux ceintures de radiation domaine auquel je me suis attaché depuis mon travail de thèse. Enfin, en conclusion, je présente l'intérêt de la modélisation des ceintures de radiation pour des besoins opérationnels tels que la météorologie de l'Espace. En particulier j'illustre le lien global entre mes travaux scientifiques en amont (chapitres 2 et 3) et leur application pratique pour répondre aux besoins de nos partenaires industriels et étatiques.

1. Introduction à la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres

Ce chapitre introductif a pour but de positionner mon travail de recherche par rapport à la thématique scientifique qu'est l'analyse et la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres, ainsi que par rapport au cœur de métier de l'unité ERS de l'ONERA-DPHY. En effet, notre objectif premier est de fournir les réponses adaptées à nos partenaires industriels et institutionnels en termes d'effets de l'environnement radiatif sur les satellites. Pour cela, une connaissance approfondie des relations Soleil-Terre ainsi que la réponse des ceintures de radiations à l'activité solaire est nécessaire.

Le premier paragraphe décrit donc rapidement les relations Soleil-Terre, puis présente les ceintures de radiations et sa dynamique, en lien direct avec celle du Soleil. Le second paragraphe présente les bases théoriques de la physique des ceintures de radiation sur lesquelles s'appuie sa modélisation. Enfin le dernier paragraphe présente la modélisation réalisée au DPHY depuis de nombreuses années, ainsi que son positionnement national et international.

1.1. Les ceintures de radiations terrestres : une stabilité et une dynamique complexe pilotées par les interactions Soleil - Terre

Avant les années 1957 et 1958, les scientifiques s'accordaient sur le fait que des particules chargées très énergétiques pouvaient être emprisonnées « temporairement » par le champ magnétique terrestre (Störmer, 1956), mais pas aussi intensément que ce qui fut observé par les premières sondes spatiales lancées par la Russie en 1957 (Sputnik 2, S. Vernov), et par les Etats Unis en 1958 (Explorer 1, J. Van Allen).

Comme le décrit très bien l'article de D. Baker et M. Panasyuk (Daniel N. Baker & Panasyuk, 2017), ces deux premières missions spatiales, puis rapidement celles qui leur succédèrent, ouvrirent la voie à un nouveau champ de recherches dans le domaine de la physique spatiale : « **l'environnement radiatif spatial** ». Dans cette publication, les deux auteurs montrent à quel point chaque observation réalisée par ces premières sondes spatiales a permis, étape par étape, de dessiner l'allure des ceintures de radiations terrestres. Avant ces observations, personne n'imaginait la Terre entourée par un tore de protons piégés par le champ magnétique terrestre, et deux tores d'électrons.

Les années 60 et 70 furent ainsi largement consacrées à déterminer et comprendre les mécanismes de piégeage, transport, accélération et perte régissant la vie des ceintures de radiation terrestres. Beaucoup d'entre eux purent être identifiés donnant lieu à des publications importantes, aujourd'hui encore de référence, en particulier sur la compréhension globale du système ceintures de radiation (M. Schulz & Lanzerotti, 1974), sur la diffusion radiale (Fälthammar, 1965), sur les interactions onde-particules (Lyons & Thorne, 1973; M. Schulz & Lanzerotti, 1974; Tsurutani & Smith, 1974). Ainsi, au cours de ces deux décennies, les contours globaux de l'allure et la dynamique générale des ceintures de radiation terrestres ont pu être dessinés.

Cependant, tout n'était pas clair encore à cette époque, en particulier par manque de mesures in situ de qualité et de puissance informatique. Les fameux « Dropouts » ne pouvaient être observés suffisamment précisément (D. Herrera et al., 2016), les accélérations onde-particule encore insuffisamment décrites (Summers et al., 2007), et la compréhension du lien direct entre l'activité solaire et la dynamique des ceintures de radiation n'en était qu'à ses débuts (Dessler, 1968; Russell, 2000). Depuis cette époque, de nombreuses avancées ont permis d'affiner ces contours, en particulier au niveau de notre connaissance de la topologie du champ magnétosphérique (voir la comparaison présentée sur la

Figure 1), mais force est de constater qu'il reste aujourd'hui encore différentes zones d'ombres dans la connaissance précise de la dynamique des ceintures de radiation. La figure de gauche présente une coupe méridienne du modèle de champ magnétosphérique Olson-Pfitzer tandis que la figure de droite présente une coupe équatoriale du modèle Tsyganenko 2007. La topologie du modèle Tsyganenko 2007 est bien plus complexe que les premiers modèles comme celui d'Olson-Pfitzer.

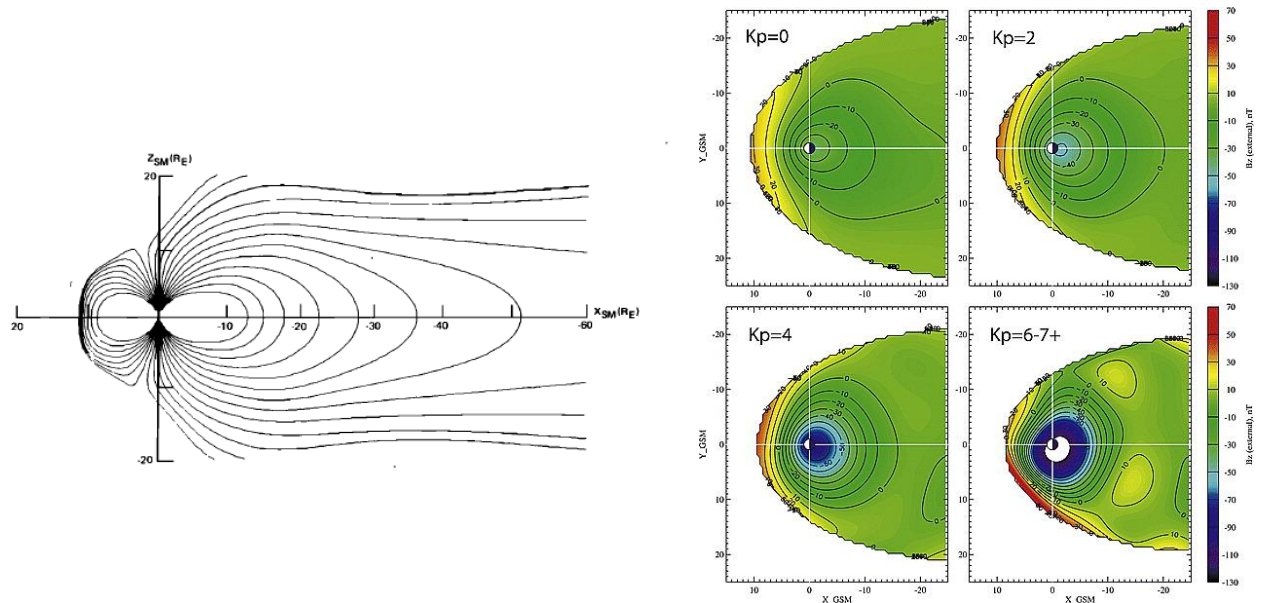


Figure 1 – Evolution de notre connaissance du champ magnétosphérique. A gauche, illustration du modèle de champ magnétique d'Olson-Pfitzer (figure extraite de (Olson & Pfitzer, 1974)). A droite, représentation du modèle de champ magnétosphérique Tsyganenko 07 (figure extraite de (Tsyganenko & Sitnov, 2007)).

Je décris dans les points suivants le lien entre l'existence des ceintures de radiation et l'activité solaire. Dans un premier temps, je présente pourquoi des ceintures de radiation **stables** peuvent exister autour de la Terre, et en quoi le Soleil joue le premier rôle dans son remplissage (paragraphe 1.1.1). Ensuite, je décris plus précisément les ceintures de radiation terrestres en me focalisant sur leur dynamique et son lien avec l'activité solaire ainsi que les grandeurs et temps caractéristiques (paragraphe 1.1.2).

1.1.1. Les relations Soleil-Terre : un équilibre continu à l'origine des ceintures de radiation terrestres

L'existence des ceintures de radiations terrestres résulte d'une complexe synergie entre l'activité solaire et le champ magnétique interne à la Terre. Notre Soleil est une étoile active de taille moyenne qui libère en continu dans le milieu interplanétaire une quantité phénoménale d'énergie sous la forme de trois composantes principales :

- un plasma magnétisé ;
- des échappements violents de particules très énergétiques appelés événements solaires à particules ;
- des émissions électromagnétiques (des longueurs d'ondes en X jusqu'aux ondes radio, en passant par le visible et l'infrarouge).

Ces émissions, en particulier les émissions particulaires, vont par la suite interagir avec les corps célestes du système solaire ainsi que leur environnement spatial proche (Figure 2). Quantitativement, le Soleil rayonne à chaque seconde une énergie de l'ordre de $4 \cdot 10^{26}$ J (toutes longueurs d'ondes confondues)

et expulse en moyenne près de 10^{20} J sous forme de plasma (Kivelson & Russell, 1995). En comparaison, l'EPR (« European Pressurized Reactor ») prévoit de fournir environ 10^9 J par seconde une fois en fonctionnement.

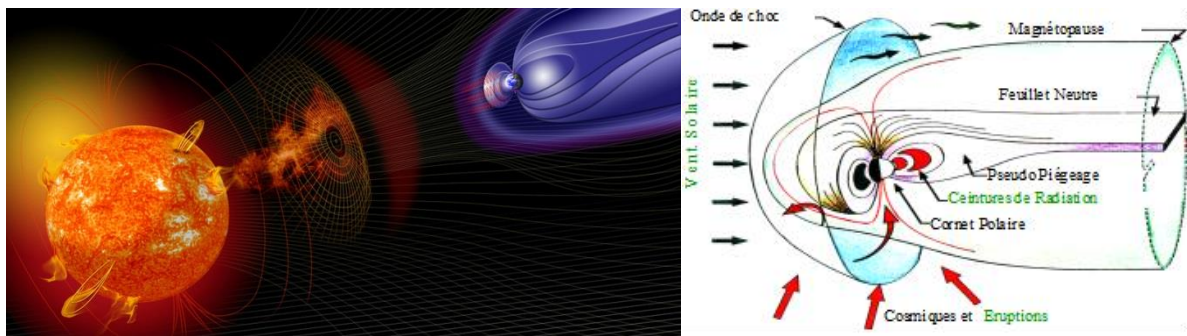


Figure 2 – Illustration des relations Soleil-Terre à gauche (Credit: NASA Goddard Photo and Video), et structure de la magnétosphère terrestre, à droite.

Le plasma magnétisé, expulsé en continu par le Soleil, est appelé **vent solaire**, et le champ magnétique gelé en son sein le champ magnétique interplanétaire. Alors que ses caractéristiques principales sont maintenant bien connues (Kane, 2005; Russell, 2000), certains aspects de sa dynamique complexe (McComas et al., 2008) ainsi que la physique même régissant son émission depuis la chromosphère et les basses couches de la couronne solaire constituent les principaux verrous actuels. Vues depuis les ceintures de radiations terrestres, les connaissances actuelles du vent solaire sont - pour le moment - suffisantes. Synthétiquement, le vent solaire est principalement constitué de protons et d'électrons, d'énergie de l'ordre de la dizaine d'eV à la dizaine de keV. La vitesse moyenne du vent solaire est de l'ordre de 450 km.s^{-1} et il est émis radialement. Du fait de la faible densité de ce plasma, de l'ordre de la particule à la dizaine de particules par cm^{-3} en moyenne à 1 U.A., les particules le composant conservent une grande indépendance les unes des autres (milieu faiblement collisionnel). Enfin, le vent solaire entraîne dans son mouvement d'expansion radiale les lignes du champ magnétique solaire, qui restent ancrées dans la photosphère.

En face de ce vent solaire émis depuis le Soleil, le champ magnétique interne de la Terre fait front. Il est généré à la fois par les mouvements complexes de convection du noyau terrestre (dipôle terrestre) et des mouvements propres de la croûte terrestre (termes quadripolaires et autres harmoniques). En première approximation donc, il est bien représenté par un champ dipolaire décentré et incliné par rapport à l'axe de rotation de la Terre (voir Figure 3, panneau de gauche). Son axe fait un angle d'environ 10° par rapport à l'axe de rotation de la Terre et le dipôle est décentré de 550 km (soit environ 8% du rayon terrestre) du centre de la Terre. Ses pôles sont inversés par rapport aux pôles géographiques. De ce fait, le pôle Sud magnétique est situé à environ 1000 km du pôle Nord géographique (Ng), en direction du Canada, bien qu'il soit à l'heure actuelle (2020) en train de dériver lentement vers la Sibérie. Historiquement, étant dans l'hémisphère Nord il a été nommé pôle Nord magnétique abusivement. Il est noté (Nm) sur la Figure 3. Le pôle Nord magnétique (Sm) se trouve, quant à lui, au large de la Terre Adélie, dans la mer d'Urville. Ce décentrement et cette inclinaison magnétique sont à l'origine d'une zone particulière appelée l'Anomalie de l'Atlantique Sud (S.A.A., 'South Atlantic Anomaly') dans laquelle le champ magnétique est plus faible (Figure 3, panneau de droite). Pour exemple, à la surface de la Terre, l'intensité du champ magnétique au niveau de la SAA est proche de 24 000 nT tandis qu'au point opposé par rapport à l'axe du dipôle, elle est supérieure à 40 000 nT, soit près de 2 fois plus. Enfin, les irrégularités magnétiques dues aux termes quadripolaires sont visibles, essentiellement au-dessus de la Sibérie.

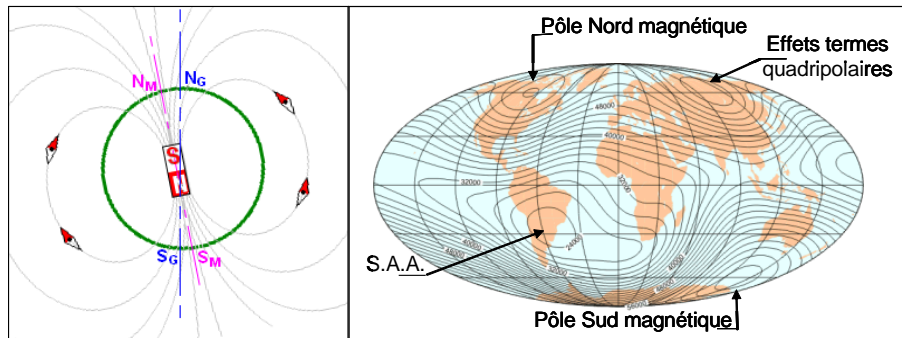


Figure 3 - Caractéristiques générales du champ géomagnétique d'origine interne. A gauche, approximation dipolaire du champ magnétique terrestre ; à droite, planisphère de l'intensité du champ magnétique à la surface de la Terre.

Les interactions entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre engendrent alors une cavité magnétique stable, la magnétosphère (Figure 2, panneau de droite), composée d'un plasma chaud et peu dense issu du Soleil (e^- , H^+ , He^{++} , ...) et de l'atmosphère terrestre (e^- , H^+ , He^{++} , O^+ , O^{++} , ...). Le champ géomagnétique de cette cavité, résultante du couplage champ magnétique interne de la Terre et champ magnétique interplanétaire (Figure 1 et panneau de droite de la Figure 2), empêche la majeure partie du plasma solaire de pénétrer directement à l'intérieur en le déviant. Cependant, environ 2% de l'énergie cinétique du vent solaire impactant l'obstacle terrestre est transférée dans cette cavité magnétique (Harteringer et al., 2011; Sauvaud, 2002). Cette énergie, convertie à travers un couplage électromagnétique, nourrit les processus aussi bien stationnaires que dynamiques régissant la structure de la magnétosphère terrestre. Son enveloppe, la magnétopause est comprimée côté jour à 10 rayons terrestres (RT) en moyenne, pour atteindre environ 16 RT au niveau de l'aube et du crépuscule, et s'allonger ensuite au-delà de l'orbite de la lune du côté nuit.

Au cœur de la magnétosphère terrestre, là où le champ magnétique terrestre domine la majeure partie du temps, se forment les ceintures de radiation. Dans cette région de l'espace, l'intensité du champ magnétique est suffisamment forte, et sa configuration suffisamment proche d'un dipôle magnétique, pour qu'une particule chargée de haute énergie y reste piégée, dans un mouvement continu quasi-périodique (voir paragraphe 1.2). De telles ceintures existent autour de chaque planète possédant un champ magnétique. Pour la Terre, elles sont composées essentiellement d'électrons et de protons d'énergies atteignant respectivement quelques dizaines de MeV et plusieurs centaines de MeV. Elles s'étendent jusqu'à une dizaine de rayons terrestres pour les électrons et un peu moins pour les protons. Le Tableau 1 donne les caractéristiques typiques des ceintures de radiation pour la Terre, ainsi que pour Jupiter et Saturne en comparaison. Les différences en termes d'énergie et d'extension s'expliquent par l'intensité différente des champs magnétiques de ces planètes, ainsi que de leur éloignement au Soleil, limitant ainsi l'influence du vent solaire.

	Particule	Énergie	Extension (rayons planétaires)
Terre	e^-	10 keV-10 MeV	1-10
	p^+	10 keV- < 1 GeV	1-7

Jupiter	<i>e</i>⁻	100 keV – 30 MeV	1- ~20
	<i>p</i>⁺	100 keV – qq. GeV	1- ~20
Saturne	<i>e</i>⁻	10 keV – 10 MeV	1~10
	<i>p</i>⁺	10 keV – 100 MeV	1~10

Tableau 1 : Caractéristiques des ceintures de radiation des différentes planètes "magnétiques"

La durée de vie des particules piégées peut facilement dépasser le mois, voire l'année en fonction de la sous-région des ceintures de radiation considérée. Ainsi, par exemple, dans les années soixante, des essais nucléaires (projet Starfish) ont été conduits dans la haute atmosphère, créant ainsi une ceinture artificielle de particules de hautes énergies qui a été observée pendant plus de dix années (Abel et al., 1994). Si proche de l'atmosphère, i.e. dans la ceinture interne, ce sont principalement les interactions de type coulombien avec l'atmosphère résiduelle qui permettent de limiter leur temps de vie, comme cela a été démontré dès le début de l'ère spatiale (Wentworth et al., 1959). A plus hautes altitudes, les mécanismes limitant la durée de vie des particules piégées sont plus intenses et plus nombreux. Le champ magnétique terrestre est également moins dominant et la composante externe liée au vent solaire tend à modeler la forme externe des ceintures de radiation, définissant par là même une frontière externe aux ceintures de radiation terrestres, appelée limite de piégeage. Bien que la dynamique soit importante dans les ceintures de radiation terrestres, elles montrent globalement une forte stabilité temporelle, au sens où elles ne sont jamais complètement vides, comme le montre la Figure 4, extraite de (Baker et al., 2004) illustrant le contenu de la ceinture externe électrons sur environ un cycle solaire.

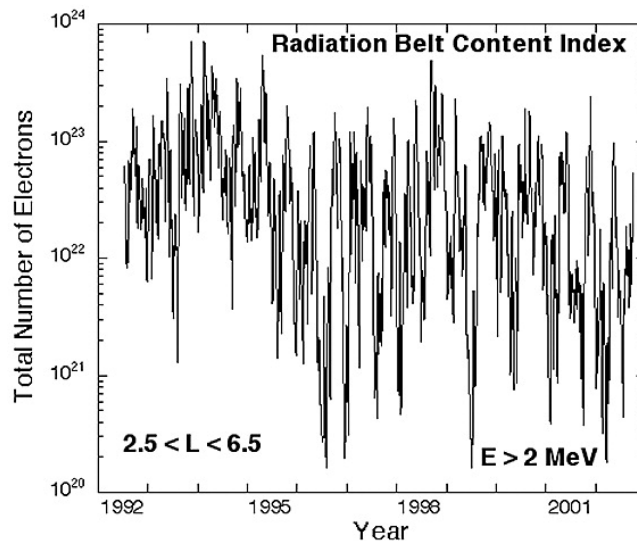


Figure 4 – Valeurs journalières du contenu des ceintures de radiation électrons d'énergie > 2 MeV, entre $2.5 < L < 6.5$, d'après (Baker et al., 2004).

1.1.2. L'activité solaire : des perturbations cycliques et aléatoires régissant la dynamique des ceintures de radiation terrestres

La dynamique des ceintures de radiation est complexe et multi-échelle, que ce soit dans le cas des électrons ou des protons. Comme discuté dans (Miyoshi et al., 2004) et dans (Maget et al., 2007), cette dynamique est directement liée à l'activité solaire. La Figure 4 met en évidence cette notion de cycle répétitif dans la dynamique des ceintures de radiations, ici pour les électrons. La Figure 5 illustre ces dynamiques pour les électrons et les protons telles qu'observées par les détecteurs ICARE puis ICARE-NG sur les missions SAC-C, SAC-D et JASON 2 entre 2000 et 2015. Ces tracés montrent une projection dans l'équateur magnétique selon le paramètre L^* (distance radiale en rayon terrestre d'une ligne de champ magnétique en première approximation) des flux mesurés le long des orbites de ces satellites en orbites basses.

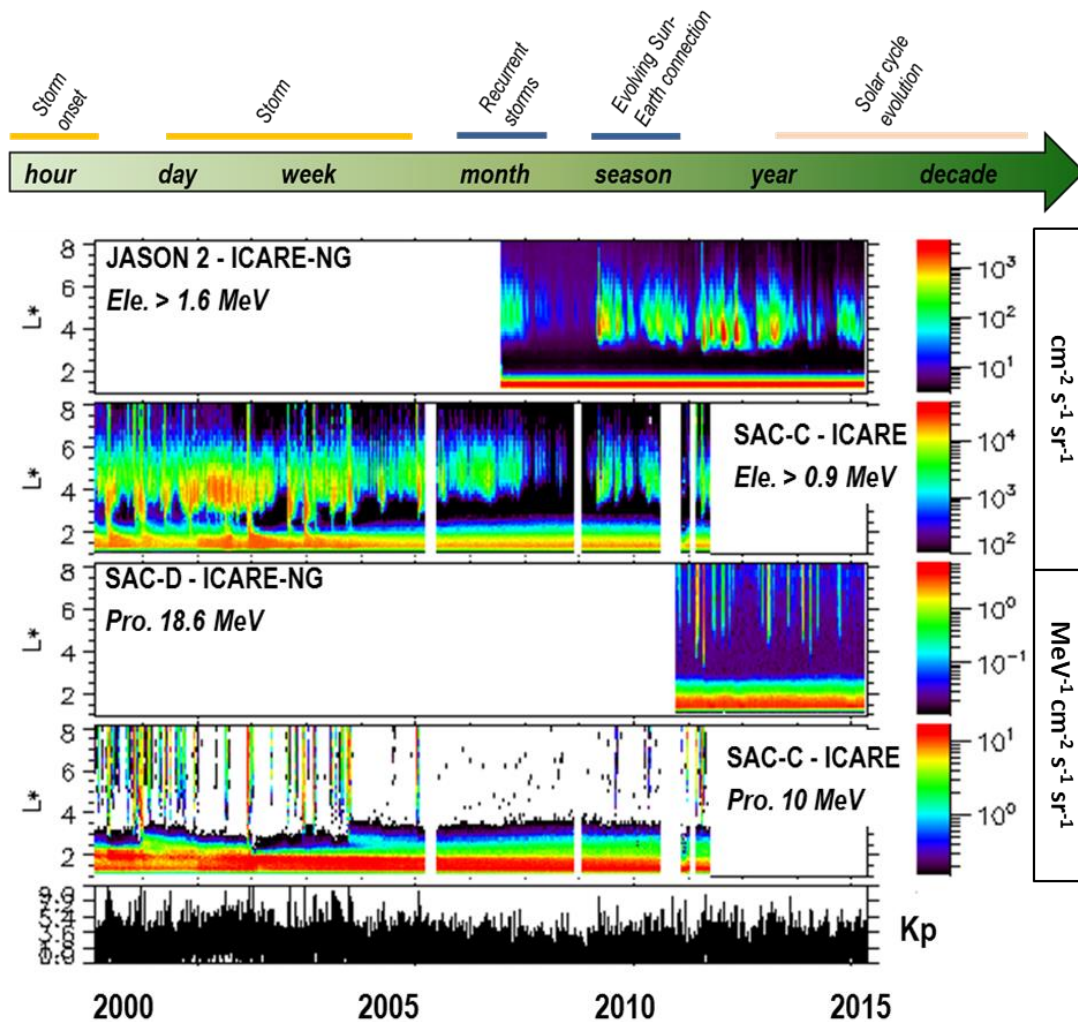


Figure 5 – Schéma des temps caractéristiques de la dynamique des ceintures de radiation terrestres et dynamiques des ceintures de radiation terrestres, observées par la série de détecteurs ICARE et ICARE-NG (CNES / ONERA) de 2000 à 2015. Sont tracés ici des flux omnidirectionnels différentiels pour les protons (en $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) et intégrés (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) selon le paramètre L^* .

On y observe les différentes échelles temporelles caractéristiques de la dynamique des ceintures de radiation (synthétisées sur la Figure 5 et détaillées dans (Maget et al., 2007; Miyoshi et al., 2004) :

- liée au cycle solaire, à l'échelle de la dizaine d'années ;

- liée à la connexion Soleil – Terre, à l'échelle de la saison (plus efficace aux périodes d'équinoxes) ;
- liée à la géo-efficacité des structures émises dans le vent solaire et impactant la magnétosphère terrestre, à l'échelle du jour voire de la semaine.

Le cycle solaire caractérise l'activité cyclique du Soleil liée à la dynamique de ses couches internes. Comme il l'est mentionné dans (Hathaway, 2015), il y a effectivement peu de doutes que le cycle solaire soit de nature magnétique et qu'il soit produit par un processus interne de type dynamo (Charbonneau, 2010). Bien que les détails concernant comment, quand, et où s'opèrent les processus de dynamo restent toujours incertains, plusieurs caractéristiques de cette dynamo sont généralement bien acceptées aujourd'hui, fournissant ainsi un cadre solide pour comprendre le fonctionnement du cycle solaire.

Du point de vue des ceintures de radiation terrestres, ces caractéristiques suffisent pour corrélérer clairement l'activité solaire à la dynamique des ceintures de radiation. La Figure 6 montre quelques-unes de ces caractéristiques. L'intensification de l'activité solaire induit une augmentation des zones actives solaires (figure de gauche) ainsi que de l'occurrence de structures solaires, de type zones actives et trous coronaux. De ces structures sont émis soit sporadiquement soit en continu des particules chargées de différentes énergies, respectivement, CMEs et éruptions solaires, CIRs. Les CMEs et éruptions solaires sont bien synchronisées avec le maximum du cycle solaire, tandis que l'impact des CIRs est plus notable en phase décroissante du cycle solaire, comme à ce moment, les trous coronaux se déplacent vers les régions équatoriales du Soleil. Ces événements modifient les caractéristiques moyennes du vent solaire et par conséquent les effets sur la magnétosphère terrestre. Sur la Figure 6, panneau de droite, sont illustrées les modifications engendrées par l'activité solaire sur les caractéristiques moyennes du vent solaire au cours d'un cycle. Les sondes Ulysses ont ainsi pu cartographier les vitesses, densité et intensité du champ magnétique du vent solaire en fonction de la latitude solaire et du cycle solaire. Enfin, Maget et al. (2007) et Miyoshi et al. (2004) ont montré dans leurs études respectives l'importance de l'historique de l'état de remplissage des ceintures de radiation dans leur réponse à un nouvel événement d'origine solaire. De cela découle donc la dynamique récurrente observée dans les ceintures de radiation terrestres à l'échelle du cycle solaire.

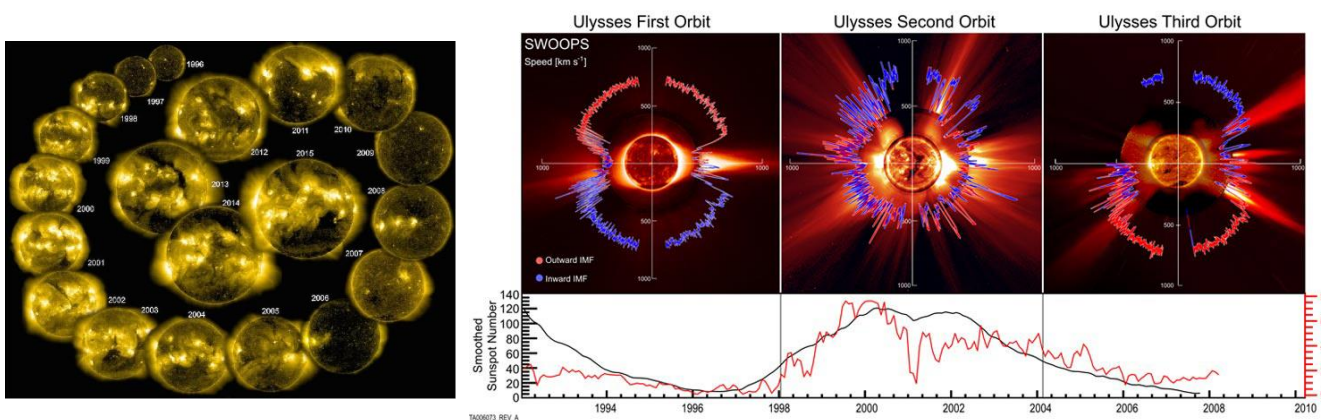


Figure 6 – Illustration du cycle solaire et de la variation d'activités associée. A gauche, une représentation de l'évolution du cycle solaire entre 1996 et 2015 (crédit: SOHO, ESA&NASA). A droite, trois orbites des sondes Ulysses mesurant les caractéristiques du vent solaire à différents moments du cycle solaire (crédit : NASA).

(Baker et al., 1999) ont conclu dans leur étude qu'un rapport d'un facteur deux à trois était clairement observable entre les flux moyens des ceintures de radiation terrestres entre les périodes

d'équinoxes et de solstices. Vassiliadis et al. (2002) listèrent les différentes origines de ces variations semi-annuelles, dans le cas des ceintures de radiation électrons. En particulier, parmi ces origines, l'une des principales consiste en un couplage magnétosphère – vent solaire renforcé au Printemps et en Automne (équinoxes), du fait de deux effets conjugués, difficilement séparables. D'une part, l'inclinaison de l'axe de rotation terrestre par rapport au plan de l'écliptique autour des équinoxes induit la connexion de plus hautes latitudes solaires avec la magnétosphère terrestre. La vitesse radiale du vent solaire émis est ainsi intensifiée par le fait de la présence de trous coronaux à ces latitudes comme le montre la Figure 6, panneau de droite. D'autre part, l'axe terrestre est également incliné, le nez de la magnétosphère est plus proche du plan écliptique également à cette période. En conséquence, les caractéristiques moyennes du vent solaire (en particulier la vitesse radiale) se voient renforcées et la magnétosphère davantage contrainte par une pression accrue. Les structures solaires émises sont en conséquence plus géo-effectives du point de vue des ceintures de radiation terrestres, leurs occurrences étant donc une nouvelle fois renforcées.

Derrière ces dynamiques à moyen et long termes, on retrouve toujours des événements « unitaires » à l'origine des orages géomagnétiques. C'est l'augmentation ou la diminution de la probabilité d'occurrence de tels événements solaires venant contraindre et stresser la magnétosphère qui induit ces dynamiques saisonnières et liées au cycle solaire. Notre magnétosphère est loin d'être imperméable et de constituer une frontière stable entre l'influence solaire et l'influence terrestre. Beaucoup d'énergie est transmise entre le vent solaire et l'intérieur de la magnétosphère au cours des reconnections magnétiques (Dungey, 1961). La mission actuelle MMS est dédiée à l'étude de ces processus et à leur quantification. Comme le mentionne Hasegawa et al. (2016) dans leur étude récente basée sur les données MMS, la reconnection au niveau de la magnétopause reste encore mal connue aujourd'hui, et la mission actuelle permet de mieux comprendre ces mécanismes. Les ceintures de radiation, situées au cœur de la magnétosphère interne, ne bénéficient que de quelques pourcents de cette énergie transférée depuis le vent solaire (Sauvaud, 2002), proportion toutefois suffisante pour être à l'origine de plus de 50% des anomalies observées à bord des satellites artificiels.

Cette faible proportion induit une difficulté importante pour prévoir et caractériser leurs dynamiques au cours d'un orage géomagnétique. Reeves et al. (2003) ont montré que des orages géomagnétiques produits par des structures similaires du vent solaire pouvaient avoir des conséquences très différentes dans les ceintures de radiation. L'historique du remplissage des ceintures de radiation et la combinaison d'événements sont en effet à l'origine de dynamiques très différentes. La modélisation des ceintures de radiation doit être capable de prendre en compte ces paramètres. Les structures du vent solaire pilotant la dynamique intense des ceintures de radiation sont bien entendu :

- les éjections de masses coronales ;
- les trous coronaux et les régions d'interactions en corotation associées ;
- les éruptions solaires.

Du point de vue des ceintures de radiation, les dynamiques engendrées par ces événements peuvent être très différentes. La Figure 7 présente deux orages géomagnétiques induits respectivement par une CIR en septembre 2003 et par une CME en août 2005. Sur le panneau de gauche sont tracés les flux mesurés par le satellite NOAA-POES 15 pour différentes énergies électrons. Lors du passage du CIR au niveau de la magnétosphère, un orage se produit dans les ceintures de radiation. Les flux à toutes les énergies (y compris à 3 MeV) sont intensifiés et poussés vers la Terre (faibles valeurs de L*). A la

différence, la CME provoque un orage géomagnétique plus violent (les électrons sont poussés davantage vers la Terre) et anisotrope en énergie. En particulier, aucun électron de 3 MeV n'est créé au cours d'un orage de ce type. Cela montre que les processus en jeu dans les ceintures de radiation au cours de ces deux événements sont différents, ou du moins l'équilibre entre toutes les interactions existantes ne s'établit pas de la même manière.

Le panneau de droite de la Figure 7 montre l'évolution des indices géomagnétiques typiques (Kp, Dst et AE) au cours de ces orages. Ils donnent une information sur l'énergie transférée du vent solaire au cœur de la magnétosphère. On voit nettement que les caractéristiques de ces événements diffèrent également à ce niveau. Tandis qu'une CIR est un événement étalé sur plusieurs jours, induisant un Kp moyen (maximum d'environ 7 ici), la CME est plus courte (de l'ordre d'une journée) mais plus intense (Kp atteint la valeur maximale de l'échelle, soit 9). L'indice Dst montre une évolution également très différente entre les deux événements. Dans le cas de la CME, la forte perturbation du champ magnétique associée est à l'origine de la mise en place d'un courant annulaire intense près de la Terre. Ces deux exemples illustrent la forte corrélation existante entre ces indices géomagnétiques et la dynamique des ceintures de radiation. De nombreuses études ont été menées pour quantifier cela, dont en particulier la thèse de R. Bénacquista (Bénacquista, 2017).

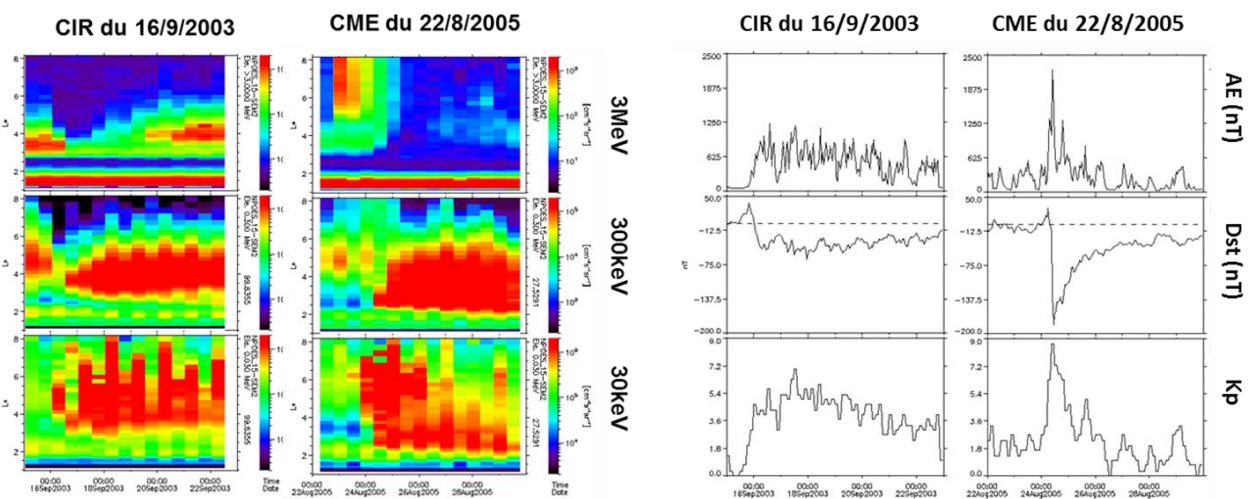


Figure 7 – Orages géomagnétiques induits par une CIR (16 septembre 2003) et par une CME (22 août 2005). Le panneau de gauche présente l'évolution des flux électrons au cours de ces orages. Le panneau de droite présente l'évolution des indices géomagnétiques au cours de ces événements.

Toutefois, cette corrélation est loin d'être directe du fait des non linéarités intrinsèques à la dynamique des particules piégées dans les ceintures de radiation, et les indices géomagnétiques sont insuffisants pour décrire toute la dynamique observée dans les ceintures de radiation (Borovsky & Shprits, 2017; Forsyth et al., 2016). En effet, la dynamique des ceintures de radiation est une mécanique complexe dont les rouages (i.e. les interactions des particules piégées avec les ondes électromagnétiques intensifiées en période d'orage (Aryan et al., 2014), avec la plasmasphère ou encore avec le champ magnétique lui-même) sont pilotés par les perturbations électromagnétiques atteignant le cœur de la magnétosphère. L'évolution des flux de particules piégées est alors uniquement la résultante d'interactions « secondaires » (voir par exemple (Foster et al., 2017) et références associées).

De nombreux résultats ont montré les liens directs et indirects entre indices géomagnétiques et l'évolution de la population piégée dans les ceintures de radiation, que ce soit pour les électrons ou les protons (Aryan et al., 2014; Geoffrey D. Reeves et al., 2016; Xu et al., n.d.; Zhao et al., 2017; Zhao & Li,

2013). Toutes mettent en évidence une corrélation avec ces indices ainsi qu'une seconde avec les caractéristiques du vent solaire impactant la magnétosphère. En fonction de la position dans les ceintures de radiation, de l'énergie ou encore du type d'événement, ces corrélations évoluent. Par exemple, près de la frontière externe des ceintures de radiation, les pertes par traversée de la magnétopause dominant et une corrélation directe avec les paramètres du vent solaire est quantifiable comme l'a montré Herrera et al. (2016) dans leur étude de ce processus. Plus au cœur des ceintures de radiation, les indices Kp ou aa sont mieux corrélés à l'évolution des flux, et plus représentatifs de l'apport énergétique dans les ceintures de radiation au cours d'événements comme décrit dans l'étude de Rochel et al. (2016). Enfin un décalage temporel variable est également à prendre en compte dans la réponse des ceintures de radiation à une perturbation solaire, pouvant atteindre plus de 24h (Asikainen & Ruopsa, 2016; Borovsky et al., 1998). Wing et al. (2016) ont en particulier montré que ces délais pouvaient même dépasser plusieurs jours en fonction des déclencheurs solaires, rappelant à quel point le couplage vent solaire – magnétosphère est complexe.

Enfin, en ce qui concerne nos deux exemples d'événements solaires, on a tracé sur la Figure 8 les paramètres de vent solaire associés. Une nouvelle fois, les dynamiques, y compris dans le vent solaire, sont différentes, comme détaillé dans l'étude statistique de Denton et al. (2006). On retrouve en particulier pour la CIR une forte augmentation de la vitesse du vent solaire pendant plusieurs jours. Cette augmentation va induire des perturbations continues dans la magnétosphère interne, résultant en une intensification des ondes électromagnétiques de types Chorus, capables à leur tour d'énergiser les électrons des ceintures de radiation à plusieurs MeV (Thorne, 2010) comme observé sur la Figure 7, panneau de gauche. Au contraire, la CME présente une accélération du vent solaire moins importante et plus courte. En contrepartie, la composante B_z du champ magnétique interplanétaire est fortement perturbée à son passage et la pression augmente drastiquement. Ces caractéristiques, analysées en détails dans Herrera et al. (2016), sont à l'origine de pertes rapides dans la partie externe des ceintures de radiation. Ainsi, la réponse des ceintures de radiation est à la fois pilotée par les caractéristiques mêmes des structures d'origine solaire impactant la magnétosphère, et par le transfert d'énergie indirect vers le cœur de la magnétosphère.

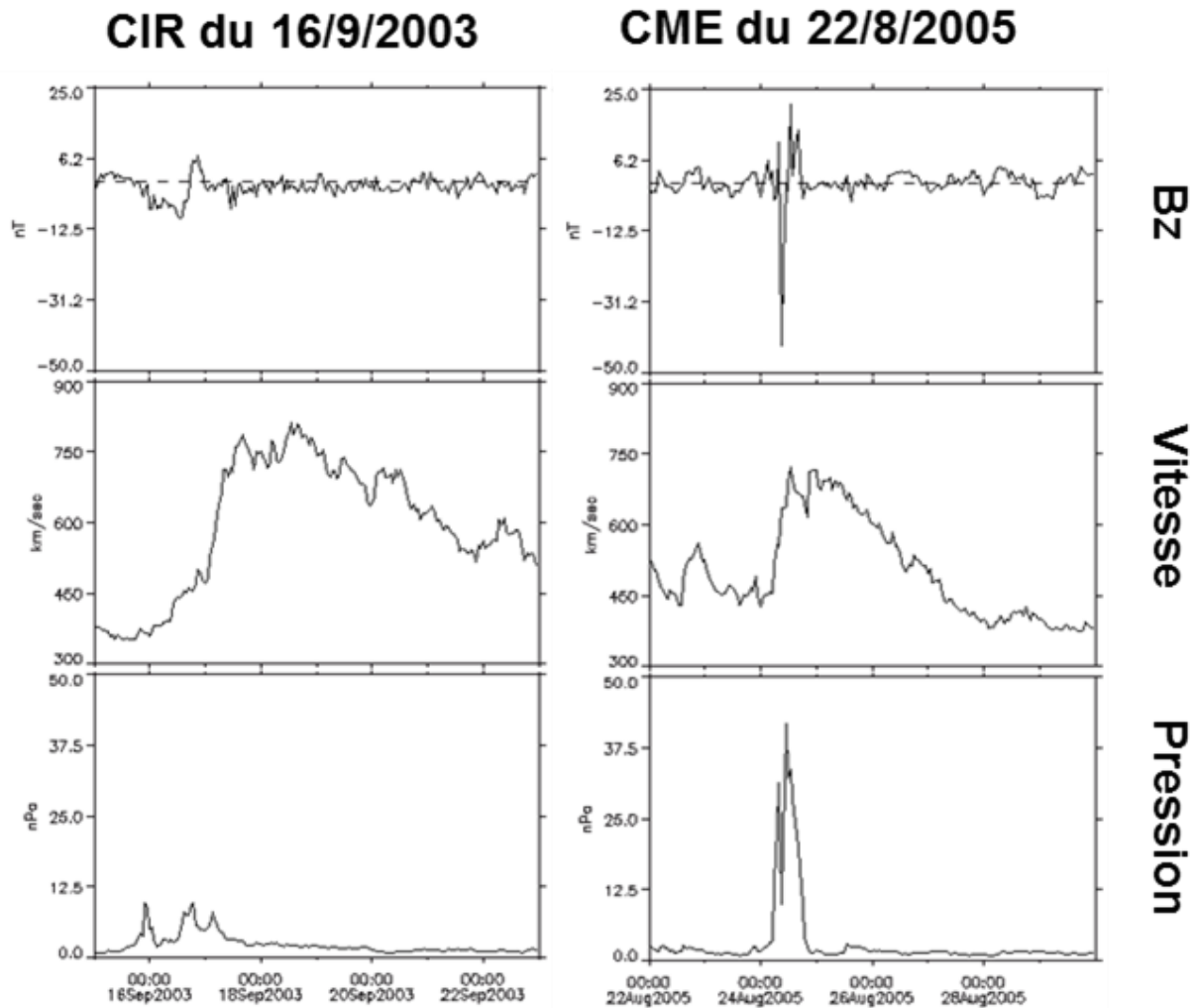


Figure 8 – Evolution des paramètres du vent solaire en L1 au passage de la CIR du 16 septembre 2003 et de la CME du 22 août 2005.

Ces dynamiques, bien que présentées dans le cas électrons, sont également observables dans le cas des protons. Une partie des interactions que subissent les particules piégées par le champ magnétique est indépendante de la charge. Les travaux menés en ce sens seront présentés dans le chapitre 2. Cependant dans le cas des protons de hautes énergies, un événement solaire supplémentaire, l'éruption solaire, joue un rôle primordial de source de particules (Baker et al., 2017; Maget et al., 2008). Ce sont des phénomènes disruptifs libérant une intense énergie depuis la chromosphère et la partie basse de la couronne solaire sous forme de rayonnements et de particules de très hautes énergies (essentiellement des protons de plusieurs dizaines de MeV). Elles sont émises depuis les régions actives du Soleil, puis potentiellement accélérées dans le vent solaire par le choc d'une CME. Ces régions actives sont aussi les régions d'où émanent les CMEs. Bien que sans corrélation directe entre elles, la synchronisation ou non de l'arrivée d'une éruption solaire au niveau de la magnétosphère et d'un orage géomagnétique (induit soit par une CME ou un trou coronal), va permettre de vider (asynchronisme) ou piéger des protons supplémentaires (synchronisme) pour des énergies au-delà de la dizaine de MeV. La Figure 9 suivante est extraite de (Maget et al., 2008) et montre l'importance de ce synchronisme dans l'évolution de la ceinture de radiation protons de hautes énergies. Ainsi, l'orage de mars 1991, synchronisé avec une éruption solaire, a permis de piéger des protons de haute énergie durablement. Ce n'est qu'en novembre 2003, qu'un autre événement (asynchrone cette fois-ci, soit un cycle solaire plus tard) a permis de vider en

partie cette ceinture protons. Ce mécanisme supplémentaire qui mélange la synchronisation entre une source de particules intermittente (les éruptions solaires) et un processus de piégeage (le blindage géomagnétique) est donc une caractéristique supplémentaire qu'une modélisation représentative des ceintures de radiation doit également prendre en compte. Les travaux menés sur cette thématique sont présentés dans le chapitre 2.

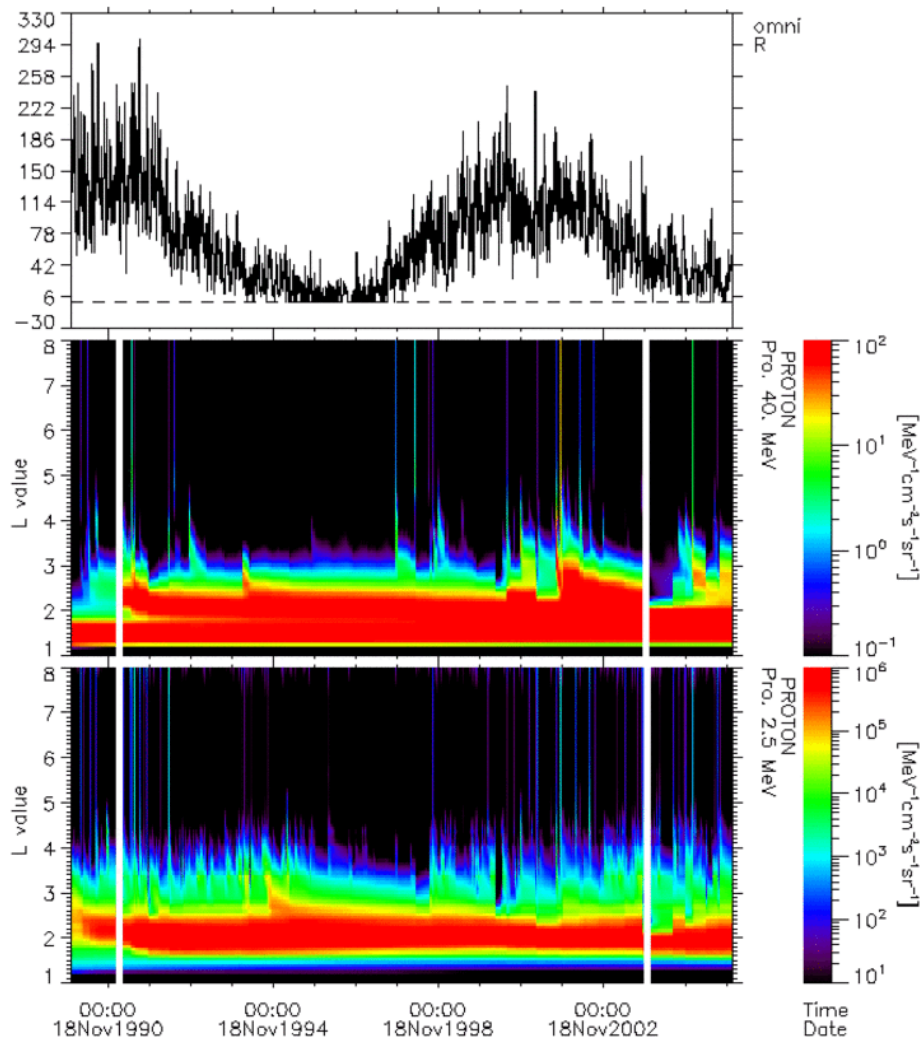


Figure 9 – Evolution de flux de protons en fonction du cycle solaire, par simulation d'assimilation de données directes avec le modèle Salammbô (figure extraite de (Maget et al., 2008)).

En conclusion, une modélisation réaliste de la dynamique des ceintures de radiation doit pouvoir prendre en compte ces différentes échelles de temps tout en étant capable de différencier la dynamique induite par chaque type d'événement. Il faut donc disposer des paramètres dynamiques représentatifs de l'activité induite dans les ceintures, à savoir :

1. les paramètres du vent solaire caractérisant l'impact des structures propagées depuis le Soleil sur la magnétosphère,
2. les indices géomagnétiques, caractérisant l'énergie transférée dans la région interne de la magnétosphère où sont situées les ceintures de radiation.

1.2. Modélisation des particules piégées par le champ magnétique terrestre

Le cœur de mes recherches est dédié à la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation et leurs interactions physiques avec leur environnement. Je reprends en conséquence, ici, les bases de la théorie de cette modélisation et son application pratique dans le cadre du code scientifique Salammbô. La logique des modélisations des ceintures de radiation est la même et repose sur les étapes et approximations suivantes, décrites dans de nombreux ouvrages dont en particulier (Bourdarie, 1996; Northrop, 1963; Roederer, 1970; Roederer & Zhang, 2014) :

- **Description statistique de la physique des ceintures de radiation et mécanique Hamiltonienne**
Cette étape consiste à formaliser le problème avec tous les outils mathématiques nécessaires et les hypothèses adéquates quant à la physique mise en jeu dans les ceintures de radiation.
- **Modélisation physique : Invariants adiabatiques et estimation de l'intégrale de collision**
Cette étape consiste à rendre modélisable numériquement la base théorique mise en place, en s'appuyant sur des hypothèses et approximations adaptées à notre problème.
- **Formulation pratique : cas du code scientifique Salammbô**
Cette dernière étape consiste à adapter la modélisation numérique aux interactions physiques en jeu dans les ceintures de radiation, étape propre à chaque laboratoire ayant développé un tel code scientifique.

1.2.1. Description statistique de la physique des ceintures de radiation et mécanique Hamiltonienne

Une particule chargée évoluant dans le champ électromagnétique terrestre subit la force électrostatique, la force de Lorentz et la force gravitationnelle. Dans le cas des particules que nous considérons (électrons et protons essentiellement), la masse est faible par rapport à leur énergie cinétique. En conséquence, la force gravitationnelle peut être négligée, et il en va de même pour la force électrostatique (hormis aux limites de piégeage, sur lesquelles je reviendrai dans le paragraphe 3.2). Il ne reste donc que la simple force de Lorentz. Cependant, cette approche ne permet de décrire que le mouvement des particules une à une (échelle microscopique).

Les ceintures de radiations sont composées d'un très grand nombre de particules et l'on souhaite décrire leurs compositions globales, à l'échelle macroscopique (Diu, 1989). L'idée est donc d'utiliser la physique statistique et de décrire leurs évolutions à l'échelle d'un petit volume représentatif $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$ (dans l'espace à 6 dimensions position " \vec{r} " – quantité de mouvement " \vec{p} "), c'est-à-dire :

- **suffisamment petit** pour que l'on puisse supposer que toutes les particules le constituant suivent une évolution temporelle proche (une particule appartient à $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$ si sa position est dans l'intervalle $[\vec{r}, \vec{r} + \delta\vec{r}]$ et sa quantité de mouvement comprise dans $[\vec{p}, \vec{p} + \delta\vec{p}]$);
- **suffisamment grand** pour qu'il contienne un nombre représentatif de particules, bien que n'interagissant pas entre elles.

La quantité δn de particules dans $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$ est égale à $\delta n = f_p(\vec{r}, \vec{p}, t) \delta r^3 \delta p^3$, où $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est la fonction de distribution dans l'espace (\vec{r}, \vec{p}) . La description de la dynamique à l'échelle macroscopique des ceintures de radiation consiste finalement à décrire l'évolution de $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$ au cours du temps en tout point de l'espace à 6 dimensions (\vec{r}, \vec{p}) . Pour cela, on utilise l'équation de Boltzmann (Diu, 1989) :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f_p}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f_p}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f_p}{\partial t} \right)_c$$

Le terme de gauche décrit l'évolution déterministe liée aux forces en jeu au niveau microscopique, dans notre cas la force de Lorentz. Le terme de droite traduit quant à lui les interactions entre particules à l'échelle macroscopique de type « collisionnelles » au sens large, appelée « intégrale de collision ». Toutes les interactions entre les particules réelles et leur environnement (autres particules, ondes électromagnétiques, etc...) sont traduites sous la forme d'une variation temporelle de la fonction de distribution $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$. En particulier le théorème de Liouville (Diu, 1989; Roederer & Zhang, 2014) démontre qu'un volume $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$, s'il n'est pas soumis à des interactions extérieures, évolue d'un bloc temporellement, et ne perd ni ne gagne de particules au cours du temps.

Cette équation très générale ne permet pas de classifier simplement les particules évoluant dans les ceintures de radiation. Pour cela, une première transformation est préférée pour ce problème : passer dans l'espace des phases Actions – Angles de la mécanique Hamiltonienne. L'intérêt ici (comme cela est décrit dans (Bourdarie, 1996) et (Roederer & Zhang, 2014)) est double :

- cette mécanique conserve les propriétés intrinsèques à la physique, en particulier le théorème de Liouville mentionné ci-dessus ;
- elle permet de définir des variables généralisées et canoniques liées à la physique du système que l'on souhaite modéliser, et pouvant ainsi simplifier sa description en « ordonnant » de manière plus logique les particules le constituant.

Je ne décris pas davantage cette mécanique comme elle l'est déjà dans les références ci-dessus, et cela n'apportant que peu à ce manuscrit. Je m'attache plutôt à présenter « le résultat » pratique de ces considérations dans le paragraphe suivant.

1.2.2. Modélisation physique : Invariants adiabatiques et estimation de l'intégrale de collision

La mécanique Hamiltonienne nous fournit donc un cadre généralisé pour décrire macroscopiquement l'évolution d'un système donné. Dans le cas des particules piégées dans les ceintures de radiation, deux hypothèses peuvent être faites :

- a. Le champ magnétique terrestre constitue la force principale piégeant ces particules ;
- b. La dynamique macroscopique peut être traitée, au cœur des ceintures de radiation, sous la forme de perturbations.

L'hypothèse (a) permet de décrire le mouvement des particules piégées par trois mouvements quasi-périodiques, que sont la giration, le rebond et la dérive, comme illustré sur la Figure 10. La giration est intrinsèque à l'évolution d'une particule chargée dans tout champ magnétique. Il n'en va pas de même pour le rebond et la dérive qui sont liés directement à la topologie du champ magnétique terrestre, induisant une courbure de champ et un gradient radial. De plus les périodes caractéristiques de ces mouvements sont très distinctes les unes des autres. De ce fait, et en suivant la démarche de (Northrop, 1963), il est possible d'exprimer les variables actions - angles de la mécanique Hamiltonienne en fonction des caractéristiques de ces mouvements périodiques, moyennant l'utilisation d'un système de coordonnées adéquat comme je vais le détailler davantage dans la suite.

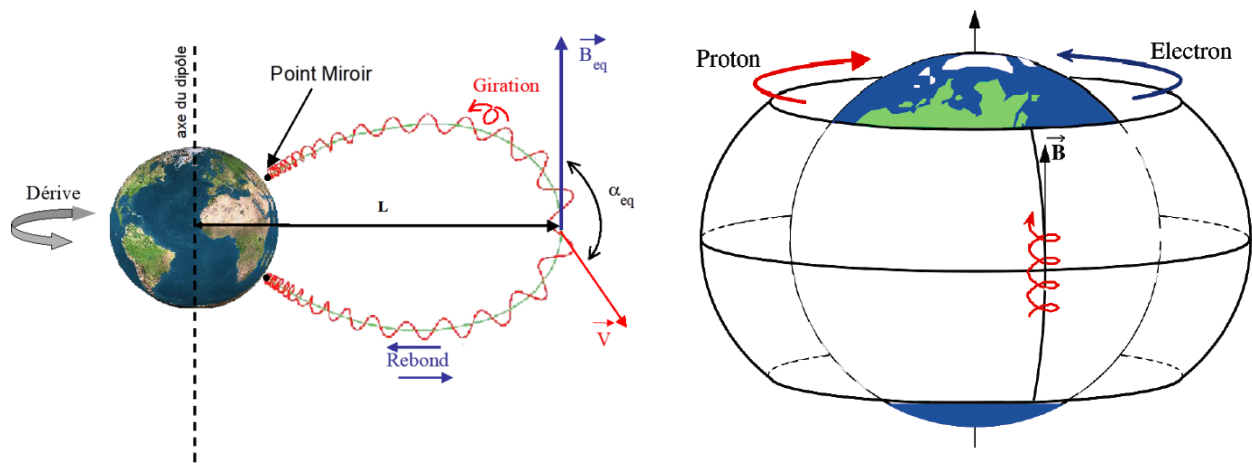


Figure 10 – Illustration des mouvements quasi-périodiques des particules chargées piégées par le champ magnétique terrestre

Tout d'abord, il est important de comprendre comment décrire physiquement le comportement de la population qui nous intéresse, c'est-à-dire les particules piégées dans les ceintures de radiation. Ainsi, dans un champ magnétique quelconque, il est toujours possible de définir le moment magnétique M d'une particule chargée. Il caractérise le mouvement de giration associé. La position exacte de la particule dans son mouvement étant alors repérée par l'angle associé φ_M . Tant que le champ magnétique reste statique ou évolue lentement par rapport à la période de giration, les caractéristiques du mouvement ne sont pas modifiées, ou seulement de manière conservative : le bloc giration de moment magnétique M suivra l'évolution lente du champ magnétique dans lequel il évolue :

- Si B se déplace, il se déplacera avec lui ;
- si B s'intensifie, alors la particule gagnera en énergie et son rayon de giration sera réduit.

On parle alors de mouvement adiabatique. Le moment magnétique reste ainsi inchangé au cours d'un tel mouvement. Néanmoins, l'environnement magnétique de la particule étant changé, cette dernière voit son énergie et sa position modifiée. Il est possible de démontrer (Northrop, 1963) que la conservation du moment magnétique est équivalente à l'évolution de l'énergie de la particule réelle dans son repère local, centré sur son centre de giration (qui, lui, suivra les déplacements lents du champ magnétique).

Dans le cas des ceintures de radiation, la giration n'est que le premier mouvement du piégeage magnétique (elle s'effectue à l'échelle de la micro à la milliseconde). Le mouvement global est plus complexe. Pour mieux le caractériser, on utilise la théorie du centre guide qui permet de réduire les dimensions du problème en supposant la giration assurée (M conservé) et en ne décrivant plus que le mouvement résiduel du centre de giration (une particule réelle restant repérée par M et sa position angulaire φ_M). Cette simplification est illustrée sur le tracé central de la Figure 11. C'est seulement dans ces conditions que la grandeur J , caractéristique physique du rebond et équivalente à une tension magnétique le long de la ligne de champ, peut être définie. De même, en considérant à son tour un « super » centre guide projeté dans l'équateur magnétique de caractéristiques M et J , comme l'illustre la Figure 11 (droite), on définit la grandeur ϕ , caractéristique physique de la dérive et équivalente à une rigidité magnétique sur laquelle se déplace alors les particules. De même que pour la giration, la position d'une particule piégée réelle est alors obtenue en associant une position angulaire à chacun de ces mouvements (φ_J, φ_ϕ).

En s'appuyant sur l'hypothèse (a), on est donc en mesure de caractériser notre population piégée non plus selon les variables usuelles de mouvement (position-vitesse) mais selon des grandeurs physiques des mouvements quasi-périodiques subies par ces particules. L'intérêt est que ces grandeurs sont liées à la fois aux caractéristiques propres de la particule piégée (charge, énergie, position) et aux caractéristiques de son environnement magnétique. Notre population est ainsi « triée » physiquement, et l'effet d'une variation magnétique sera ressentie de manière identique par toutes les particules ayant les mêmes grandeurs M, J et ϕ . Le problème à traiter est ainsi simplifié.

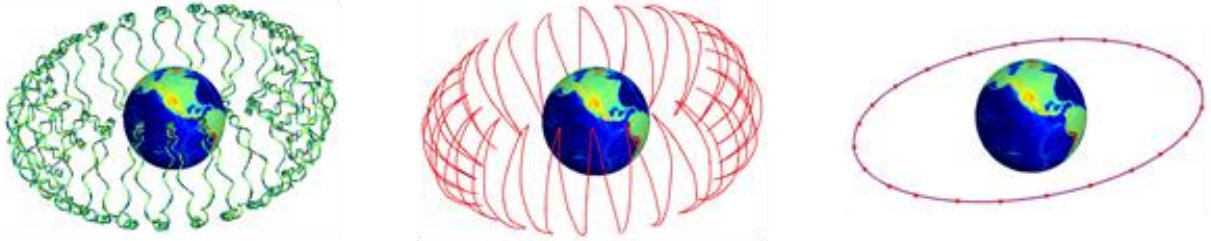


Figure 11 – Illustration du formalisme mis en place pour décrire la dynamique des particules piégées dans le champ magnétique terrestre : (à gauche) trajectoire réelle d'une particule chargée, (au milieu) trajectoire de son centre-guide, (à droite) trajectoire du centre guide projeté dans l'équateur magnétique.

Cependant, pour décrire numériquement l'évolution de cette population, il reste nécessaire de s'appuyer sur un formalisme respectant les lois de la physique. Comme précisé précédemment le formalisme très général de la mécanique Hamiltonienne est bien adapté ici. Les détails des calculs des variables actions-angles associées peuvent être trouvés dans (Bourdarie, 1996) et en particulier leurs expressions dans un champ magnétique dipolaire dans (Maget, 2007). L'hypothèse (b) nous permet de décrire l'évolution du système « ceintures de radiation » sous la forme de perturbations. Ainsi nos variables actions peuvent être considérées comme des invariants adiabatiques ($\frac{d\vec{\varphi}}{dt} = 0$ et $\frac{d\vec{J}}{dt} = 0$) et peuvent être approximés par une décomposition en série de Taylor dont les termes d'ordre 0 correspondent à nos variables physiques M, J et ϕ (Northrop, 1963; Roederer & Zhang, 2014). On retrouve ainsi en particulier la notion de centre guide, c'est-à-dire, assimiler la trajectoire d'une particule piégée réelle à celle de son centre de giration.

A ces variables actions, caractéristiques des mouvements périodiques de giration (M), de rebond (J) et de dérive (ϕ), on retrouve associées les variables angles ($\varphi_M, \varphi_J, \varphi_\phi$), représentant la position d'une particule donnée de caractéristiques de mouvement (M, J, ϕ) dans ses trois mouvements distincts. Ainsi nous retrouvons donc notre référentiel physique, permettant de classer nos particules physiquement. On réécrit alors l'équation de Boltzmann sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{\varphi}} + \frac{d\vec{J}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{J}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Avec $\vec{\varphi} = (\varphi_M, \varphi_J, \varphi_\phi)$, $\vec{J} = (M, J, \phi)$ et f la fonction de distribution dans cet espace à 6D.

Bien que plus adéquate pour notre problème, cette équation de Boltzmann reste très difficile à résoudre, en particulier le terme de droite, « l'intégrale de collision ». En effet, pour le déterminer complètement, il faudrait connaître les populations tierces et les champs électromagnétiques à chaque instant et chaque point dans les ceintures de radiation (Fälthammar, 1965; Lejosne, 2019; Roederer & Zhang, 2014). Or, avec nos connaissances actuelles, cela n'est pas possible. Pour la résoudre, une méthode usuelle consiste à dériver notre équation sous la forme d'une équation de type Fokker-Planck (Davis & Chang, 1962;

Roederer & Zhang, 2014). Le terme de gauche reflète toujours la dynamique déterministe d'une cellule unitaire dans l'espace des phases. Par contre, le terme de droite est traité de manière stochastique pour obtenir une estimation de l'intégrale de collision. Risken & Frank (1996) expliquent, voir Figure 12 (adaptée de leur synthèse), qu'un système aussi complexe ne peut être résolu simplement. Des hypothèses et approximations doivent être faites afin de pouvoir estimer quantitativement l'intégrale de collision. Il a été démontré (Pawula, 1967; Risken & Frank, 1996) que l'équation de Boltzmann pouvait être approximée (au second ordre) par une équation de type Fokker-Planck, tant que l'on peut considérer que les variations restent petites et qu'elles s'effectuent à une échelle de temps caractéristique du système observé (Roederer, 1970).

La Figure 12 synthétise ce niveau de description. Ne pouvant rester au niveau de description microscopique (trajectoire et interactions de chacune des particules piégées), une description macroscopique est adoptée (équation de Boltzmann). Cependant, ne pouvant connaître parfaitement à chaque instant et à chaque point de l'espace l'environnement complet des particules piégées (champs électromagnétiques et populations tierces dans notre cas), un traitement déterministe complet ne peut être réalisé pour résoudre notre problème. Il est donc nécessaire de se « rabattre » sur un traitement stochastique, avec les approximations qui en découlent, en s'appuyant sur les informations à notre disposition pour guider physiquement cette résolution.

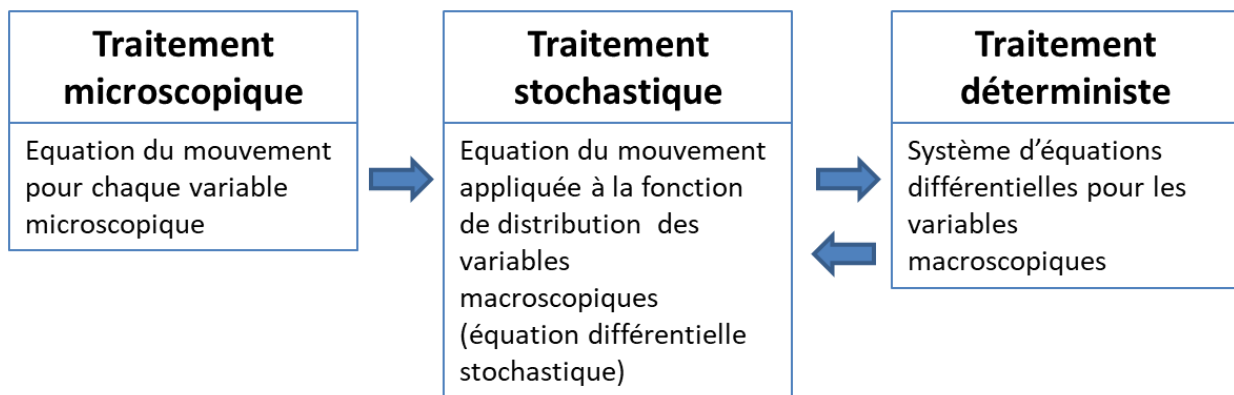


Figure 12 - Méthodes de résolution d'un système complexe en fonction de nos connaissances (adapté de (Risen & Frank, 1996)). Les flèches de gauche à droite montrent le cheminement d'une résolution rigoureuse du système complet. Lorsque l'on manque d'informations, dans ce cas, il est nécessaire de revenir « en arrière » (flèche de droite à gauche) en se basant sur des hypothèses et caractérisations stochastiques ou plus générales pour pouvoir résoudre le problème « approximativement ».

Dans notre cas, cela se traduit de la manière suivante. D'un côté, nous avons trois périodes/fréquences caractéristiques :

- **la giration** : de l'ordre de la micro à la milliseconde, soit une fréquence de l'ordre du kHz ;
- **le rebond** : de l'ordre de la seconde, soit une fréquence de l'ordre du Hz ;
- **la dérive** : de l'ordre de la dizaine de minutes à l'heure, soit une fréquence de l'ordre de 1-10 mHz.

De l'autre côté, nous avons fait l'hypothèse que nous pouvions décrire notre problème sous la forme de perturbations de grandeurs caractéristiques (rigidités de mouvement) liées à ces trois mouvements : les invariants adiabatiques.

La méthode consiste alors à estimer les interactions à l'échelle caractéristique de ces mouvements. On traduit les interactions multiples par des probabilités d'interactions et on en déduit des termes de diffusion d'ordre 1 et 2 (décomposition au second ordre du problème, voir par exemple (Roederer & Zhang, 2014) page 117 ou (Risken & Frank, 1996) page 5). En contrepartie, traiter le problème de cette manière implique de supposer une distribution homogène sur le mouvement considéré. Roederer & Zhang (2014) l'illustrent très bien (page 10) dans le cas du moment magnétique M.

L'invariant ϕ , du fait de sa fréquence la plus faible, est le plus apte à subir des interactions résonnantes. C'est la fameuse diffusion radiale. Les ondes électromagnétiques de type ULF et les variations spatio-temporelles du champ magnétique terrestre peuvent résonner avec la période de dérive des électrons et des protons des ceintures de radiation (Fälthammar, 1965; Hudson et al., 2004; Lejosne, 2019). Si l'on considère une coquille de dérive (M,J, ϕ) donnée, les particules piégées la constituant vont subir chacune de petites résonnances qui vont, à l'échelle de temps de la dérive, les disperser selon des trajectoires différentes. Ceci est très bien décrit dans la thèse de S. Lejosne (Lejosne, 2013) et sa récente revue du processus (Lejosne, 2019). L'effet macroscopique résiduel est une diffusion globale selon la grandeur ϕ . Il est démontré (et cela est valide pour chaque invariant) que le terme de diffusion d'ordre 1 (dans la décomposition de Fokker-Planck) est « proportionnel » au terme d'ordre 2 afin d'assurer un système entropiquement stable ((Roederer & Zhang, 2014), pages 119 et 120). Il disparaît donc de l'équation finale ci-après, « absorbé » par le terme d'ordre 2 (calcul adapté).

Les interactions résonnantes avec les ondes électromagnétiques de types VLF (de l'ordre du kHz) et les interactions coulombiennes avec l'atmosphère résiduelle et le plasma froid environnant (plasmasphère et feuillet neutre) vont induire à leur tour une diffusion, mais cette fois-ci à l'échelle de temps caractéristique des mouvements de rebond et de giration. Il n'est pas question ici de rentrer dans les détails, l'idée n'étant que d'illustrer la méthodologie pour aboutir à l'équation finale régissant la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation. Les détails des calculs sont par ailleurs décrits précisément dans la thèse de S. Bourdarie (Bourdarie, 1996). L'équation finale de Fokker-Planck décrivant la dynamique des ceintures de radiation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{J_i J_j} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) + S - P$$

Les variables J_i correspondent à nos invariants adiabatiques, le terme S au terme de source potentielle et le terme P au terme de pertes directes.

Cette équation réduite décrit une approximation des ceintures de radiation dans lesquelles les particules sont distribuées de manière homogène sur une coquille de dérive donnée, sur un rebond donné, et sur une giration donnée ($\frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \vec{0}$). Il est possible d'affiner cette description en refaisant le travail inverse (cf Figure 12). Ainsi si l'on souhaite connaître la distribution réelle selon un mouvement donné, il faut être en mesure de décrire de manière déterministe les interactions subies à cette échelle de temps caractéristique. Cela implique de ne plus considérer ce mouvement comme un invariant et ce raffinement doit s'effectuer dans un ordre cohérent. La première variable à affiner serait donc le mouvement de dérive. On peut ainsi écrire notre équation sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \frac{d\phi}{dt} \frac{\partial f}{\partial \phi} = \sum_{i,j=1}^2 \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{J_i J_j} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) + S - P$$

La nouvelle fonction de distribution f sera dépendante de la variable position φ , assimilable au temps local magnétique (MLT). Grâce à un tel raffinement, il devient possible de décrire les anisotropies selon cette dimension si l'on est en mesure de décrire correctement et de manière déterministe la dynamique associée, c'est-à-dire l'advection bidimensionnelle ($\frac{d\varphi}{dt} = 0$ et $\frac{d\phi}{dt} = 0$).

1.2.3. Formulation pratique : cas du code scientifique Salammbô

En pratique, nous exploitons le code Salammbô dans sa version tridimensionnelle et le temps. Initialement développé en utilisant les invariants magnétiques (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996), il a ensuite été adapté aux interactions physiques afin de limiter le nombre d'interpolations et de complexité numérique. Au cours de la thèse de D. Santos-Costas (Santos Costa, 2001) sur la modélisation des caractéristiques des ceintures de radiation électroniques de Jupiter, les calculs ont été développés pour adapter l'équation de diffusion au système physique (E, y, L^*) , avec E l'énergie cinétique relativiste des particules piégées, y le sinus de l'angle d'attaque équatorial de ces particules (angle entre le vecteur vitesse d'une particule et le champ magnétique au niveau de l'équateur magnétique), et L^* le paramètre de Roederer directement relié à l'invariant ϕ (Roederer & Zhang, 2014).

Cette transformation induit un Jacobien dans l'équation de diffusion qui doit être scindé en deux parties :

- Une partie relative aux dimensions (E, y) ;
- Une partie relative à la dimension L^* .

On écrit néanmoins l'équation d'une manière unifiée sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{1}{G_1} \frac{\partial}{\partial y} \Big|_{E, L^*} \left(G_1 D_{yy} \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{E, L^*} + G_1 D_{Ey} \frac{\partial f}{\partial E} \Big|_{y, L^*} \right) \\ & + \frac{1}{G_2} \frac{\partial}{\partial E} \Big|_{y, L^*} \left(G_2 D_{EE} \frac{\partial f}{\partial E} \Big|_{y, L^*} + G_2 D_{Ey} \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{E, L^*} - G_2 \frac{dE}{dt} \Big|_{fric} f \right) \\ & + \frac{1}{G_3} \frac{\partial}{\partial L^*} \Big|_{MJ} \left(G_3 D_{L^* L^*} \frac{\partial f}{\partial L^*} \Big|_{MJ} \right) + Sources - Pertes \end{aligned}$$

Les termes G_1 , G_2 et G_3 correspondent au Jacobien de passage entre le référentiel canonique (M, J, ϕ) et (E, y, L^*) . Leurs valeurs sont fonction du modèle de champ magnétique utilisé. Les formules dans le cas d'un champ magnétique dipolaire peuvent être trouvées dans (Schulz & Lanzerotti, 1974). Cette équation décrit la physique modélisée dans le cas des ceintures de radiation de la Terre. Dans le cas de Jupiter par exemple, des termes supplémentaires tels une friction en angle d'attaque associée aux interactions avec les anneaux de poussières sont à ajouter (Santos Costa, 2001; Sicard, 2004).

On notera essentiellement que des termes de diffusion croisée (D_{Ey}) sont présents dans cette équation, mais aucun avec la dimension L^* . En effet, les temps caractéristiques de dérive sont supposés complètement décorrelés des temps caractéristiques de rebond et de giration, ce qui permet de séparer ces deux parties de l'équation de diffusion. Les phénomènes de résonance à l'échelle de la dérive conservent ainsi M et J constants.

Les termes de diffusion, de friction, de sources et de pertes de l'équation ci-dessus sont estimés à partir de la modélisation physique des interactions subies par les particules piégées avec :

- La haute atmosphère terrestre ;
- Les ondes et champs électromagnétiques (des fréquences ULF jusqu'aux VLF) présents dans la magnétosphère ;
- La plasmasphère ;
- Les limites de la magnétosphère même et les limites de piégeage magnétique.

Toutes ces interactions et leurs modélisations sont décrites dans les thèses précédemment effectuées au sein du DESP puis DPHY (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996; Herrera, 2017; Vacaressse et al., 1999; Varotsou, 2005). La Figure 13 synthétise l'état actuel de la modélisation de ces interactions dans les codes Salammbô. Deux codes Salammbô ont été développés à l'ONERA depuis la thèse de T. Beutier pour les ceintures de radiation terrestres. Un code électron et un code proton. On sépare ces deux codes car les ceintures de radiation étant très peu denses, les particules piégées sont supposées ne pas interagir entre elles (ce qui est effectivement vérifié du fait qu'elles constituent la queue de distribution du plasma magnétosphérique).

Tout d'abord, le piégeage magnétique et l'évolution des protons et des électrons dans les ceintures de radiation reposent sur des processus communs, en partie. Ce socle commun est principalement constitué de ce que l'on appelle la diffusion radiale, moteur principal permettant de remplir et diffuser les particules à l'intérieur de cette région (voir travaux menés dessus, paragraphe 2.2). Ce moteur est « piloté » par l'activité solaire et les perturbations électromagnétiques engendrées au niveau de la magnétosphère. En particulier, l'indice Kp est principalement utilisé, ainsi que les paramètres du vent solaire pour modéliser la dynamique associée aux relations Soleil-Terre. Les interactions de type Coulombiennes avec l'atmosphère terrestre sont aussi communes aux électrons et protons ainsi que les pertes rapides par traversée de la magnétosphère en période de forte perturbation (voir travaux menés dessus, paragraphe 2.3).

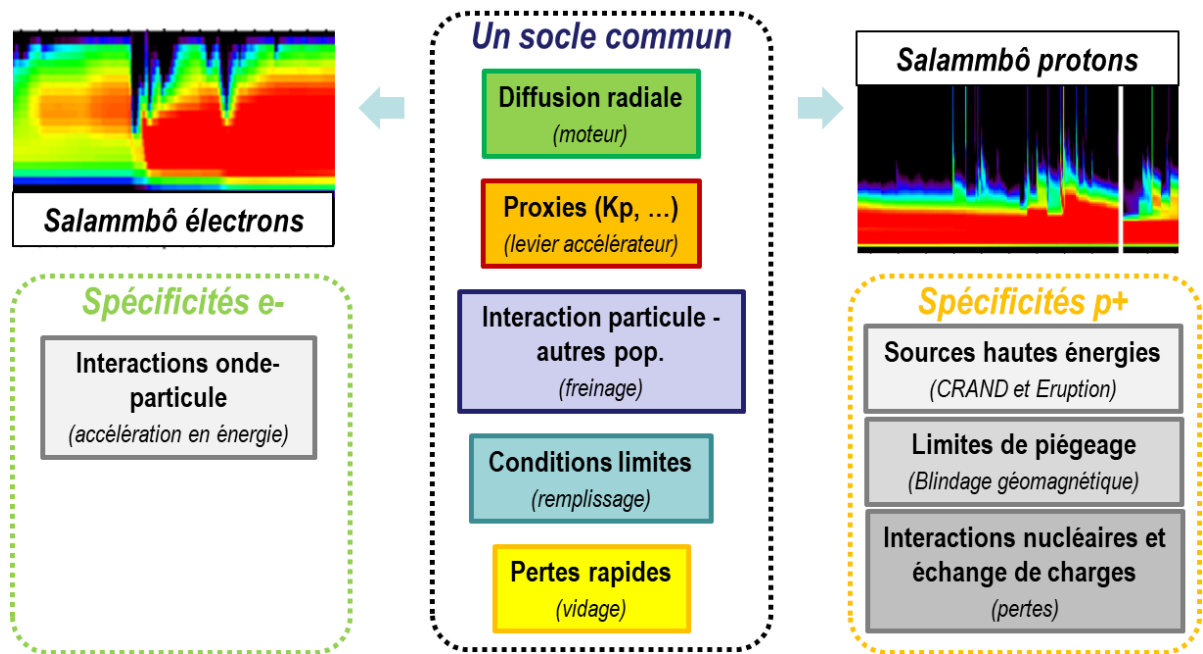


Figure 13 – Schéma synthétique des interactions modélisées dans les codes Salambô électron et proton en 2020.

Les électrons subissent également des interactions spécifiques, en particulier des résonances avec les ondes électromagnétiques évoluant dans la région des ceintures de radiation. Ce sont les ondes de type VLF (nommées Whistler et Hiss dans la plasmasphère, Hiss et Chorus en dehors de la plasmasphère et EMIC au niveau de la plume plasmasphérique). Du fait de leur fréquence, des résonances sont possibles entre leur champ électrique et les électrons effectuant leurs girations. Une diffusion en énergie ainsi qu'une diffusion en angle d'attaque en découle (Sicard-Piet et al., 2014a; Thorne, 2010). Ces deux diffusions étant liées, un terme de diffusion croisée est également à prendre en compte, terme posant de nombreux problèmes (Albert, 2009; Camporeale et al., 2013b, 2013a).

Les protons, quant à eux, sont trop lourds pour pouvoir résonner avec de telles ondes. Néanmoins, ils sont capables d'interagir plus « violemment » avec les particules de la haute atmosphère ainsi que l'exosphère, à travers l'échange de charge et des interactions nucléaires (Beutier et al., 1995). Une autre particularité des protons piégés de haute énergie est leur dynamique chaotique, balance complexe entre pertes rapides et un processus de source interne, le processus CRAND (Cosmic Albedo Neutron Decay). Cette dynamique est discutée dans le paragraphe 2.4 et a constitué un de mes travaux de recherche important ces dernières années.

Le but de cette partie introductive a donc été de présenter les tenants et aboutissants d'une telle modélisation ainsi que toutes les briques « élémentaires » de recherche qu'elle concatène. Nous disposons ainsi, à l'ONERA, d'un jeu complet de modélisation de la dynamique des ceintures de radiation, ici terrestre, mais également pour les planètes Jupiter et Saturne (dont je ne discuterai pas dans ce manuscrit). En particulier, la grande force que nous avons dans notre unité réside à avoir toujours développé en parallèle la modélisation protons et la modélisation électrons. En effet, comme discuté précédemment, certaines interactions sont communes tandis que d'autres sont spécifiques à une population donnée. Ainsi, disposer de ces deux modélisations nous permet de valider et confirmer nos développements en se basant sur des comportements différents ou identiques entre dynamiques électron et proton (voir en particulier le 2.3 illustrant cela). En effet, internationalement, plusieurs

laboratoires disposent de modélisation du même type, mais encore à l'heure actuelle, aucun d'entre eux ne disposent des deux modélisations (électrons et protons) complètes.

Ainsi, la thématique de recherche sur la modélisation des ceintures de radiation à laquelle je me suis attelé depuis l'obtention de mon doctorat consiste dans les activités suivantes, discutées dans les chapitres suivants :

- *Modélisation de la Physique en jeu dans les ceintures de radiation (chapitre 2)*
- *Optimisation du schéma numérique de modélisation (chapitre 3)*
- *Amélioration de la modélisation physique par la prise en compte des informations contenues dans les mesures (chapitre 3)*
- *Aller au-delà de la modélisation stricte des ceintures de radiation pour des besoins opérationnels en lien avec la mission première de l'ONERA (discuté dans la conclusion de ce manuscrit)*

2. Modélisation de la physique des ceintures de radiation terrestres

2.1. Introduction

La dynamique des ceintures de radiation terrestre a, au début de l'ère spatiale et de leur découverte, été supposée très simple à modéliser. Peu d'efforts ont alors été portés dessus par la communauté scientifique. Comme présenté dans le premier chapitre, cette modélisation repose effectivement sur une base théorique assez simple. Cependant toute la difficulté repose sur l'estimation correcte des interactions entre les particules piégées et leur environnement (partie modélisation physique) et sur la maîtrise de la résolution numérique de cette équation (partie modélisation numérique). A l'ONERA, cette modélisation a démarré dans les années 1990 sous l'impulsion de D. Boscher. Les premières thèses dédiées à cette thématique ont débouché sur la mise en place des codes Salammbô électrons et protons (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996). Dès lors de nombreux efforts ont été réalisés à l'ONERA (thèses, travaux de recherches, contrats) pour améliorer continuellement cette modélisation Salammbô car elle permet de disposer d'un laboratoire virtuel inestimable.

Mes travaux consistent donc à poursuivre cet effort d'amélioration et de développements de ces codes scientifiques afin de mieux caractériser la dynamique des ceintures de radiation terrestres, et ainsi mieux comprendre la physique sous-jacente. En particulier, la figure ci-dessous illustre la complexe balance des processus, ici dans le cas des ceintures de radiation électrons, qui régit la vie des particules piégées. Bien que la plupart des interactions ayant lieu dans les ceintures de radiation est aujourd'hui connue, leur estimation précise reste toujours un obstacle. Les ordres de grandeurs de ces interactions balayent en effet une grande plage de valeurs et les incertitudes restent fortes. Ces interactions sont de plus dynamiques, complexifiant encore davantage la résolution globale du problème.

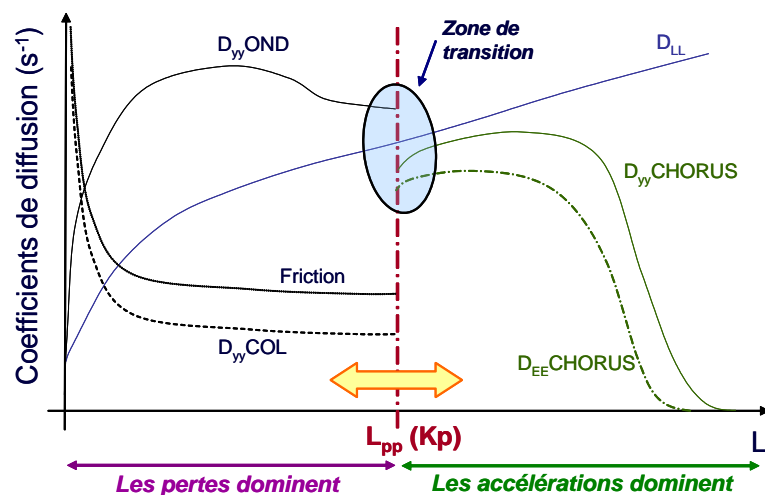


Figure 14 - Synthèse des processus dominants au cœur des ceintures de radiations électroniques

Je présente ainsi dans ce chapitre trois développements que j'ai pu mener et/ou auxquels j'ai pu participer en lien avec l'amélioration de la précision de modélisation des interactions physiques subies par les particules piégées des ceintures de radiation terrestres.

2.2. La diffusion radiale

La diffusion radiale peut être assimilée au moteur de la dynamique des ceintures de radiation. C'est un processus physique commun aux ceintures électrons et protons. Elle représente la violation du troisième

invariant adiabatique par *l'interaction* résonnante entre les pulsations électromagnétiques de très basses fréquences (ULF) induites par une compression de la magnétosphère avec la dérive des particules piégées. Le terme « interaction » est mentionné en italique dans la phrase précédente car la diffusion radiale est un processus spécial, qui ne s'estime que de manière indirecte par l'effet moyen des interactions entre les ondes ULF avec toutes les particules piégées composant une coquille de dérive donnée. En effet, chaque particule, représentée par son centre guide, suit sa coquille de dérive (Figure 15 extraite de (Lejosne & Kollmann, 2020), schéma noté 1). Cependant, à un instant donné, chaque particule peuplant une coquille de dérive ne voit pas la même évolution du champ électromagnétique sur sa trajectoire. Leurs dérives sont donc localement différentes. Ainsi petit à petit une distribution initialement localisée en L^* peut diffuser dans le temps comme illustré sur la Figure 15. Une brusque compression de la magnétosphère induit une asymétrie forte du champ magnétique (jour-nuit) et les particules à différents temps locaux voient alors des évolutions du champ magnétique et de son champ électrique induit différentes. Il y a diffusion entre les coquilles de dérive lorsque la compression est plus rapide que le temps de dérive. Enfin, la phase de relaxation ne permet pas de ramener les particules sur leurs coquilles initiales (le chemin retour de la perturbation est différent du chemin aller). La diffusion est alors stabilisée et les particules séparées. La revue récemment publiée de S. Lejosne et P. Kollman détaille parfaitement et reprend tout cela en détails (Lejosne & Kollmann, 2020).

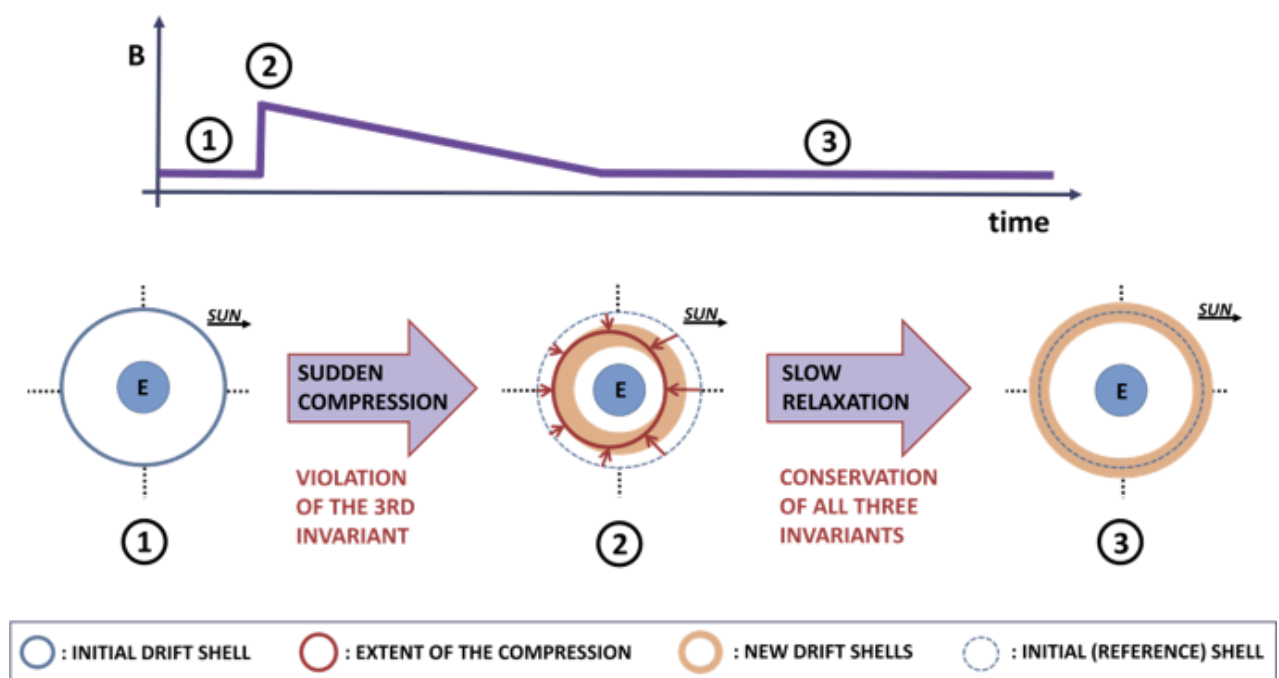


Figure 15 - Représentation schématique du mécanisme à l'origine de la diffusion radiale dans les ceintures de radiation, d'après (Lejosne & Kollmann, 2020)

Pour estimer quantitativement et précisément cette diffusion, il serait nécessaire de connaître les caractéristiques du champ magnétique en chaque point de la magnétosphère interne, et cela à chaque instant. Du fait de cette impossibilité, dans la littérature, l'expression des coefficients de diffusion passe par des lois empiriques (Brautigam & Albert, 2000; Schulz, 1991) ou par des formulations analytiques déduites de l'étude de modèles de champs électromagnétiques particuliers (Fälthammar, 1965; Fei et al., 2006). Or, les estimations des coefficients de diffusion radiale obtenus sont dispersées sur plusieurs décades (Figure 16). De ce constat, S. Lejosne, au cours de sa thèse (2010-2013), a repris depuis sa base la modélisation de la diffusion radiale, tout d'abord d'un point de vue théorique puis d'un point de vue

pratique pour estimer sa valeur en différents points des ceintures de radiation. J'ai pu participer à l'encadrement de cette thèse sous la direction de Daniel Boscher.

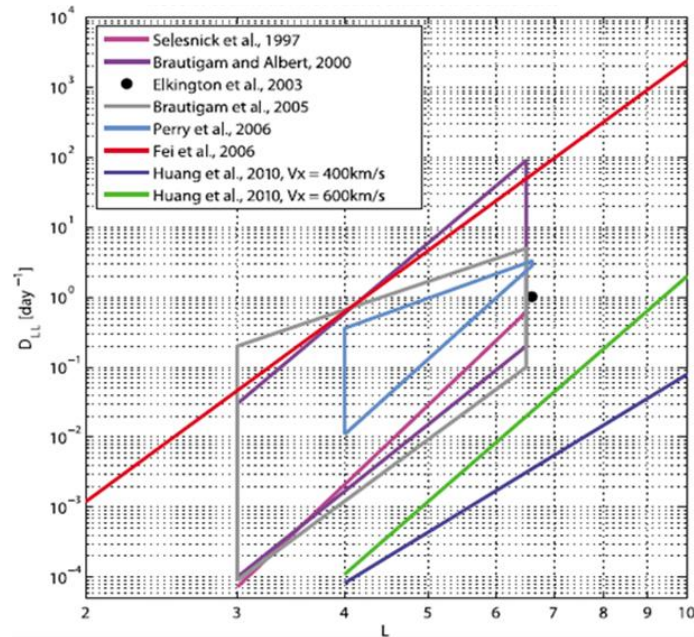


Figure 16 - Quelques coefficients de diffusion de radiale de la littérature, d'après [Huang et al., 2010]

Plusieurs résultats importants ont été obtenus grâce à ce travail. En premier lieu, S. Lejosne a mis en évidence le rôle primordial des champs électriques induits et de l'asymétrie des variations du champ électromagnétique dans le pilotage de la dynamique des ceintures de radiation. Les formulations actuelles de la diffusion radiale, en particulier celle présentée par Fei et al. (2006), peuvent conduire à une mésestimation de ce processus. En effet, deux problèmes ont été mis en évidence au cours de cette thèse : (1) l'indépendance du transport radial résultant des champs électriques induits et du champ magnétique environnant, et (2) l'utilisation des mesures de champs électriques dans les formules fournissant l'estimation des coefficients de diffusion radiale (terme électrique et terme magnétique). S. Lejosne a récemment finalisé cette critique (Lejosne, 2019), redémontrant que l'effet du champ électrique induit et des variations du champ magnétique sont intrinsèquement liés (Lejosne et al., 2012) dans le transport radial, et que supposer l'inverse implique une erreur d'un facteur 2 dans son estimation. Par ailleurs, Lejosne et al. (2013) a également mis en avant la difficulté de fournir une estimation correcte des champs électriques et magnétiques pour nourrir les modélisations analytiques des coefficients de diffusion radiale. Souvent la contribution du champ électrique induit (difficilement dissociable du champ électrique électrostatique dans les mesures in-situ) est ajouté à la fois au coefficient de diffusion radiale électrique et magnétique, produisant une erreur systématique. Enfin, la thèse de S. Lejosne a permis de démontrer théoriquement que lorsque les champs électrostatiques sont négligeables, la diffusion radiale reste indépendante de la charge et de l'énergie des particules considérées. Dans ce cas, le principal pilote est le champ électrique induit par les variations du champ magnétique générant un terme de vitesse des champs croisés indépendant de la charge et de l'énergie des particules auxquelles il s'applique.

Du point de vue numérique, deux résultats importants ont été obtenus. Le premier a été de développer un code numérique permettant d'estimer la diffusion radiale magnétique (asymétries des variations du champ magnétique et champ électrique induit) à partir des modèles de champs magnétiques dépendant de l'activité solaire. En particulier le stage M2 d'Elodie Garault a permis de tester le code développé par

Solène Lejosne avec le modèle Tsyganenko 89c (Tsyganenko, 1989). La Figure 17 montre qu'il est possible de retrouver les bons ordres de grandeurs et la bonne dépendance en L^* de la diffusion radiale, validant ainsi le développement théorique conduit au cours de cette thèse, i.e. la prédominance de la partie magnétique de la diffusion radiale. Sur cette figure, chaque courbe représente un niveau de diffusion radiale estimé en fonction des perturbations magnétiques représentées par le modèle Tsyganenko 89c. Enfin, pour affiner ces résultats, D. Boscher et S. Lejosne se sont servis de mesures satellites du champ magnétique afin d'avoir accès à une information sur sa dynamique. Les mesures en orbite géostationnaire des satellites LANL-GEO ont été utilisées en ce sens, cette orbite étant en permanence au voisinage d'un même contour de dérive (L^* de l'ordre de 6). Cette étude a permis d'estimer le coefficient de diffusion radiale en fonction de l'activité magnétique au niveau de cette orbite. La Figure 18 présente ces résultats et les compare avec ceux de Brautigam & Albert (2000). On y observe en particulier un ordre de grandeur proche ainsi qu'une légère dépendance en énergie en deçà de 10keV. Au-delà de quelques MeV la méthode atteint ses limites car, à la fois, les particules à ces énergies ne sont plus totalement piégées, et le temps de dérive estimé (si piégées) devient plus rapide que les variations du champ magnétique.

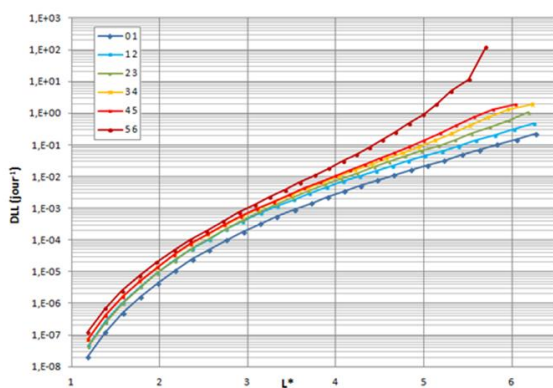


Figure 17 - Coefficients de diffusion radiale calculés dans le cas d'un champ dipolaire + T89c induits par un changement de niveau d'activité magnétique

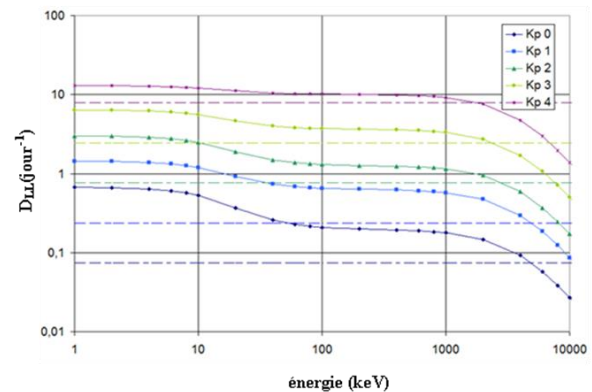


Figure 18 - Coefficients de diffusion radiale en fonction de l'énergie des particules considérées pour Kp entre 0 et 4 à l'orbite GEO : comparaison entre les résultats de nos travaux (1min de résolution, trait plein) et les résultats de Brautigam et Albert [2000] (pointillés)

En conclusion, Lejosne et al. (2012) a ainsi montré que non seulement les résonances entre oscillations du champ magnétique et période de dérive induisent une diffusion radiale comme cela a été théorisé par Fälthammar (1965), mais également les oscillations plus rapides.

Suite à cette thèse, D. Boscher a poursuivi ces travaux, selon deux axes majeurs que je ne décrirai pas ici en détails. Le premier a été « d'ajouter » un point de caractérisation de la diffusion radiale en L^* , grâce aux mesures sol des variations du champ magnétique (symH). Cela a ainsi permis de déterminer une loi en L^* pour la diffusion radiale, actuellement utilisée dans le code Salammbô électrons et protons. Son adéquation avec la dynamique des ceintures de radiation en période d'orages magnétiques a alors été validée aussi bien pour une simulation électrons que protons. Le second axe a été d'utiliser ces mesures et les distributions statistiques associées pour estimer l'incertitude sur ce processus, comme illustré sur la Figure 19. Ce travail répond à la nécessité d'estimer l'incertitude de modélisation pour piloter le processus d'assimilation de données que j'aborde dans le paragraphe 3.3.

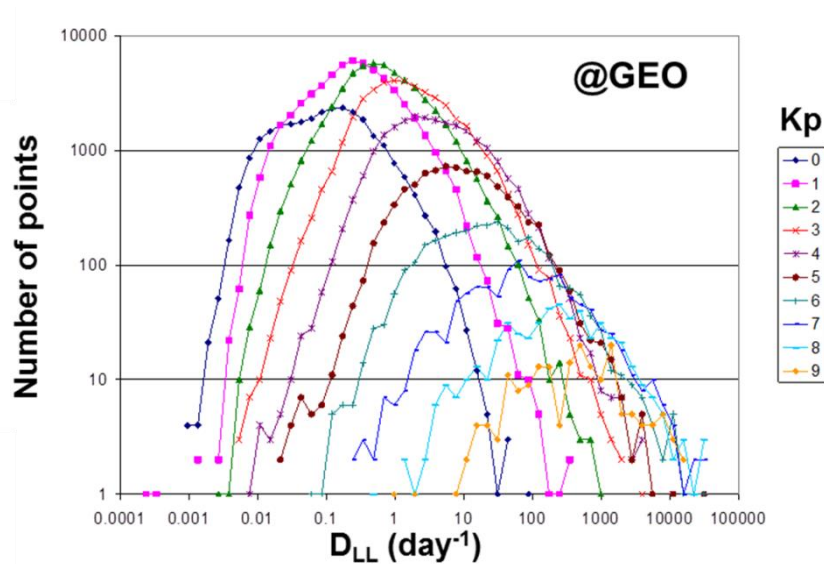


Figure 19 - Estimation de la variabilité de la diffusion radiale en fonction de Kp et au niveau de l'orbite géostationnaire à l'aide des mesures LANL-GEO

D'un point de vue des perspectives, plusieurs pistes sont importantes d'explorer maintenant pour poursuivre les efforts menés :

- Utilisation conjointe de mesures multipoints satellites (mesures du champ magnétique) et au sol pour continuer la méthodologie développée au cours des travaux passés, et **ainsi affiner l'estimation de la diffusion radiale et de ses incertitudes** ;
- Paramétrage par d'autres paramètres de pilotage que simplement Kp en fonction de L^* , afin de **mieux rendre compte de la variabilité du champ magnétique (et de ses effets) en fonction de la distance radiale** ;
- Analyse de données de type pulsation ULF (PC4, PC5 en particulier) pour **mieux paramétrer également l'estimation de la diffusion radiale et comparer l'influence des oscillations de courtes durées par rapport aux résonances avec la dérive des particules**.

Le dernier point est en effet de première importance, car c'est un domaine que nous n'avons pour le moment que peu exploré. Dans son article de revue de 2004, M.K. Hudson détaille les caractéristiques des ondes ULF pouvant interagir avec les particules piégées des ceintures de radiation (Hudson et al., 2004). Elle détaille en particulier les pulsations de type PC5 et référence les travaux menés pour caractériser leur interaction avec les ceintures de radiation, que ce soit de type pompage magnétique (Borovsky, 1986; Liu et al., 1999) ou résonance avec la période de dérive (Elkington et al., 1999). Enfin de nombreux travaux récents explorent ces pistes, que ce soit du point de vue des pulsations ULF (Lam, 2017; Ozeke et al., 2014), ou d'un point de vue plus global (Lejosne, 2020; Ma et al., 2015; O'Brien et al., 2016).

2.3. Les pertes rapides par traversée de la magnétopause

En parallèle de la thèse de S. Lejosne, j'ai pu prendre en charge la modélisation d'un nouveau processus dans la modélisation des ceintures de radiation (électrons et protons) initialement dans le cadre du contrat européen FP7-SPACECAST (2010-2013), les « **drop-outs** ». Ils se caractérisent par une perte intense et rapide de particules piégées sur une large gamme d'énergies, d'angles d'attaques et de distances radiales. Ces évènements, très rapides, surviennent essentiellement lors d'orages géomagnétiques, et sont le résultat de l'équilibre entre plusieurs mécanismes de pertes et de transport

des particules dans les ceintures de radiation terrestres (Turner et al., 2012). Ces processus de pertes rapides à l'origine des « drop-outs » sont en particulier induits par les interactions onde-particule précipitant les particules dans l'atmosphère selon un temps caractéristique de l'ordre du rebond. Ce mécanisme a longtemps été supposé être le principal responsable de telles pertes. Cependant, comme le montre la Figure 20, extraite de nos travaux (Herrera et al., 2016), d'intenses « drop-outs » sont observables simultanément pour les électrons et les protons, repoussant ainsi l'argument des interactions onde-particule (uniquement responsables de pertes dans le cas électrons) comme mécanisme principal. Nous nous sommes ainsi concentrés sur un mécanisme peu étudié jusqu'alors pouvant impacter aussi bien les électrons que les protons dans la région externe des ceintures de radiation, les pertes rapides par traversée de la magnétopause, « *magnetopause shadowing* ». Onsager et al. (2002) a en particulier montré au niveau de l'orbite géostationnaire que, non seulement des pertes adiabatiques pouvaient être observées (asymétrie jour-nuit de l'orbite), mais également des pertes irréversibles lors de périodes de compression de la magnétopause. La Figure 20 montre en particulier cette corrélation entre compression de la magnétopause (courbes bleues et rouges) et les pertes de flux dans les ceintures de radiation. Ce développement a conduit à une publication, dans laquelle plus de détails sont donnés (Herrera et al., 2016). J'ai pu conduire ce développement à travers le contrat européen FP7-SPACECAST, puis à travers un stage M2 de Damien Herrera, et enfin apporter une dernière validation au cours de sa thèse qui a suivi son stage. Je résume très rapidement dans les paragraphes suivants la logique de ce développement.

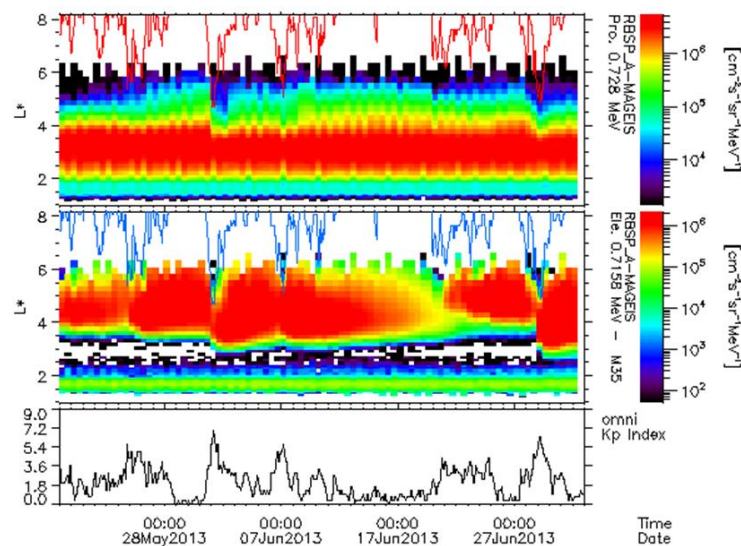


Figure 20 – Illustration des « drop-outs » induits par pertes par traversée de la magnétopause en période de compression de cette dernière, extraite de (Herrera et al., 2016). Le panneau du bas donne l'évolution de Kp, celui du milieu des mesures Van Allen Probes électrons de 716keV, celui du haut, des protons de 728keV. Les courbes bleues et rouges présentent la dynamique de la position de la magnétopause comme estimée par notre modélisation.

Dans le cadre du contrat FP7-SPACECAST, j'ai pu mettre en place ce modèle de la manière suivante :

1. Choix du meilleur modèle de mapping de la magnétopause, selon un compromis entre simplicité et représentativité (Shue et al., 1998) ;
2. Estimation de la position du nez de la magnétopause en terme de L* ;
3. Ajout d'un terme de perte idoine dans l'équation de diffusion du code Salammbô au-delà de cette limite pour simuler ces pertes.

Ces étapes semblent simples, mais il a été nécessaire d'avancer pas à pas car de nombreuses hypothèses et simplifications ont été adoptées. Ces étapes sont décrites en détails dans (Herrera et al., 2016). Je me suis en particulier concentré dans un premier temps à valider cette modélisation en caractérisant les coquilles de dérive en fonction de l'angle d'attaque équatorial des particules afin de vérifier que les pertes par traversée de la magnétopause s'effectuaient plus intensément au niveau de l'équateur qu'à plus hautes latitudes. Ensuite, j'ai pu comparer cette modélisation avec une estimation de la dernière coquille de dérive viable, calculée à partir de modèles empiriques de champs magnétiques, tels TSY89c. Cette idée a en particulier été reprise par le British Antarctic Survey, partenaire du projet SPACECAST, dans le développement de leur code de simulation de la dynamique des ceintures de radiation électrons (Glauert et al., 2014).

Ainsi, j'ai pu mettre en place deux modélisations complémentaires : estimation de la position de la magnétopause en s'appuyant sur un modèle dédié, et estimation de la dernière coquille de dérive viable. Ces deux approches ont leurs avantages et défauts respectifs : les modèles empiriques de magnétopause sont souvent limités en plage de validité comme le sont ceux de Shue et al. (1998) et Petrinec & Russell (1996), et les modèles de champs magnétosphériques type Tsyganenko sont quant à eux souvent peu précis au niveau de la magnétopause. Pour valider plus finement cela, j'ai encadré le stage M2 de Damien Herrera, dont le but a été de caractériser la réponse des ceintures de radiation à une compression de la magnétopause. Pour ce faire, nous avons mis en place une analyse statistique de type SEA (Superposed Epoch Analysis) à partir des mesures NOAA-POES, comme illustré sur la Figure 21. Nous avons ainsi pu démontrer que l'approche « modèle de magnétopause » converti en position en L^* fournissait une très bonne modélisation du phénomène. En particulier, une simulation Salammbô a été conduite en s'appuyant sur les évolutions moyennes des paramètres géomagnétiques et de la position du nez de la magnétopause. Nous avons ainsi pu valider notre méthodologie et l'effet principal du nouveau processus de pertes dans les ceintures externes aussi bien pour les électrons et les protons piégés, comme le montre la Figure 22.

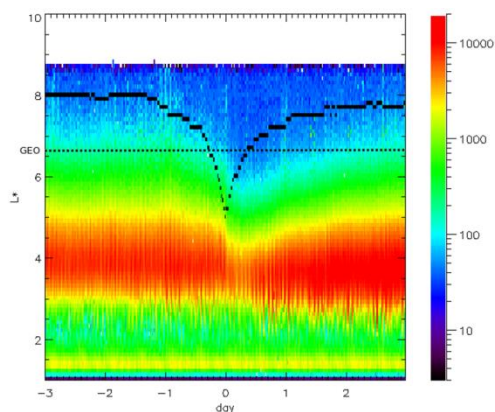


Figure 21 – SEA réalisée en synchronisant la statistique sur le pic en L^* du nez de la magnétopause quand $L^*_{mp} < 5.5$. Son évolution moyenne est tracée en noire. Le tracé 2D représente l'évolution des flux de plus de 300keV électrons mesurés par les satellites NOAA-POES (extrait de (Herrera et al., 2016)).

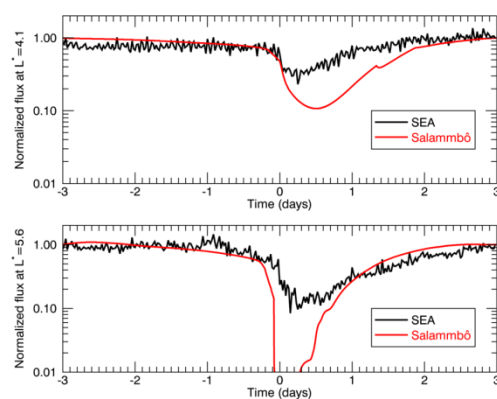


Figure 22 – Comparaison normalisée entre moyennes de flux issues de la figure de gauche et une simulation Salammbô utilisant les proxys associés à la SEA (évolution des K_p moyens et de la position du nez de la magnétopause) pour deux valeurs de L^* (extrait de (Herrera et al., 2016)).

Enfin, la Figure 23 présente l'apport de la modélisation des dropouts de type magnétopause shadowing dans le code Salammbô pour un orage géomagnétique réel, nommé dans la littérature « Saint Patrick

storm » pour le cas électrons. Son analyse détaillée peut être trouvée dans (Herrera et al., 2016). L'influence est forte et la qualité des résultats de simulation sont grandement améliorés. Cette modélisation a fait l'objet également d'une validation dans le cas protons et a été adapté pour pouvoir être également utilisée dans le cadre de l'assimilation de données dans les ceintures de radiation (V. Maget et al., 2015). Au cours de la thèse de Damien Herrera qui suivit ce stage (2014-2017), nous avons pu également affiner cette modélisation dans le cadre de la « rénovation » du code Salammbô 4D, prenant en compte la dimension temps local magnétique (voir chapitre 3). La Figure 24 illustre quant à elle l'apport de cette modélisation dans le code Salammbô 3D protons. La dynamique de la région externe s'en trouve grandement améliorée.

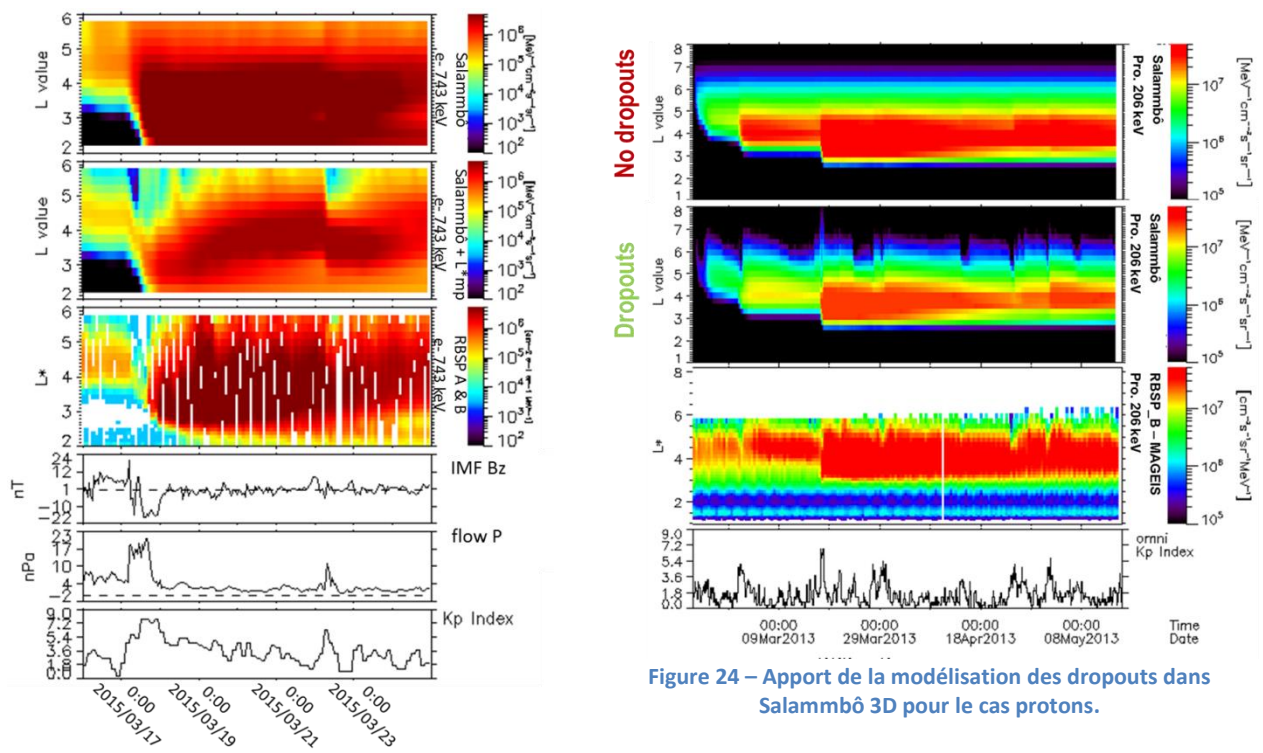


Figure 23 – Simulation de l'orage « Saint Patrick Storm » par Salammbô 3D sans magnetopause shadowing (haut), avec (en dessous), comparées aux mesures Van Allen Probes à 743keV dans le cas électrons.

Figure 24 – Apport de la modélisation des dropouts dans Salammbô 3D pour le cas protons.

Ces développements ont permis de démontrer que la plupart des processus étaient maintenant bien modélisés au niveau de la région externe des ceintures de radiation terrestres. Cependant, plusieurs pistes de recherches en découlent :

- Avec Salammbô-4D, la gamme d'énergies simulées est étendue vers les basses énergies. **Les effets des champs électriques, en particulier de type électrostatiques, deviennent prépondérants**, en particulier pour les pertes le long de la coquille de dérive déformée par leur effet. Il est donc nécessaire de les modéliser correctement ;
- Sur la Figure 23, et grâce aux mesures récentes des sondes Van Allen Probes, on constate que les pertes modélisées dans la région dite du « Slot » (L^* entre 2 et 4) sont insuffisantes dans le code Salammbô 3D-électrons comparées aux mesures. Maintenant que les pertes dans la région externe sont correctement modélisées, la population transportée par diffusion radiale dans cette

zone en période d'orage magnétique (phase principale, lorsque la diffusion radiale domine) est de confiance. Cela nous permet d'axer maintenant nos efforts sur **l'amélioration de la modélisation des pertes dans cette région par interactions onde-particule** ;

- Enfin, une autre origine des dropouts, dans le cas électrons également, est **l'interaction avec les ondes de type EMIC et les ondes VLF hors équateur**. Ce sont également deux axes de recherche qu'il faut maintenant couvrir correctement. En effet, par la modélisation du magnétopause shadowing, nous pouvons expliquer au premier ordre les pertes rapides dans la ceinture externe. Néanmoins, il reste des périodes durant lesquelles nous observons également des pertes rapides, mais sans compression de la magnétopause.

2.4. Sources et pertes des ceintures de protons de hautes énergies

La dynamique des ceintures de radiation protons de hautes énergies (au-delà de 10MeV environ) est régie par un équilibre entre sources et pertes qui leur est propre. Comme illustré sur la Figure 13, un premier mécanisme s'appelle le blindage géomagnétique. A l'instar du *magnetopause shadowing* « cassant » les coquilles de dérives les plus externes en période d'orages géomagnétiques, le blindage géomagnétique décrit la limite de piégeage magnétique des ceintures de radiation. Pour la Terre, il est principalement observable pour les protons. En effet, cette limite de piégeage correspond à la violation de l'hypothèse de centre guide : la giration doit avoir un rayon suffisamment petit pour effectuer un mouvement global quasi-périodique (Cooke, 1983; Smart & Shea, 2005). Si ce n'est pas le cas, le mouvement devient chaotique et le piégeage n'est pas assuré. De par leur masse presque mille fois plus importante que celle des électrons, ce mécanisme de piégeage/dépiégeage est très important pour décrire la dynamique des protons. La Figure 25 illustre ce piégeage et surtout sa limite en fonction de l'énergie dans ce cas. Les tracés présentés ici sont tirés de simulation du code MASHcode que je vais présenter ci-après.

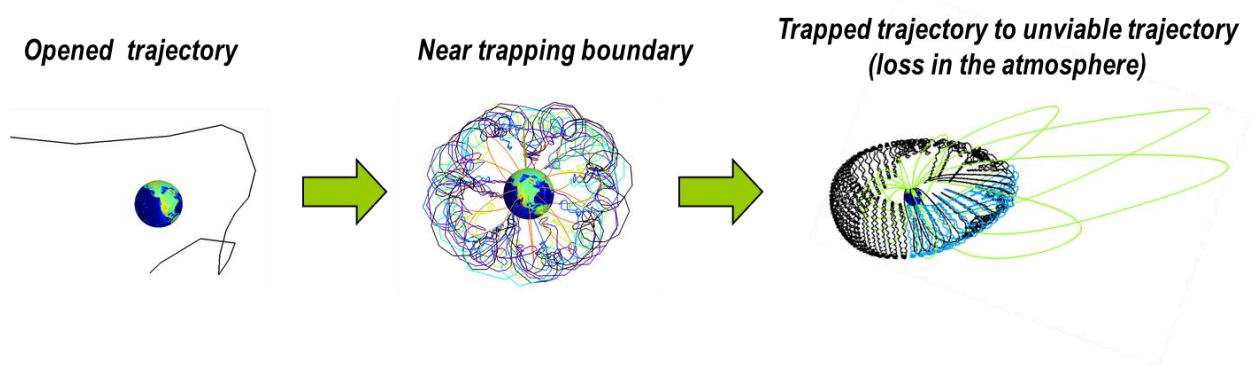


Figure 25 – Illustration de la limite de piégeage magnétique pour les protons au voisinage de la Terre (figures issues de calcul du code MASHcode).

Cette limite est naturellement dépendante de l'activité solaire. Ainsi, comme le montre la Figure 26 à gauche, on voit qu'en Août et Septembre 2001 par exemple, deux éruptions solaires apportent des bouffées de protons de haute énergie en périphérie de la Terre. Durant les mêmes périodes, deux CMEs impactent également la magnétosphère. L'indice Kp atteint ainsi environ 7 dans les deux cas. Cet exemple montre qu'en période de compression, le champ géomagnétique est fortement perturbé et l'accès des protons solaires à la périphérie de la Terre est facilité. On remarque également qu'en fonction de la synchronisation entre une compression soudaine de la magnétosphère (généralement induite par une CME) et l'arrivée des particules d'une éruption solaire en périphérie de la Terre, un piégeage ou une perte est possible, du fait de la dynamique induite par cette limite de piégeage haute énergie. Ainsi, sur la

Figure 26 droite, on note qu'autour du 28 octobre 2003, des protons d'énergie supérieure ou égale à 16 MeV se retrouvent piégés (K_p atteint 9 sur une longue période), constituant une nouvelle ceinture protons. A l'inverse, le 18 novembre, un « coup de hache » est observé, vidant les ceintures protons jusqu'à un L^* très petit, alors qu'une faible éruption solaire atteint la périphérie de la Terre quelques heures plus tard. Durant cette période, K_p atteint ponctuellement la valeur de 9. Cette figure illustre toute la complexité de ce mécanisme de piégeage – dépiégeage.

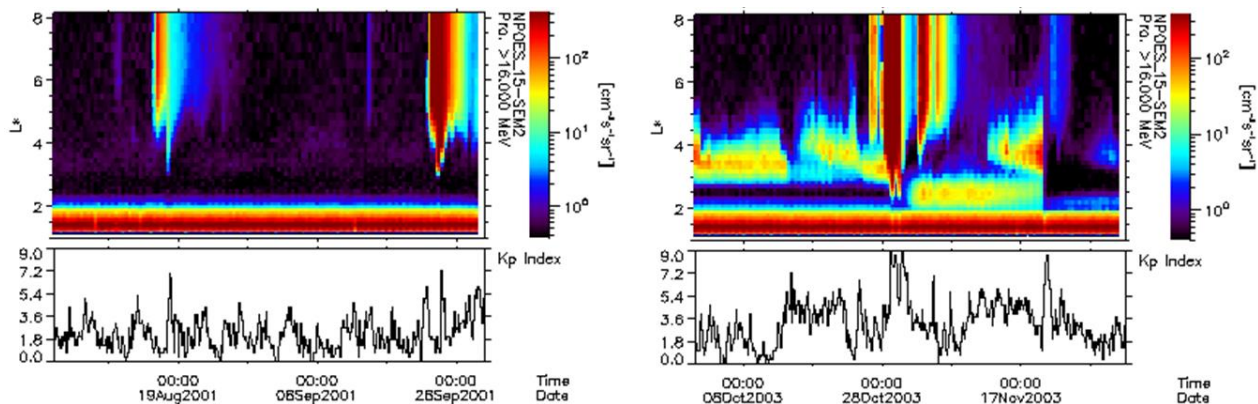


Figure 26 – Mesures NOAA-POES 15 des protons d'énergie supérieure à 16MeV pour deux périodes temporelles (septembre 2001 et novembre 2003). Au cours de ces deux périodes, une éruption solaire a lieu.

Avant mon arrivée, Daniel Boscher avait mis en place un modèle de blindage géomagnétique basé sur des mesures satellites et implémenté dans Salammbô. Sous son impulsion, en 2008, nous avons alors voulu mettre en place un code permettant d'estimer cette limite de piégeage en fonction des modèles de champs magnétiques complexes. En effet, plusieurs codes permettent cela, mais ils sont essentiellement dédiés à la modélisation de l'accès des rayons cosmiques à la haute atmosphère terrestre, tels ceux de D. Smart et M. Shea (Smart, 1999; Smart et al., 2006; Smart & Shea, 2003) et de L. Desorgher (Desorgher et al., 2005). Par conséquent, les travaux reposent sur des hypothèses et simplifications fortes. J'ai donc conduit entre 2008 et 2012 des travaux de recherche dans ce domaine pour mettre en place un code de suivi de trajectoire (MASHcode) qui permet d'estimer cette limite de piégeage des protons et ions des ceintures de radiation.

Ces travaux ont été réalisés sous contrat CNES et en collaboration avec Tom Cayton du Los Alamos National Laboratory. Cela a débouché sur une publication (Maget et al., 2013), une implémentation simplifiée dans Salammbô et son intégration dans le logiciel de spécification de l'environnement radiatif OMERE (<https://www.trad.fr/spatial/logiciel-omere/>). La logique a été de définir correctement les hypothèses à conserver ou lever par rapport aux travaux antérieurs afin de pouvoir décrire finement cette limite de piégeage à toutes altitudes. Ensuite, il a fallu déterminer une méthode de calcul optimale pour suivre précisément le mouvement de giration sur de grandes échelles temporelles et spatiales. Enfin il a été nécessaire de valider ces développements du point de vue scientifique et également du point de vue spécifications ingénieur.

Pour ne citer que deux exemples de l'aboutissement de ce développement, les figures Figure 27 et Figure 28 présentent deux résultats. La Figure 27 présente un premier résultat scientifique issu de la collaboration avec T. Cayton. De son côté il avait estimé l'énergie nécessaire qu'un proton solaire devait avoir pour pénétrer le champ magnétique terrestre jusqu'à une certaine altitude. Son estimation, basée sur les mesures des satellites GPS sur une période d'orage géomagnétique durant laquelle K_p oscillait entre 2 et 5, est tracée en rouge. En réalisant des simulations avec MASHcode, nous avons pu comparer

les résultats de simulations avec cette référence, en utilisant différents modèles de champs magnétiques. On constate que l'estimation empirique se retrouve entre les résultats de simulation utilisant le modèle TSY89c pour une valeur de Kp égale à 0 et 5. La simulation avec seulement IGRF donne des résultats excessifs. Le second résultat validant notre modélisation d'un point de vue spécification ingénieur est présenté sur la Figure 28, extraite de (Maget et al., 2013). En couleur est tracé le flux moyen de protons de 27 à 40 MeV observés par le satellite SAC-C entre mars et mai 2001. On observe bien la ceinture protons de hautes énergies au niveau de l'anomalie de l'Atlantique Sud, ainsi que l'accès des rayons cosmiques et des éruptions solaires (3 éruptions ont eu lieu en avril 2001) au niveau des hautes latitudes. Superposé à ces tracés, on a ajouté le blindage géomagnétique à cette altitude et pour cette gamme d'énergies tel qu'estimé par le modèle analytique de Störmer (Störmer, 1956), standard actuel ECSS-10-04c, sur la figure du bas, et notre modélisation MASHcode sur la figure du haut. On constate l'apport notable de notre modélisation comparativement à celle de Störmer. L'accès est mieux représenté. En particulier, on note que Störmer minimise cet accès, et donc l'effet de ces particules de hautes énergies sur les orbites LEO (en termes de doses et de probabilité d'occurrence d'événements singuliers). Des tables issues de nos calculs MASHcode ont ainsi été intégrées au logiciel ingénieur OMERE développé par la société TRAD pour mieux prendre cela en compte.

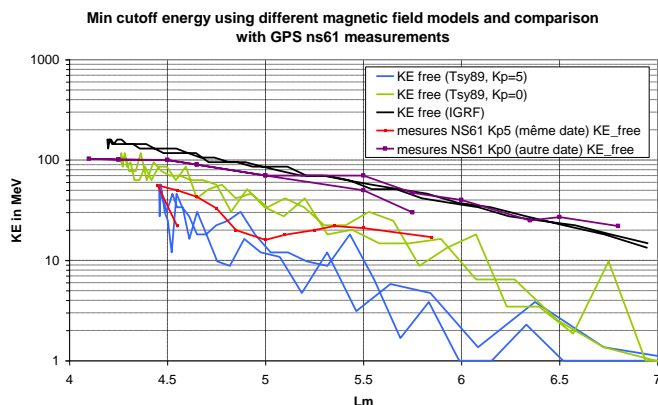


Figure 27 - Comparaisons entre modélisation du blindage géomagnétique en période d'orage géomagnétique (MASHcode) avec une estimation basée sur les mesures du satellite GPS NS61

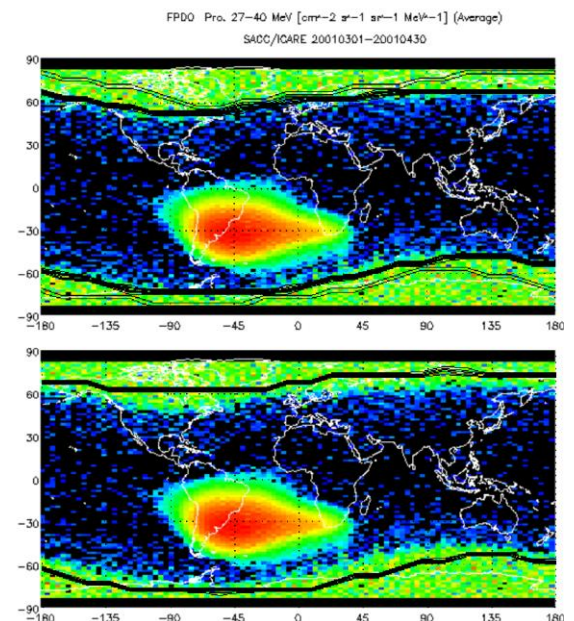


Figure 28 - Comparaison entre la modélisation de l'accès en latitude des protons solaires et des rayons cosmiques par MASHcode (haut) et le modèle ECSS 10-04c de Störmer (bas).

Ces travaux m'ont permis de mieux appréhender ce mécanisme de piégeage à hautes énergies. Ces avancées ont récemment été intégrées au modèle Salammbô protons pour mieux représenter le piégeage au cours d'éruptions solaires, en fonction à la fois de la distance radiale et de l'énergie. Les premiers résultats sont encourageants mais des ajustements sont encore à réaliser (voir paragraphe perspectives ci-dessous).

Toujours en lien avec la dynamique des protons de hautes énergies piégés dans les ceintures de radiation terrestres, j'ai également pu m'intéresser au processus source de protons hautes énergies nommé CRAND (« Cosmic Ray Albedo Neutron Decay ») (Beutier et al., 1995; Maget et al., 2008; Selesnick et al., 2013;

Selesnick, 2015). Cette source interne de protons trouve son origine dans la désintégration de neutrons en protons d'énergies de l'ordre de 20 à 50 MeV dans la région de piégeage (Selesnick et al., 2013) et en électrons de plus faibles énergies. Ces neutrons sont générés au niveau de la haute atmosphère par l'interaction nucléaire entre les rayons cosmiques atteignant cette dernière et ses composants. Une partie des produits de ces réactions est projetée vers la Terre en une cascade d'interactions successives (Reitz, 1993), tandis qu'une autre, les neutrons d'albédo, repartent vers l'espace. C'est cette composante qui a une probabilité non nulle de se désintégrer dans la zone de piégeage des protons, nourrissant ainsi la ceinture de protons (Beutier, 1993), en particulier en période de minimum solaire. La Figure 29 illustre l'effet de la désintégration des neutrons dans la zone de piégeage des ceintures de radiation protons. L'extension de la ceinture protons induite par la source CRAND s'effectue lentement. C'est un processus lent qui nécessite que la zone de piégeage soit grande et que peu d'activité géomagnétique ait lieu, de sorte à limiter les incursions du blindage géomagnétique à faible altitude.

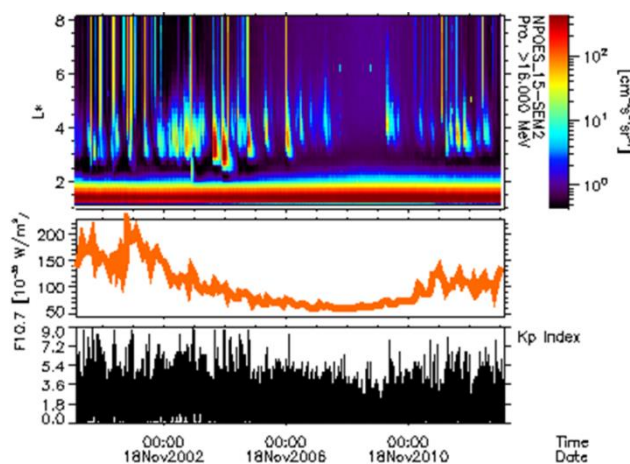


Figure 29 - Illustration de la génération de protons par processus CRAND, données NOAA-POES 15 pour des protons de plus de 16 MeV

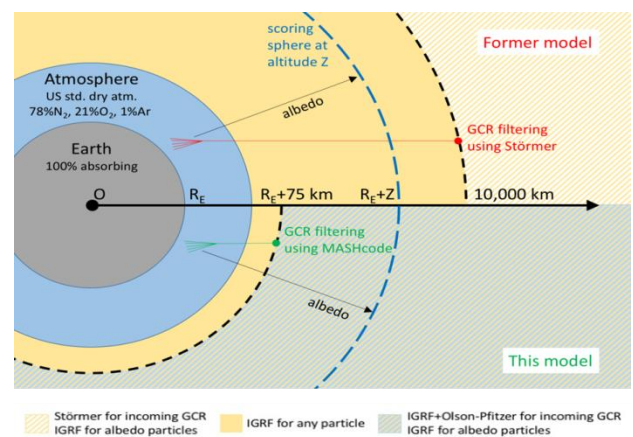


Figure 30 – Modèle du CEA Saclay utilisant le logiciel FluKa amélioré par l'utilisation de MASHcode comme filtrage des rayons cosmiques incidents (extrait de (Combiér et al., 2017))

Sa modélisation est complexe et a été réalisée au cours de la thèse de T. Beutier (Beutier, 1993), puis reprise par D. Boscher. Pour piloter cette modélisation, des données d'entrée sont nécessaires, i.e. :

- L'intensité des rayons cosmiques atteignant l'atmosphère ;
- La quantité de neutrons d'albédo générés par unité d'angle solide et d'énergie ;
- Leur répartition géographique au sommet de l'atmosphère.

Peu de mesures étaient disponibles et ne couvraient qu'une faible partie de l'atmosphère lors des travaux menés par D. Boscher et T. Beutier. La modélisation s'est donc appuyée sur des hypothèses fortes pendant longtemps. Récemment, nous avons pu collaborer avec Arnaud Claret du CEA Saclay, et en particulier à travers la thèse de Natacha Combiér. Leur intérêt porte sur l'estimation précise des neutrons et surtout des protons d'albédo au niveau des orbites basses afin de mieux caractériser le bruit engendré dans les optiques de type CMOS. Pour estimer ces particules d'albédo, le logiciel FluKa d'interaction rayonnement – atmosphère développé par le CERN (Battistoni et al., 2007; Ferrari et al., 2005) est utilisé par le CEA. Notre collaboration a été duale :

- Notre code MASHcode leur a permis d'améliorer les simulations FluKa d'un point de vue temps de calcul et précision des estimations réalisées (voir Figure 30) en optimisant le filtrage des rayons cosmiques incidents (publication conjointe en 2017, (Combié et al., 2017)) ;
- Leurs sorties de simulations ont été adaptées pour pouvoir répondre à nos besoins, discutés précédemment (i.e. distributions angulaires et en énergies des neutrons d'albédo au sommet de l'atmosphère pour tout couple (latitude, longitude)) pour piloter notre code de simulation de la source CRAND (Combié et al., 2017).

De cette collaboration et sans rentrer dans les détails, nous avons pu améliorer grandement notre code simulant la source de protons de hautes énergies CRAND. La Figure 31 présente les résultats obtenus suite à l'amélioration de notre code grâce à cette collaboration. Pour tester le code, nous avons utilisé la période s'étendant de décembre 2003 à juillet 2004 comme proposée par (Selesnick et al., 2013) et comparé les deux versions de notre code avec les données HEO-DSU pour des protons de 27 à 45 MeV. On observe une amélioration notable à bas L^* (vers L^* de l'ordre de 2) et à grands L^* (entre 3,5 et 4) le long de cette orbite. Ces améliorations sont en particulier induites par une meilleure représentation de la distribution angulaire des neutrons d'albédo ainsi qu'une meilleure répartition en latitude/longitude. Des différences restent toutefois présentes mais comme je le précise ci-après dans les perspectives, les données de neutrons d'albédo n'étaient pas résolues en azimut.

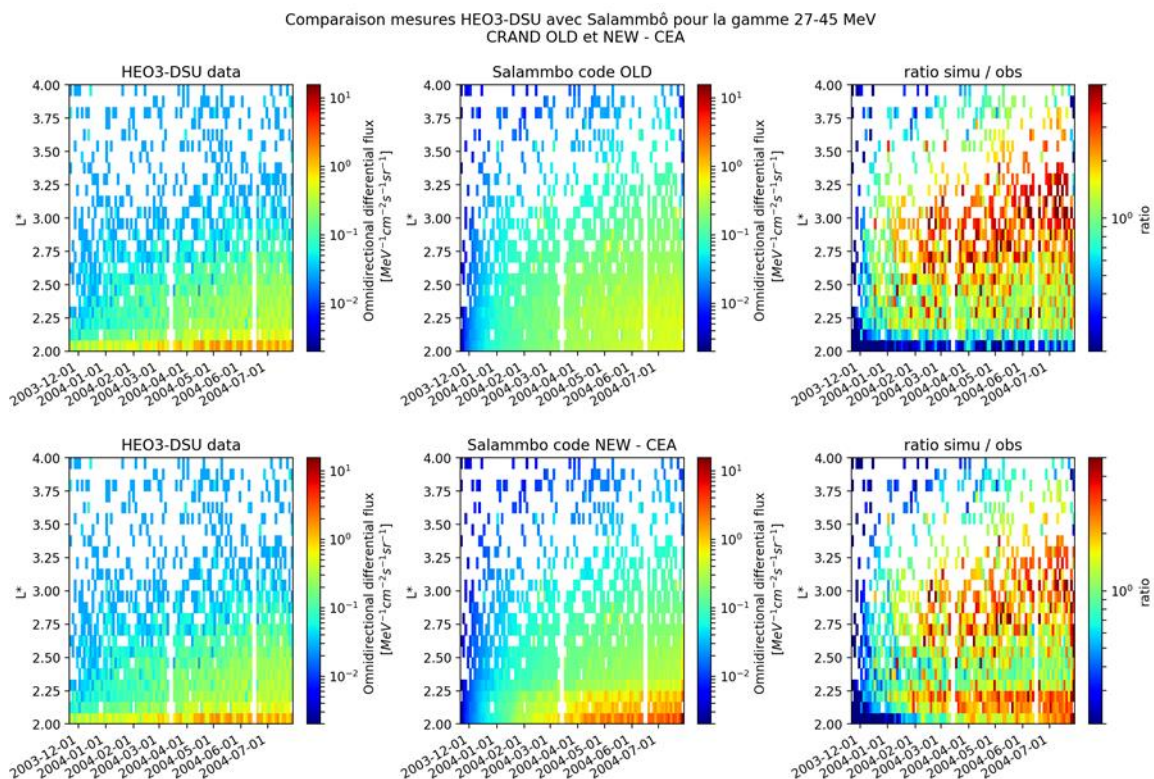


Figure 31 – Comparaisons des simulations Salammbô au niveau de l'orbite de HEO3, avec la source CRAND modélisée avant et après la collaboration CEA – ONERA.

Ces travaux menés sur la modélisation des ceintures de radiation protons m'ont permis de mieux appréhender cette physique. Bien que les résultats obtenus soient encourageants, de nombreuses pistes d'améliorations et de recherches existent :

- Concernant le blindage géomagnétique et le modèle MASHcode, cette modélisation peut être **améliorée par l'utilisation de modèles de champ magnétique plus réalistes** que le modèle Tsyganenko 89c. Ceci demande une refonte partielle du code afin d'optimiser son temps de calcul ;
- **Le piégeage des protons d'éruptions solaires est un équilibre complexe entre dynamique du blindage géomagnétique et quantité de protons piégés.** Le code MASHcode permet de quantifier cette transmission et ce piégeage partiel. Des premiers essais ont été réalisés par A. Brunet dans Salammbô protons qui a mis en évidence des pistes d'améliorations ;
- La modélisation du processus CRAND peut encore être affinée, premièrement en poursuivant notre collaboration avec le CEA afin d'obtenir des **distributions de neutrons d'albédo résolus en élévation et azimut**, et deuxièmement **en reprenant le code même de la source CRAND** (une première version améliorée a été réalisée par S. Rochel en 2015, mais n'a pas été validée).
- Il a été montré récemment que le processus **CRAND pouvait être source d'électrons au niveau des orbites basses** (Selesnick, 2015; Xiang et al., 2019). Il serait intéressant de confronter la modélisation Salammbô ***aussi bien électrons que protons*** à ces observations.

3. Aspects numériques de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation

Dans cette partie, je décris les travaux que j'ai menés sur la partie numérique des codes Salammbô. Ces projets ont été réalisés dans le cadre de contrats européens, R&T CNES, et via l'apport d'étudiants en projets, stages et thèses. Je présente ici en particulier trois actions que nous avons menées au cours des dernières années pour progresser sur cette thématique :

- **Evolution du cœur numérique de Salammbô 3D** : optimisation de la résolution de l'équation de diffusion en tenant compte de tous les processus de diffusion et supervision de la précision de calcul ;
- **Mise à niveau du code Salammbô 4D** : étendre la plage de validité de Salammbô vers les basses énergies (de l'ordre du keV) avec la mise en place d'une méthode de contrôle de la diffusion numérique induite par l'advection d'un front de particules et adaptation des termes de diffusion ;
- **Amélioration de la méthode d'assimilation de données** : travaux conduits sur l'ingestion optimale des mesures satellites et sur la prise en compte de l'incertitude des processus physiques modélisés dans Salammbô.

3.1. Evolution du schéma numérique de Salammbô-3D

Un premier travail a consisté à reprendre le cœur numérique du code Salammbô afin d'améliorer sa robustesse et rapidité. En particulier, l'élément déclencheur a été la mise en évidence progressive par la communauté scientifique de l'importance des interactions onde-particule en dehors de la plasmasphère, en particulier des ondes de type Chorus (Sicard-Piet et al., 2014b; Varotsou et al., 2008). Comme discuté dans les chapitres précédents, ces interactions ont pour particularité d'induire dans notre modèle des termes de diffusion en angle d'attaque et en énergie. Cette diffusion est en réalité non-dissociable (du fait de la résonance entre onde et particule) et un terme dit de diffusion croisée doit être pris en compte, comme l'illustre la Figure 32 schématisant le tenseur de diffusion diagonal dans le cas de la thermique (à gauche) et le cas des ceintures de radiation (à droite).

$$\begin{array}{cc}
 \begin{pmatrix} k & 0 & 0 \\ 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & k \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} D_{yy} & D_{yE} & 0 \\ D_{yE} & D_{EE} & 0 \\ 0 & 0 & D_{LL} \end{pmatrix} \\
 \text{Thermique} & \text{Physique des ceintures}
 \end{array}$$

Figure 32 - Illustration de la complexité induite dans le tenseur de diffusion à modéliser pour les ceintures de radiation

Ce terme de diffusion croisée pose en particulier des problèmes de stabilité numérique pour les cœurs de calcul. Alors que les autres équipes modélisant les ceintures de radiation ont développé des schémas de résolution type différences finies implicites, le code Salammbô 3D repose encore à l'heure actuelle sur un schéma simple de type différences finies explicites induisant de fortes contraintes et limitations sur la précision et la robustesse de notre modélisation, en particulier dans le cas des électrons. En effet, comme montré dans (Bourdarie & Maget, 2012), la condition CFL (Courant – Friedrichs – Lewy) impose un pas de temps inférieur à la seconde dans le cas de la modélisation de la dynamique électrons. Simuler de longues durées devient ainsi très contraignant. Cette contrainte est induite par les interactions

onde-particule modélisées qui peuvent être très intenses localement. Enfin, un schéma de type différences finies - explicite ne peut prendre en compte correctement les termes de diffusion croisée sans diverger (Albert, 2009; Camporeale et al., 2013b, 2013a; Dahmen et al., 2020). Albert (2009) a en particulier mis en évidence la forte influence de ces termes de diffusion croisée dans la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation électrons. Il est donc important de les incorporer dans notre équation de diffusion, au moins pour statuer sur leur influence réelle.

Ainsi, nous nous sommes attelés à optimiser le cœur numérique de Salammbô depuis quelques années, tout d'abord sur contrats R&T CNES et projets étudiants, puis depuis 2017 à travers la thèse de Nourallah Dahmen en collaboration avec le département DTIS de l'ONERA. L'objectif de cette thèse que je supervise est de prendre le problème de diffusion à résoudre par ses aspects numériques en premier lieu. En effet, les collègues ayant développé des codes similaires à Salammbô sont pour la plupart physiciens, et l'assurance de la validité des résultats obtenus (du point de vue numérique) n'est que rarement vérifiée objectivement, comme cela a pu l'être pour notre code Salammbô par le passé. Camporeale et al. (2013b) et Camporeale et al. (2013a) ont en particulier mis en évidence ce manque de rigueur. C'est pourquoi la philosophie que nous avons adoptée pour cette thèse, grâce à l'expertise du DTIS, a été de s'assurer à chaque étape de la robustesse du cœur numérique que nous avons mis au point. Pour cela, Nourallah a mis en place une série de cas de référence reposant sur une solution de référence analytique. Il a ainsi pu démontrer les limites du schéma actuel de Salammbô sur des cas réalistes, ainsi que celles de nos collègues du domaine. Cela a fait l'objet d'une première publication dans la revue *Computer Physics Computations* (Dahmen et al., 2020), validant notre méthode numérique. De ce constat, nous avons pu nous orienter vers la méthodologie qui semblait la mieux adaptée à notre problème, à savoir une résolution de type volumes finis implicite. Les détails de ce choix sont donnés dans Dahmen et al. (2020). En résumé :

- La méthode volumes finis nous permet de conserver la masse globale du système (ni création ni pertes numériques de particules) ;
- La méthode volumes finis nous permet de résoudre proprement notre problème de diffusion en évitant des calculs de dérivées spatiales dans les zones de forts gradients diffusifs ;
- La méthode de résolution temporelle de type implicite nous assure une robustesse globale de notre modèle ainsi qu'un gain en temps de calcul considérable.

Ce travail de thèse a ainsi permis de développer deux versions de cœurs numériques permettant de répondre aux critères de simulation de la dynamique des ceintures de radiation en fonction du besoin recherché. Ainsi, afin de disposer d'une modélisation très précise, un schéma non linéaire multipoints (NLMPFA, (Droniou, 2014)) a été développé par Nourallah en collaboration avec Jérôme Droniou, spécialiste du domaine et professeur à l'université de Monash (Australie). Ce schéma permet de conserver le principe du minimum et maximum et ainsi assurer une solution précise. En contrepartie, ce schéma est très coûteux en temps de calcul car pour chaque point du domaine spatial, un nombre important d'itérations est nécessaire pour assurer la résolution complète du système, comme l'illustre la Figure 33 de gauche. Pour répondre également aux besoins de simulations opérationnelles, J. Droniou et Nourallah Dahmen ont ensuite développé un second schéma numérique performant réduisant drastiquement le nombre d'itérations nécessaires par pas de temps de calcul, en s'appuyant sur les travaux de Nordbotten et al. (2007). Dans cette étude, les auteurs discutent, dans le cas de la modélisation des milieux poreux, quels sont les critères nécessaires et suffisants d'un point de vue

numérique (et non plus théorique) pour assurer la monotonie et conserver le principe du maximum et minimum. Ces nouveaux critères, moins restrictifs, permettent dans le cas de la modélisation des ceintures de radiation d’obtenir une modélisation robuste et de précision comparable au schéma NLMPFA, pour un coût computationnel moindre, comme l’illustre la Figure 33 de droite.

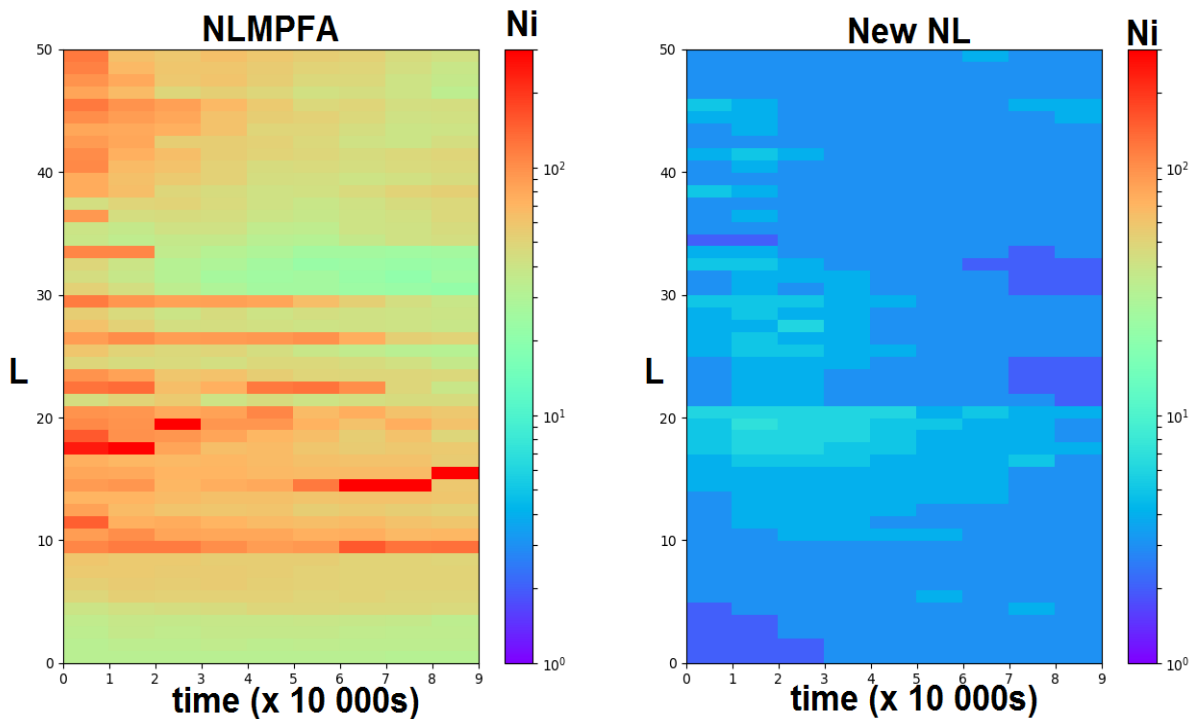


Figure 33 – Mapping du nombre d’itérations nécessaires à chaque pas de temps ($\Delta t= 10\,000\text{ s}$) par plan (E_y) en fonction du schéma numérique utilisé (à gauche le schéma NLMPFA et à droite le nouveau schéma non linéaire – NL – développé par N. Dahmen et J. Droniou). La simulation complète réalisée est de 90000s, pour une dynamique imposée par $K_p=9$. La simulation prend en compte tous les processus physiques modélisés dans Salammbô.

Une fois ces schémas développés, Nourallah s’est ensuite attelé à réaliser des simulations physiques de la dynamique des ceintures de radiation terrestres. La Figure 34 présente les résultats de simulations réalisées sur l’orage géomagnétique de septembre 2017. Les résultats (préliminaires) sont tracés en fonction de distribution uniquement. Sur la partie gauche de la figure sont présentés les résultats de deux simulations, avec et sans prise en compte de la diffusion croisée, ainsi que leur ratio. On voit clairement l’influence de cette diffusion en sortie de phase principale de l’orage, et également aux abords de la plasmasphère. La physique des ceintures de radiation est un équilibre complexe entre tous les mécanismes d’interactions, et l’on voit bien ici l’influence d’un tel ajout. Les termes de diffusion croisée modifient la dynamique de la ceinture externe électron, là où les interactions onde Chorus – particule sont dominantes. En particulier, on note qu’ils ont tendance à limiter les pertes, le ratio étant majoritairement supérieur à 1 dans cette gamme de moment magnétique. Enfin, sur la partie de droite de la figure, des coupes à $L^*=4,49$ ont été réalisées au cours de la simulation. On constate que le ratio entre les deux simulations évolue en fonction du temps, une nouvelle fois dû au fait que l’équilibre des processus physiques est fonction de l’activité géomagnétique.

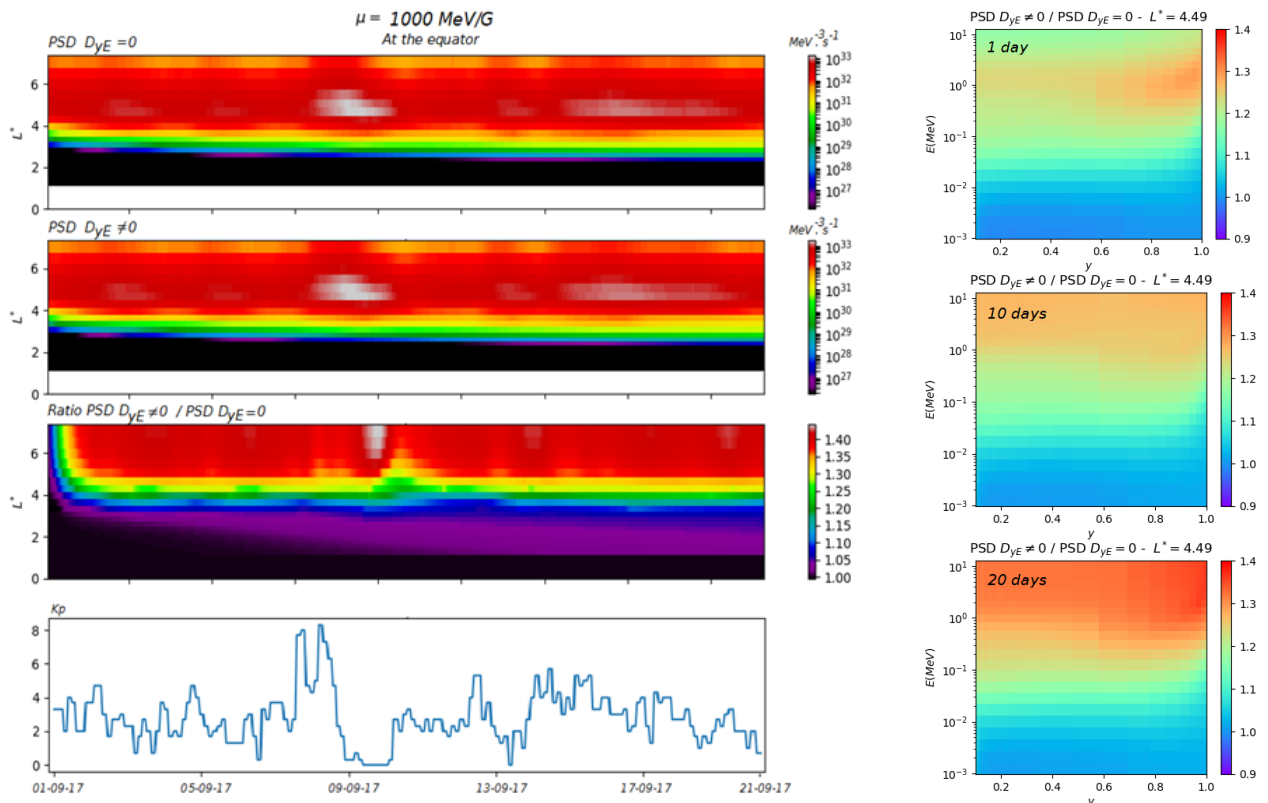


Figure 34 – Simulation de l’orage géomagnétique de septembre 2017. A gauche est présenté une comparaison entre simulations réalisées avec et sans prise en compte des termes croisés par le nouveau schéma numérique développé. Les résultats sont présentés en évolution de la fonction de distribution. A droite sont tracés à différents instants de la simulation le ratio des simulations à $L^*=4,49$, pour analyser l’apport de la diffusion croisée sur les résultats de simulation.

En conclusion, ce travail de thèse est très prometteur et nous fait faire un grand bond en avant sur la partie numérique de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres. En plus de nous apporter un cœur numérique performant, les travaux de Nourallah nous ont permis en particulier de prendre du recul sur ce domaine en maîtrisant maintenant complètement les aspects robustesse et précision du schéma implémenté. Ainsi nous avons à disposition tous les outils nécessaires pour évaluer l’impact de l’implémentation d’un nouveau processus physique et/ou sa mise à jour (nouvelles mesures par exemple) dans le code Salammbô. Bien entendu, ces travaux ouvrent de nombreuses perspectives dont les principales sont :

- **Finaliser le code Salammbô de nouvelle génération pour qu’il soit totalement opérationnel**, le travail de Nourallah ayant été réalisé en python ;
- **L’adapter à l’assimilation de données**, afin également de gagner en temps de calcul ;
- **Exploiter ses apports physiques**, en particulier en ce qui concerne l’analyse de l’équilibre entre les processus physiques maintenant que nous avons tous les termes d’interaction correctement modélisés, et analyser les précipitations dans l’atmosphère tels qu’ainsi modélisés grâce à la méthode des volumes finis. Sur ce dernier point, nous sommes aujourd’hui le seul laboratoire à modéliser la dynamique des ceintures de radiation par une telle méthode. Les autres groupes sont tous restés sur une méthode de différences finies, ne donnant pas accès correctement aux flux entrants et sortants des ceintures de radiation. C’est

donc un avantage qu'il nous faut exploiter par la suite afin de mieux comprendre ce système complexe que sont les ceintures de radiation ;

- **Reprendre la physique modélisée**, maintenant que nous sommes en mesure d'affirmer que notre résolution numérique est précise (plus précise que notre modélisation physique...). En effet, les comparaisons de nos simulations numériques avec les mesures des sondes Van Allen Probes mettent en évidence des écarts notables, directement liés selon moi à des temps caractéristiques d'interaction mal estimés.

3.2. Prise en compte de l'advection dans Salammbô : Salammbô-4D, fonction du temps local magnétique

Comme discuté dans le paragraphe 1.2.3, les modèles Salammbô ont été simplifiés de sorte à restituer la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle de la dérive des particules piégées, i.e. dans un référentiel réduit (E,y,L*). Depuis les travaux de thèse de S. Bourdarie (Bourdarie, 1996), peu de travaux ont été conduits pour modéliser la dynamique des ceintures de radiation à une échelle temporelle plus fine, en prenant en compte les asymétries en temps local magnétique.

Pour reprendre ces travaux et aller plus loin, j'ai pu encadrer la thèse de Damien Herrera de 2014 à 2017 sur cette thématique. Le point de départ étaient les conclusions de (Bourdarie, 1996) :

- Capacité à reproduire les asymétries de la phase principale d'un orage magnétique si les processus physiques sont bien modélisés ;
- Risque fort de diffusion numérique induite par l'advection/convection en temps local magnétique (problématique de la propagation d'un front d'onde) ;
- Passage complexe entre coordonnées magnétiques et coordonnées géographiques, étroitement lié au réalisme du modèle de champ magnétique utilisé.

Ainsi, de ces conclusions, les travaux de cette thèse se sont concentrés en premier lieu sur le contrôle de la diffusion numérique, puis sur la mise à jour du modèle 4D grâce aux avancées faites depuis 1996 sur la modélisation des processus physiques. Pour rappel, l'équation de diffusion 4D s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi_3}{dt} \frac{\partial f}{\partial \varphi_3} + \frac{dL^*}{dt} \frac{\partial f}{\partial L^*} &= \sum_{i,j=1}^3 \frac{1}{G_{(J \rightarrow I)}} \frac{\partial}{\partial I_i} \left(G_{(J \rightarrow I)} \tilde{D}_{I_i I_j} \frac{\partial f}{\partial I_j} \right) \\ &- \sum_{i=1}^3 \frac{1}{G_{(J \rightarrow I)}} \frac{\partial}{\partial I_i} \left[G_{(J \rightarrow I)} \left(\frac{dI_i}{dt} \right)_{\text{fric}} f \right] \\ &+ \text{sources} - \text{pertes} \end{aligned}$$

avec $I = (E, y, L^*, \varphi_3)$ la base de coordonnées utilisée dans la thèse de Damien Herrera, et G le Jacobien de passage entre le repère canonique et la base I . Le passage en 4D fait apparaître, dans le membre de gauche, la vitesse d'advection selon φ_3 et L^* . Elle représente le mouvement de dérive de la particule autour de la Terre et donc la violation du troisième invariant adiabatique. Cette vitesse d'advection s'exprime dans l'espace des coordonnées géographiques (r, θ, MLT) comme suit (Schulz, 1991) :

$$\vec{v}_D = \frac{J_1}{mB^2} (1 + 2 \cotan^2 \alpha) \vec{B} \wedge \vec{\nabla} B + \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}$$

Cette vitesse contient deux composantes, la première liée au champ électrique et la seconde au champ magnétique. Bien que cette formule s'exprime « simplement » dans le repère géographique, sa transposition dans le repère magnétique est complexe. Au cours de la thèse de Damien Herrera, il nous a été possible de mettre en place les outils théoriques nécessaires à la prise en compte de la variable MLT dans le code, notamment par le calcul des vitesses d'advection le long des directions φ_3 et L^* . Nous avons alors réalisé ces calculs pour le modèle de champ magnétique de Mead (Mead & Fairfield, 1975) et le modèle de champ électrique de convection de Daniel Boscher (adapté de celui de (Volland, 1973) et (Stern, 1977)). Pour cela, une méthodologie de transposition a été mise en place par analogie avec le calcul orbital entre les coordonnées MLT et φ_3 , en fonction du modèle de champ magnétique utilisé (Damien Herrera, 2017).

Le traitement de la diffusion numérique induite par la propagation d'un front de particules a ensuite été le point central de cette thèse. Plusieurs schémas de résolution ont été implémentés et une méthodologie de contrôle de la diffusion numérique a été développée en collaboration avec le département DTIS de l'ONERA. L'implémentation d'un schéma numérique d'ordre élevé induit des oscillations qui peuvent conduire à des fonctions de distribution localement négatives. Pour pallier à cela, nous avons adapté et implémenté le limiteur Superbee (Hirsch, 2007) qui permet de conserver la positivité de la fonction de distribution, ainsi que la masse totale du système (ni perte, ni source numérique induite par ce schéma). Il est en particulier reconnu comme étant le plus performant pour gérer les forts gradients. L'avantage supplémentaire de ce limiteur est qu'il est possible de le superviser afin de contraindre la diffusion numérique à un niveau plus faible que la diffusion physique, la rendant ainsi négligeable par rapport à la dynamique que l'on souhaite reproduire. La Figure 35 présente les résultats obtenus. A gauche, on observe l'étalement temporel de notre schéma optimisé. Sans diffusion physique, si l'on fait convecter autour de la Terre une gaussienne (en pointillés bleus) le long de plusieurs dérives successives, on observe un étalement progressif qui se stabilise au bout de la quatrième dérive, avec une perte du maximum de l'ordre de 25%. Cependant, l'introduction de la diffusion physique montre que cette dernière est plus rapide, minimisant ainsi cet étalement. La figure de droite montre de son côté l'apport direct de ce limiteur par rapport à des schémas de propagation directs. Le limiteur permet de contraindre les diffusions numériques induites par ces schémas d'ordre 1 et 2.

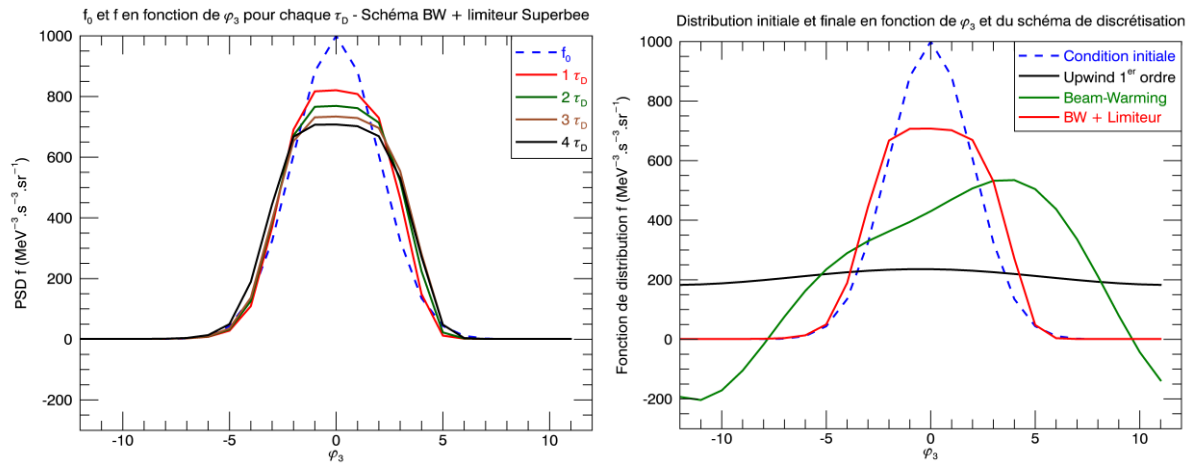


Figure 35 – Analyse de la pertinence du limiteur Superbee pour la modélisation Salammbô 4D, ici à $L^*=8$, pour des électrons de 5MeV. La figure de gauche présente l'étalement temporel du couplage schéma de propagation Beam-Warming et limiteur Superbee pour 1 à 4 dérivés autour de la Terre par rapport à la gaussienne de référence (en pointillée bleue). La figure de droite présente l'apport du limiteur pour contrôler la diffusion numérique induite par un schéma de propagation d'ordre 1 (Upwind) et 2 (Beam-Warming).

Ensuite, nous avons mis à jour la modélisation de la physique dans ce code 4D, en particulier dans le cas des électrons. Les interactions onde-particule ont été rendues dépendantes de MLT selon la méthodologie de (Orlova & Shprits, 2014), les pertes par traversée de la magnétopause adaptées en conséquence, et la diffusion radiale adaptée pour être en accord avec la modélisation 4D. Nous avons finalement comparé nos résultats aux données des satellites Van Allen Probes et THEMIS pour l'orage de mars 2015 (Saint Patrick Storm). La Figure 36 présente ces résultats, ici en comparaison avec les données du détecteur SST embarqué sur les satellites THEMIS à 293 keV. A droite pour 12h00 MLT, le dropout est bien reproduit durant le maximum de l'orage, signe du rapprochement de la magnétopause. Dans une moindre mesure, il est également visible à 18h00 MLT (figure du bas). Par ailleurs la même dynamique est observée sur la figure de gauche illustrant les données THEMIS, avec des niveaux de flux équivalents, sauf pour les couches internes des ceintures. En effet, en tenant compte du champ électrique de convection, les électrons sont davantage transportés vers l'intérieur côté nuit, ce qui augmente considérablement le flux pour des valeurs de L^* faibles. Il est en effet très complexe de disposer d'un modèle de champ électrique dynamique représentatif de la magnétosphère interne. Les niveaux de flux plus intenses par rapport aux données du détecteur SST s'expliquent également du fait de l'implémentation d'une condition aux limites constante, ne modulant donc pas l'injection des particules en fonction de l'activité géomagnétique durant l'orage. Néanmoins, le dropout modélisé est bien mesuré, le satellite étant côté jour durant le déclenchement de l'orage.

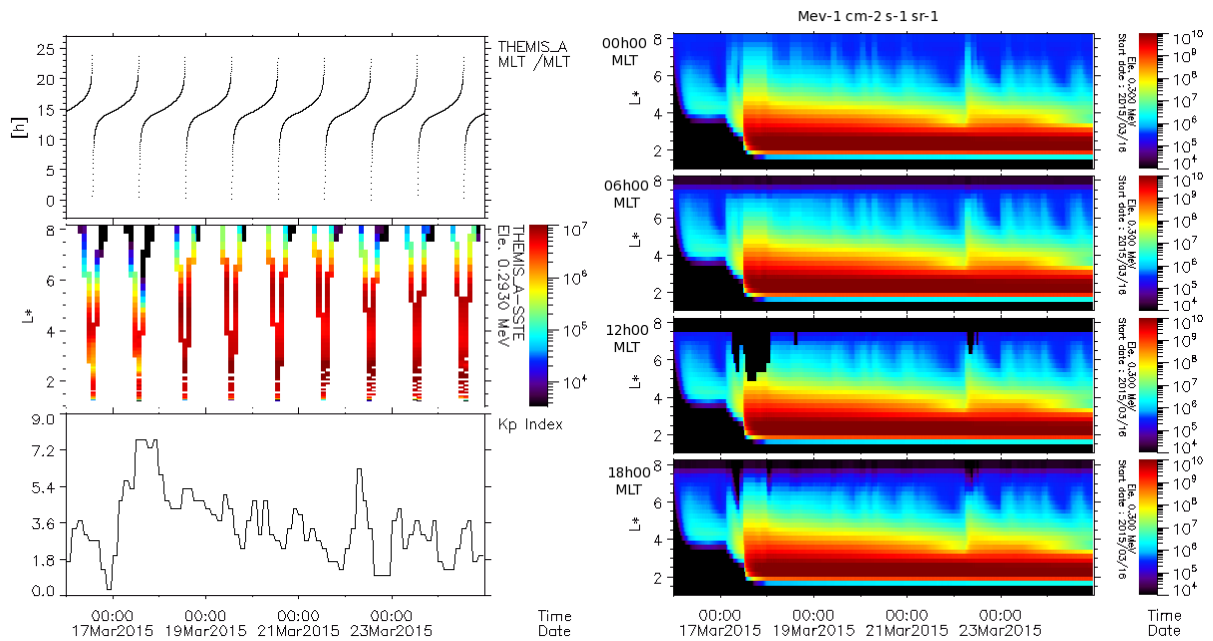


Figure 36 - Orage géomagnétique de St-Patrick de Mars 2015. À gauche : MLT du satellite THEMIS-A (en haut), Flux différentiel d'électrons de 293 keV (au milieu), indice géomagnétique Kp (en bas). À droite : Modélisation Salammbô 4D pour différents MLT à 300 keV, de haut en bas : 00h00 MLT, 06h00 MLT, 12h00 MLT et 18h00 MLT.

En conclusion, ce travail nous a permis de remettre à jour cette version évoluée de Salammbô, en particulier dans le cas des électrons. Il reste bien entendu de nombreux points à investiguer et améliorer, en particulier la prise en compte de modèles de champs réalistes et les temps de calculs. D'un point de vue perspectives, il semble important de se concentrer maintenant sur les points suivants :

- Des conditions aux limites dynamiques et asymétriques ont été implémentées à $L^*=8$, mais les niveaux de flux modélisés lors d'orages sont parfois supérieurs de plus d'une décade aux flux mesurés par les satellites. ***Cela suggère que les pertes sont trop faibles (ondes de type Upper Chorus mal modélisées ?) et/ou que les conditions limites sont mal positionnées.*** Un travail a été mené récemment par A. Brunet pour étendre le modèle Salammbô 3D à $L^*=10$. Il serait intéressant de l'adapter au cas 4D afin de bien dissocier les zones de source (feuillelet de plasma) de la zone d'activité des interactions onde-particule (4-8 rayons terrestres).
- Le modèle de champ électrique de convection simpliste utilisé propose un axe de symétrie aube-crépuscule qui n'est pas toujours réaliste. ***La prise en compte d'un modèle plus récent comme celui de Weimer (Weimer, 2001), dépendant des paramètres du vent solaire et tenant compte de cette asymétrie, serait une perspective prometteuse,*** avec une meilleure estimation de la composante électrique de convection dans la vitesse de dérive.
- En ce qui concerne la position de la plasmopause, dans l'implémentation effectuée au cours de cette thèse, le modèle était indépendant de MLT. ***Il serait bon de disposer de cette asymétrie en particulier en période d'orage magnétique*** (Pierrard & Stegen, 2008), afin d'avoir une meilleure détermination de la zone d'écrantage du champ électrique de convection et une meilleure prise en compte des ondes dans et en-dehors de la plasmasphère.
- Enfin, ***l'utilisation d'un indice géomagnétique plus précis que tri-horaire*** est nécessaire pour bien modéliser la dynamique des interactions subies par les particules piégées. En ce sens, les récents

travaux de (Chambodut et al., 2015) sur l'indice sectoriel α , rendant compte de l'activité géomagnétique globale et fonction de MLT, est une piste à explorer.

3.3. Assimilation de données appliquée aux ceintures de radiation terrestres

Le cœur de ma thèse était dédié à la définition et la mise en place d'un schéma d'assimilation de données pour améliorer la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres électrons et protons (Maget et al., 2007, 2008; Maget, 2007). L'assimilation de données consiste à combiner mesures et modèle physique pour obtenir une représentation plus fidèle de l'état réel du système considéré, dans notre cas, les ceintures de radiation. Le bénéfice de l'assimilation de données est d'associer de manière optimale mesures et modélisation en tenant compte de leurs incertitudes respectives. J'ai ainsi repris et adapté une méthode d'assimilation filtrée issue de l'océanographie, le filtre de Kalman d'Ensemble (Evensen, 1994, 2003, 2009). La Figure 37 illustre le fonctionnement du filtre de Kalman d'Ensemble. Cette méthode permet d'appliquer un filtre de Kalman standard a des systèmes de grandes tailles en minimisant le nombre de calculs matriciels associés par un échantillonnage basé sur des tirages de Monte Carlo (voir (Maget, 2007) et (Bourdarie & Maget, 2012) pour plus de détails).

Ainsi, le paramétrage d'une telle méthode d'assimilation repose sur la connaissance « a priori » la plus précise possible des incertitudes de modélisation et de mesures. La bonne estimation de ces incertitudes est l'élément clé au bon fonctionnement de l'assimilation de données. Si elles sont inconsistantes les unes des autres, alors la correction basée sur les mesures le sera également et le filtre pourra diverger, limitant ainsi son apport et sa représentativité physique. En fin de thèse, nous avons pu aboutir à la mise en place du code Salammbô-EnKF validé en particulier par l'intermédiaire d'expériences dites jumelles. Par ce travail nous avons été les premiers à démontrer la faisabilité de la mise en œuvre d'une telle méthode dans le domaine des ceintures de radiation. Les perspectives identifiées ont alors résidé naturellement dans l'estimation des incertitudes de modèle et l'assimilation optimisée des mesures satellites.

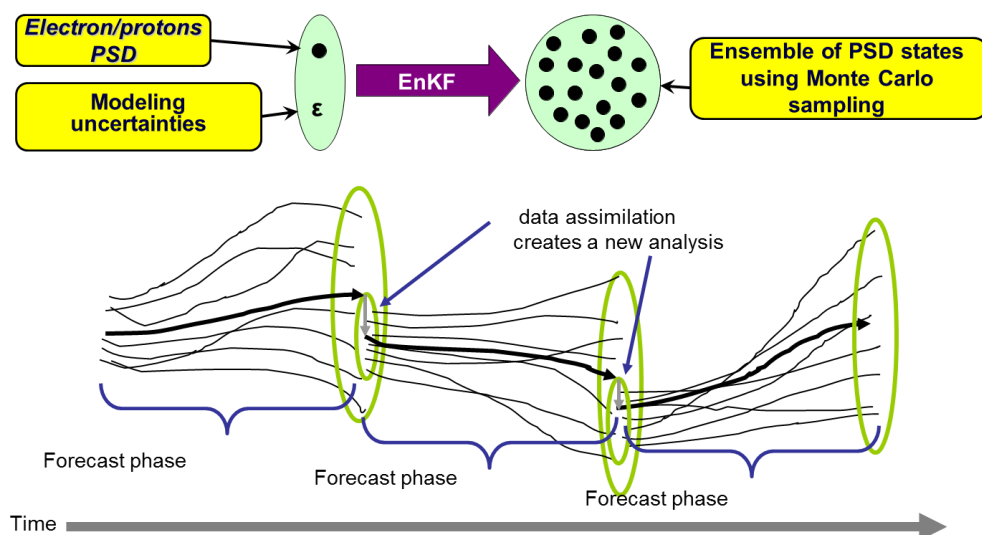


Figure 37 – Description du fonctionnement du filtre de Kalman d'Ensemble

Suite à mon embauche à l'ONERA, j'ai ainsi pu participer à l'évaluation des incertitudes de chaque brique (i.e. les processus et interactions physiques modélisés) de Salammbô, ainsi qu'à l'optimisation de l'ingestion des mesures dans le code d'assimilation. Ces résultats (estimation des incertitudes de modélisation et assimilation dans l'espace des mesures) ont fait l'objet de trois publications conjointes à l'unité ERS (Bourdarie & Maget, 2012; Herrera et al., 2016; Maget et al., 2015) mettant en avant tout le travail réalisé depuis ma thèse, aussi bien sur Salammbô que sur Salammbô-EnKF.

Une première partie des travaux menés depuis ma thèse a consisté en l'estimation de l'incertitude de modélisation. Ces résultats sont synthétisés dans (Bourdarie & Maget, 2012) et (Maget et al., 2015). Estimer les incertitudes de modélisation est complexe et ont différentes origines (Lermusiaux et al., 2006). La liste suivante regroupe les origines principales et sont surlignées en gras celles qui ont été explorées :

- Le cœur diffusif de Salammbô et ses approximations numériques ;
- ***Les processus physiques modélisés à partir de modèles statistiques de l'interaction ;***
- ***Les conditions initiales et les conditions limites du modèle Salammbô.***

Les incertitudes relatives au premier item sont très difficilement estimables, mais cela est une piste à explorer dans un avenir proche, en particulier suite aux résultats de thèse de N. Dahmen (voir paragraphe 3.1) et des cas jouets mis en place. L'estimation des incertitudes de la modélisation des interactions physique a été réalisée sur plusieurs années. En particulier nous nous sommes focalisés sur l'estimation des incertitudes relatives aux interactions onde-particule et à la diffusion radiale. La Figure 38 synthétise la méthodologie mise en place et les résultats obtenus. Sur la partie gauche de cette figure est illustrée la répartition temporelle des données utilisées pour estimer l'amplitude des ondes électromagnétiques dans la magnétosphère interne. Comme décrit dans Sicard-Piet et al. (2014a), des jeux de données hétérogènes sont utilisés pour déterminer l'amplitude moyenne des ondes électromagnétiques en fonction de l'activité magnétique. La dynamique de la magnétosphère interne ne pouvant se résumer à une simple dépendance déterministe en un indice géomagnétique de type Kp, intrinsèquement, une classification statistique ne peut se résumer à l'estimation d'une valeur moyenne uniquement (par intervalle de Kp par exemple). On observe nécessairement une dispersion. Comme le montre la Figure 38 en haut à droite, la distribution d'amplitude des ondes peut être très étalée. Néanmoins, sa forme peut être assimilée à une loi gaussienne (log-gaussienne ici), plus ou moins fidèle mais permettant de limiter le nombre de paramètres de contrôle, pour laquelle nous pouvons estimer un écart-type. C'est ce que nous avons fait pour piloter le filtre de Kalman d'ensemble. Un tirage de Monte Carlo est ensuite réalisé pour initialiser les différents membres de l'ensemble permettant de réaliser l'assimilation de données. Ainsi notre ensemble explorera les différentes possibilités d'évolution selon cette distribution. Dans le même esprit, nous avons également estimé les incertitudes relatives à la modélisation de la diffusion radiale. Cette étude a été initialisée au cours de la thèse de S. Lejosne (Lejosne, 2013). La Figure 38 en bas à droite illustre la dispersion de l'estimation de la diffusion radiale pour différents intervalles de Kp. Une nouvelle fois on remarque que les distributions sont très proches d'une loi log-gaussienne dont on peut estimer l'écart-type. Ces estimations des incertitudes de modélisation nous ont permis d'améliorer notablement la précision des résultats d'assimilation comme discuté dans (Bourdarie & Maget, 2012).

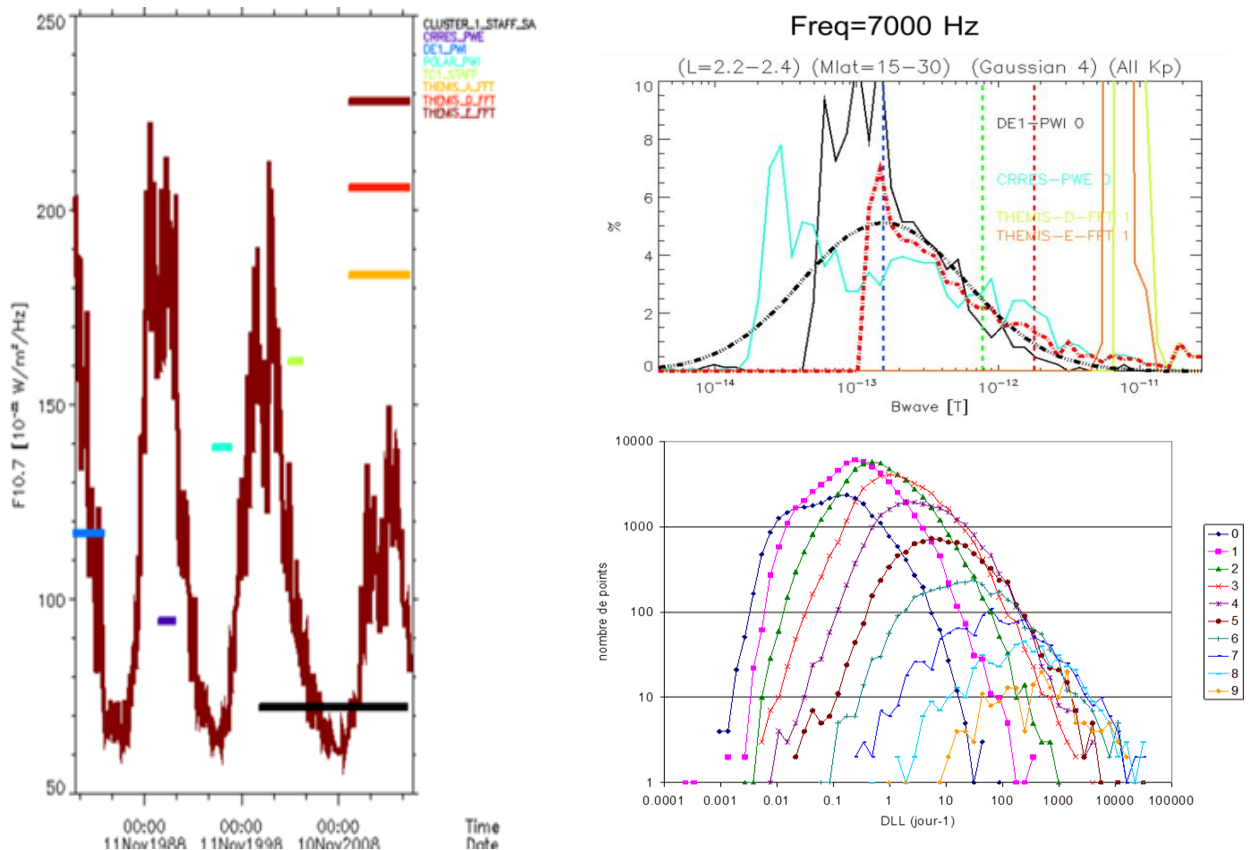
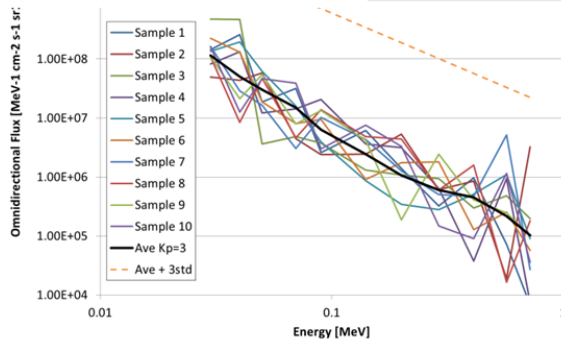


Figure 38 – Illustration de l’analyse statistique conduite pour estimer les incertitudes de modélisation intrinsèque à Salammbô. A gauche est tracée la répartition temporelle des mesures utilisées pour construire le modèle statistique de l’intensité des ondes électromagnétiques dans la magnétosphère interne. A droite sont tracés deux exemples d’analyses statistiques des mesures utilisées pour estimer la diffusion liée à l’interaction onde-particule (en haut) et la diffusion radiale (en bas).

Suite à cela, nous avons pu continuer à améliorer Salammbô-EnKF à travers le contrat européen FP7-MAARBLE, en particulier par la prise en compte des pertes par traversée de la magnétopause, et sur la définition de conditions limites externes (au niveau de la source d’injection de plasma depuis la queue de la magnétosphère) dédiées à un tel schéma d’assimilation (Maget et al., 2015). En effet, la condition limite extérieure est primordiale dans la restitution de la dynamique des ceintures de radiation. Dans le cadre de Salammbô-EnKF, il est nécessaire d’estimer également son incertitude afin de pouvoir représenter toutes les possibilités d’évolution. Le modèle de condition limite étant également basé sur une analyse statistique (et donc représentant un état moyen uniquement), nous ajoutons initialement une incertitude sur le spectre moyen estimé pour chaque énergie, indépendamment. Cela nous donnait alors un spectre très peu réaliste comme illustré sur la Figure 39 de gauche. Nous avons alors mené une étude afin de déterminer les variances et covariances (entre non seulement les énergies, mais également entre angles d’attaque) relatives à ce modèle grâce au jeu de données THEMIS-SST. En appliquant ensuite un tirage de Monte Carlo multivarié, nous avons finalement obtenu une distribution de la condition limite bien plus réaliste comme l’illustre la Figure 39 de droite. Les améliorations obtenues sont présentées dans l’article (Maget et al., 2015). Un gain d’un facteur 2 à 4 a été obtenu par amélioration de la prise en compte de la condition limite.

Monte-Carlo sampling not using energy correlation



Monte-Carlo sampling using energy correlation

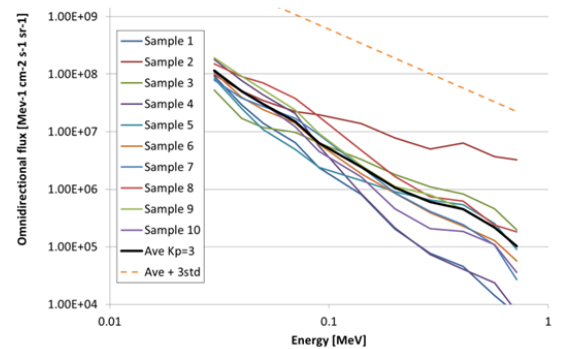


Figure 39 – Illustration des résultats de l’estimation de l’incertitude de la condition limite en utilisant une loi multi-variée de sorte à conserver une consistance physique du spectre de flux (extrait de (Maget et al., 2015)).

En parallèle, nous avons pu mettre en place une évolution de Salammbô-EnKF en proposant la réalisation de l’assimilation dans l’espace des mesures, que ce soit en termes de flux mesurés, ou de comptages lorsque la fonction de transfert de l’instrument était disponible. Ceci a permis d’éviter une inversion matricielle très coûteuse et pour laquelle des hypothèses fortes devaient être faites (Bourdarie & Maget, 2012). La Figure 40 synthétise cette méthodologie mise en place. Cette optimisation nous a permis de gagner notablement en temps de calcul et en précision en évitant les approximations relatives à l’inversion numérique d’une matrice souvent mal conditionnée (voir pour cela les résultats d’inversion de matrices par méthode SVD détaillée dans (Maget et al., 2014)).

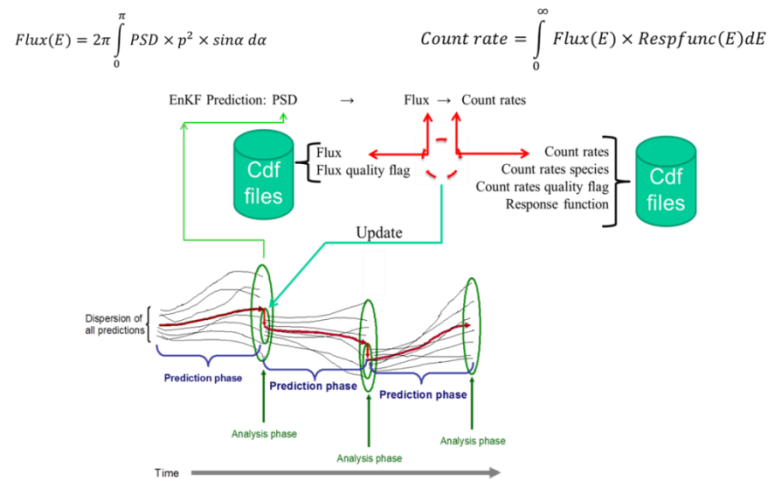


Figure 40 – Schéma illustratif de la méthodologie développée pour assimiler de manière optimale les mesures satellites dans Salammbô-EnKF

Aujourd’hui, Salammbô-EnKF repose sur des bases solides d’estimation des incertitudes de modélisation et de mesures. Pour l’améliorer encore de ce côté-là, il faudrait maintenant :

- **prendre en compte les avancées de Salammbô au jour le jour.** Pour cela, il serait intéressant de mieux coupler Salammbô et Salammbô-EnKF. Pour faciliter cela, et conserver une bonne cohérence entre notre modèle et notre outil d’assimilation, l’utilisation d’un coupleur de code (type OpenPalm développé par le CERFACS) ou d’une bibliothèque d’assimilation de données (type PDAF) serait bénéfique.

- **Déterminer une méthodologie pour estimer les incertitudes relatives au schéma numérique de diffusion de Salammbô.** Les résultats récents de la thèse de N. Dahmen sont encourageants en ce sens (voir paragraphe 3.1). En effet, la mise en place de cas jouets et de solutions de références analytiques nous permettraient de disposer d'un benchmark nous permettant d'estimer les différences de précision entre plusieurs méthodes numériques.
- **reprendre le cœur numérique même de notre assimilation de données.** Une première idée serait de lisser temporellement cette assimilation séquentielle, c'est-à-dire, introduire une sorte de longueur de corrélation temporelle (Bocquet & Sakov, 2014).
- **Prendre globalement plus de recul sur l'assimilation de données et la quantification des incertitudes** de sorte à mieux maîtriser ce domaine dans notre contexte des ceintures de radiation. Pour cela, j'ai initié une collaboration avec le Centre National de Recherche Météorologique (CNRM) avec O. Pannekoucke qui vient de co-encadrer avec moi le stage M2 de Martin Sabathier, et dont il sera également le directeur de thèse à partir d'octobre 2020.

4. Conclusions et perspectives de recherche

Mes travaux se sont ainsi axés sur différentes briques de modélisation des ceintures de radiation terrestres, aussi bien du point de vue numérique que du point de vue physique. Comme mentionné en introduction, les recherches que nous menons à l'ONERA ont pour objectif direct l'apport et l'aide aux industriels du spatial dans ce domaine particulier. Dans chacun des paragraphes de ce manuscrit j'ai présenté les conclusions ainsi que les perspectives relatives aux recherches auxquelles j'ai pu participer. En effet, tous ces travaux sont la plupart du temps menés en équipe (permanents et étudiants) afin de regrouper nos expertises complémentaires.

Plus globalement, et à l'échelle de l'équipe dans laquelle je suis, il reste encore aujourd'hui de nombreux axes à explorer pour parfaire notre connaissance des mécanismes physiques régissant la dynamique des ceintures de radiation, que ce soit autour de la Terre ou des autres planètes magnétisées. Ainsi, de ce point de vue, compléter les modélisations physiques actuelles, par exemple par la modélisation des interactions onde EMIC – particule, ainsi que de maîtriser les aspects numériques de notre modélisation restent prioritaires. En particulier, étendre le modèle Salammbô vers les basses énergies (Salammbô 4D) reste un objectif fort à suivre pour les prochaines années afin de s'assurer par ce biais de la précision de restitution de la dynamique des particules constituant le cœur des ceintures de radiation. La finalité associée reste toujours l'idée de disposer à l'ONERA d'un laboratoire virtuel le plus précis possible afin de nous épauler pour :

- mieux comprendre la dynamique globale des ceintures de radiation et l'équilibre des processus modélisés ;
- nous permettre de fournir aux agences et industries du spatial des modèles de spécifications et de compréhension d'anomalies les plus pertinents possibles.

Par ailleurs, étendre notre maîtrise de la modélisation des ceintures de radiation nous permettra également de mieux modéliser ses limites et par conséquent ses interactions avec les régions connexes de la magnétosphère interne. Par exemple, les travaux récents de Nourallah Dahmen nous permettent d'imaginer à court terme être en capacité d'estimer les précipitations dans la haute atmosphère lors de périodes d'orages géomagnétiques. Pour aller plus loin dans les années à venir, il est nécessaire de

poursuivre nos efforts de collaborations avec les autres instituts scientifiques étudiant la magnétosphère interne. Le Tableau 2 synthétise les idées de collaborations qui nous permettraient d’aller plus loin dans le domaine de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation. Les priorités selon moi sont en premier lieu l’utilisation d’un modèle de plasma froid (plasmasphère et plasmatrôugh) évolué ainsi que l’utilisation d’indices géomagnétiques et pilotes d’activité plus évolués que simplement Kp. Pour le plasma froid, un projet européen, H2020-SAFESPACE, est actuellement démarré et nous permet de collaborer avec l’IASB, spécialiste du domaine. En parallèle de ce projet, une autre proposition a été faite à l’Europe, proposition FARBES (mais non retenue cette année), afin d’explorer les possibilités de caractériser plus précisément les variations d’activités dans la magnétosphère interne (ondes, injections, plasma) depuis le sol lors d’épisodes d’orages géomagnétiques.

Tableau 2 – Synthèse des recherches collaboratives à mener dans l’avenir pour poursuivre nos avancées

Souhait	Influence dans Salammbô	Action à mener ?
Distribution complète et dynamique en L*=8	<ul style="list-style-type: none"> • Zone externe • Zone du « slot » en période active 	<ul style="list-style-type: none"> • Identifier les drivers de la dynamique • Spécialistes du feuillet neutre proche Terre et du vent solaire
Modèle de densité de plasma et de plasmopause	<ul style="list-style-type: none"> • Interactions ondes-particules • Séparation spatiale des types d’ondes 	<ul style="list-style-type: none"> • Identifier les drivers de la dynamique • Spécialistes de la plasmasphère
Modèle de magnétopause et champ magnétique	<ul style="list-style-type: none"> • Pertes rapides dans les ceintures externes • Influence sur la typologie des ceintures 	<ul style="list-style-type: none"> • Drivers ? • Influence de la dynamique de la magnétopause sur les coquilles de dérives
Mesures sectorielles de champs magnétiques	<ul style="list-style-type: none"> • Diffusion radiale 	<ul style="list-style-type: none"> • Drivers • Spécialistes indices et de leur exploitation
Quels drivers pour quel processus dans la magnétosphère interne ?	<ul style="list-style-type: none"> • Toute la dynamique 	<ul style="list-style-type: none"> • Etudes conjointes ?

Enfin, depuis quelques années, nous orientons petit à petit une part de nos activités vers la météorologie et climatologie de l’Espace. En effet, du fait de l’apparition des orbites de type EOR (« Earth Orbit Rising ») et des besoins des industriels en prévisions plus précises de l’environnement de leurs satellites, les modèles de spécification doivent également évoluer. Jusqu’à maintenant, ces modèles disposaient principalement d’une dépendance simple au cycle solaire (une valeur en minimum et une valeur en maximum solaire pour les modèles AE8-AP8, et au mieux une dépendance annuelle pour des modèles locaux comme IGE 2006). Actuellement, deux développements sont conduits en parallèle. D’une part, Aerospace Corporation développe les nouvelles versions AE9-AP9. D’autre part, l’ONERA et le CNES développent le modèle GREEN. L’ambition de ces nouveaux modèles est de fournir une estimation plus précise de la variabilité de l’environnement radiatif sur les orbites communes. De même, dans un souci de prévision à court terme des perturbations sur une orbite donnée, il devient nécessaire d’être en mesure de fournir aux opérateurs des informations précises du type : combien de temps l’évènement en cours va-t-il durer et/ou quel niveau maximum de perturbations l’évènement actuel risque-t-il d’atteindre ?

Dans cette optique, deux études ont été menées au cours des dernières années à l'ONERA. La première a permis de définir un nouvel indice géomagnétique dédié à la caractérisation de la perturbation engendrée dans les ceintures de radiation terrestres, nommé Ca (Rochel et al., 2016). Basé sur ce nouvel indice, une étude a ensuite été menée pour caractériser les événements dits extrêmes dans les ceintures de radiation terrestres (Bernoux & Maget, 2020). Ces études nous permettent aujourd'hui d'appréhender mieux les questions de prévision à court-terme et long terme dans les ceintures de radiation terrestres. La Figure 41 illustre ce que nous souhaitons mettre en place, en particulier à travers le contrat européen H2020-SafeSpace et un contrat ESA-SSA en cours. En se basant sur les résultats de Bernoux & Maget (2020), il est possible de classer un orage géomagnétique en cours en terme d'événement décennal, centennal, etc... Cela permet de donner une information importante aux opérateurs du spatial et en déduire un « abaque » type d'évolution associée.

Radiation belts risk assessment from Ca index: major risk

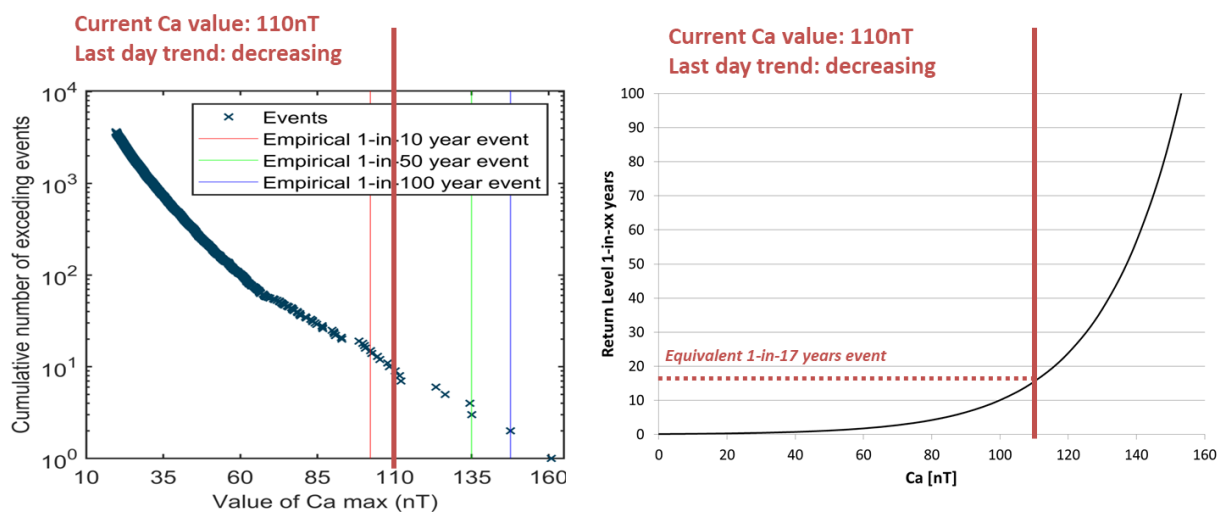


Figure 41 – Exemple d'application dédiée opérateur spatial basé sur les travaux de (Rochel et al., 2016) et (Bernoux & Maget, 2020).

Enfin, ces premières études restent des études usuelles de type déterministe. Depuis quelques années, nous développons également dans l'unité une expertise en réseau de neurones et intelligence artificielle. Ces nouveaux outils vont, dans les années à venir, par couplage avec nos développements passés ainsi que l'assimilation de données, nous permettre de proposer de nouvelles méthodes plus originales et actuelles pour répondre aux besoins de nos partenaires étatiques et industriels.

Références bibliographiques

- Abel, B., Thorne, R. M., & Vampola, A. L. (1994). Solar cyclic behavior of trapped energetic electrons in Earth's inner radiation belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *99*(A10), 19427–19431. <https://doi.org/10.1029/94JA01626>
- Albert, J. M. (2009). The coupling of quasi-linear pitch angle and energy diffusion. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*(16), 1664–1668. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.11.014>
- Aryan, H., Yearby, K., Balikhin, M., Agapitov, O., Krasnoselskikh, V., & Boynton, R. (2014). Statistical study of chorus wave distributions in the inner magnetosphere using Ae and solar wind parameters. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(8), 6131–6144. <https://doi.org/10.1002/2014JA019939>
- Asikainen, T., & Ruopsa, M. (2016). Solar wind drivers of energetic electron precipitation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015JA022215. <https://doi.org/10.1002/2015JA022215>
- Baker, D. N., Kanekal, S. G., Pulkkinen, T. I., & Blake, J. B. (1999). Equinoctial and solstitial averages of magnetospheric relativistic electrons: A strong semiannual modulation. *Geophysical Research Letters*, *26*(20), 3193–3196. <https://doi.org/10.1029/1999GL003638>
- Baker, D. N., Kanekal, S. G., & Blake, J. B. (2004). Characterizing the Earth's outer Van Allen zone using a radiation belt content index. *Space Weather*, *2*(2). <https://doi.org/10.1029/2003SW000026>
- Baker, D. N., Erickson, P. J., Fennell, J. F., Foster, J. C., Jaynes, A. N., & Verronen, P. T. (2017). Space Weather Effects in the Earth's Radiation Belts. *Space Science Reviews*, *214*(1), 17. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Baker, Daniel N., & Panasyuk, M. I. (2017). Discovering Earth's radiation belts. *Physics Today*, *70*(12), 46–51. <https://doi.org/10.1063/PT.3.3791>
- Battistoni, G., Cerutti, F., Fassò, A., Ferrari, A., Muraro, S., Ranft, J., et al. (2007). The FLUKA code: description and benchmarking. *AIP Conference Proceedings*, *896*(1), 31–49. <https://doi.org/10.1063/1.2720455>
- Benacquista, R. (2017, November 23). *Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation Terrestres* (thesis). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2017ESAE0029>
- Bernoux, G., & Maget, V. (2020). Characterizing Extreme Geomagnetic Storms Using Extreme Value Analysis: A Discussion on the Representativeness of Short Data Sets. *Space Weather*, *18*(6), e2020SW002450. <https://doi.org/10.1029/2020SW002450>
- Beutier, T. (1993, January 1). *Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/1993ESAE0012>
- Beutier, T., Boscher, D., & France, M. (1995). SALAMMBO: A three-dimensional simulation of the proton radiation belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *100*(A9), 17181–17188. <https://doi.org/10.1029/94JA02728>
- Bocquet, M., & Sakov, P. (2014). An iterative ensemble Kalman smoother. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *140*(682), 1521–1535. <https://doi.org/10.1002/qj.2236>
- Borovsky, J. E. (1986). Magnetic pumping by magnetosonic waves in the presence of noncompressive electromagnetic fluctuations. *The Physics of Fluids*, *29*(10), 3245–3260. <https://doi.org/10.1063/1.865842>
- Borovsky, J. E., & Shprits, Y. (2017). Is the Dst Index Sufficient to Define All Geospace Storms? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017JA024679. <https://doi.org/10.1002/2017JA024679>
- Borovsky, J. E., Thomsen, M. F., & Elphic, R. C. (1998). The driving of the plasma sheet by the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *103*(A8), 17617–17639. <https://doi.org/10.1029/97JA02986>
- Bourdarie, S. (1996). *Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l'échelle de l'orage magnétique*. Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/1996ESAE0020>

- Bourdarie, S. A., & Maget, V. F. (2012). Electron radiation belt data assimilation with an ensemble Kalman filter relying on the Salammbô code. *Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences*, 30(6), 929.
- Brautigam, D. H., & Albert, J. M. (2000). Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A1), 291–309. <https://doi.org/10.1029/1999JA900344>
- Camporeale, E., Delzanno, G. L., Zaharia, S., & Koller, J. (2013a). On the numerical simulation of particle dynamics in the radiation belt: 2. Procedure based on the diagonalization of the diffusion tensor. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6), 3476–3484. <https://doi.org/10.1002/jgra.50278>
- Camporeale, E., Delzanno, G. L., Zaharia, S., & Koller, J. (2013b). On the numerical simulation of particle dynamics in the radiation belt. Part I: implicit and semi-implicit schemes. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, n/a–n/a. <https://doi.org/10.1002/jgra.50293>
- Chambodut, A., Marchaudon, A., Lathuillère, C., Menvielle, M., & Foucault, E. (2015). New hemispheric geomagnetic indices α with 15 min time resolution. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(11), 9943–9958. <https://doi.org/10.1002/2015JA021479>
- Charbonneau, P. (2010). Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(1), 3. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2010-3>
- Combiér, N., Claret, A., Laurent, P., Maget, V., Boscher, D., Ferrari, A., & Brugger, M. (2017). Improvements of FLUKA Calculation of the Neutron Albedo. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1), 614–621. <https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2611019>
- Cooke, D. J. (1983). Geomagnetic-Cutoff Distribution Functions for Use in Estimating Detector Response to Neutrinos of Atmospheric Origin. *Physical Review Letters*, 51(4), 320–323. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.320>
- Dahmen, N., Rogier, F., & Maget, V. (2020). On the modelling of highly anisotropic diffusion for electron radiation belt dynamic codes. *Computer Physics Communications*, 254, 107342. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107342>
- Davis, L., & Chang, D. B. (1962). On the effect of geomagnetic fluctuations on trapped particles. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 67(6), 2169–2179. <https://doi.org/10.1029/JZ067i006p02169>
- Denton, M. H., Borovsky, J. E., Skoug, R. M., Thomsen, M. F., Lavraud, B., Henderson, M. G., et al. (2006). Geomagnetic storms driven by ICME-and CIR-dominated solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 111(A7), A07S07.
- Desorgher, L., Flückiger, E. O., Gurtner, M., Moser, M. R., & Büttikofer, R. (2005). Atmocosmics: a geant 4 code for computing the interaction of cosmic rays with the earth's atmosphere. *International Journal of Modern Physics A*, 20(29), 6802–6804. <https://doi.org/10.1142/S0217751X05030132>
- Dessler, A. J. (1968). Solar Wind Interactions and the Magnetosphere. In R. L. Carovillano, J. F. McClay, & H. R. Radoski (Eds.), *Physics of the Magnetosphere* (pp. 65–105). Dordrecht: Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-94-010-3467-8_2
- Diu, B. (Ed.). (1989). *Éléments de physique statistique*. Paris: Hermann.
- Droniou, J. (2014). Finite volume schemes for diffusion equations: Introduction to and review of modern methods. *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, 24(08), 1575–1619. <https://doi.org/10.1142/S0218202514400041>
- Dungey, J. W. (1961). Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Physical Review Letters*, 6(2), 47–48. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47>
- Elkington, S. R., Hudson, M. K., & Chan, A. A. (1999). Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations. *Geophysical Research Letters*, 26(21), 3273–3276. <https://doi.org/10.1029/1999GL003659>
- Evensen, G. (1994). Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 99(C5), 10143–10162. <https://doi.org/10.1029/94JC00572>

- Evensen, G. (2003). The Ensemble Kalman Filter: theoretical formulation and practical implementation. *Ocean Dynamics*, 53(4), 343–367. <https://doi.org/10.1007/s10236-003-0036-9>
- Evensen, G. (2009). *Data Assimilation*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-03711-5>
- Fälthammar, C.-G. (1965). Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 70(11), 2503–2516. <https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02503>
- Fei, Y., Chan, A. A., Elkington, S. R., & Wiltberger, M. J. (2006). Radial diffusion and MHD particle simulations of relativistic electron transport by ULF waves in the September 1998 storm. *J. Geophys. Res.*, 111, A12209.
- Ferrari, A., Sala, P. R., Fassò, A., & Ranft, J. (2005). *FLUKA: A multi-particle transport code (program version 2005)*. Geneva: CERN.
- Forsyth, C., Rae, I. J., Murphy, K. R., Freeman, M. P., Huang, C.-L., Spence, H. E., et al. (2016). What effect do substorms have on the content of the radiation belts? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(7), 6292–6306. <https://doi.org/10.1002/2016JA022620>
- Foster, J. C., Erickson, P. J., Omura, Y., Baker, D. N., Kletzing, C. A., & Claudepierre, S. G. (2017). Van Allen Probes observations of prompt MeV radiation belt electron acceleration in nonlinear interactions with VLF chorus. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(1), 324–339. <https://doi.org/10.1002/2016JA023429>
- Glauert, S. A., Horne, R. B., & Meredith, N. P. (2014). Three-dimensional electron radiation belt simulations using the BAS Radiation Belt Model with new diffusion models for chorus, plasmaspheric hiss, and lightning-generated whistlers. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 119(1), 268–289. <https://doi.org/10.1002/2013JA019281>
- Hartinger, M., Angelopoulos, V., Moldwin, M. B., Glassmeier, K.-H., & Nishimura, Y. (2011). Global energy transfer during a magnetospheric field line resonance. *Geophysical Research Letters*, 38(12). <https://doi.org/10.1029/2011GL047846>
- Hasegawa, H., Kitamura, N., Saito, Y., Nagai, T., Shinohara, I., Yokota, S., et al. (2016). Decay of mesoscale flux transfer events during quasi-continuous spatially extended reconnection at the magnetopause. *Geophysical Research Letters*, 43(10), 4755–4762. <https://doi.org/10.1002/2016GL069225>
- Hathaway, D. H. (2015). The Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 12(1), 4. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Herrera, D., Maget, V. F., & Sicard-Piet, A. (2016). Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(10), 2016JA022825. <https://doi.org/10.1002/2016JA022825>
- Herrera, Damien. (2017, October 9). *Prise en compte du temps local dans la modélisation des ceintures de radiation terrestres* (thesis). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2017ESAE0015>
- Hirsch, C. (2007). The Mathematical Models for Fluid Flow Simulations at Various Levels of Approximation. In C. Hirsch (Ed.), *Numerical Computation of Internal and External Flows (Second Edition)* (pp. 21–25). Oxford: Butterworth-Heinemann. <https://doi.org/10.1016/B978-075066594-0/50040-0>
- Hudson, M. K., Denton, R. E., Lessard, M. R., Miftakhova, E. G., & Anderson, R. R. (2004). A study of Pc-5 ULF oscillations. *Annales Geophysicae*, 22(1), 289–302. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-289-2004>
- Kane, R. P. (2005). Sun–Earth relation: Historical development and present status – A brief review. *Advances in Space Research*, 35(5), 866–881. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.03.142>
- Kivelson, M. G., & Russell, C. T. (Eds.). (1995). *Introduction to Space Physics* (1st Edition). Cambridge ; New York: Cambridge University Press.
- Lam, H.-L. (2017). On the predictive potential of Pc5 ULF waves to forecast relativistic electrons based on their relationships over two solar cycles. *Space Weather*, 15(1), 163–179. <https://doi.org/10.1002/2016SW001492>

- Lejosne, S. (2013, September 30). *Modélisation du phénomène de diffusion radiale au sein des ceintures de radiation terrestres par technique de changement d'échelle* (These de doctorat). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2013ESAE0027>
- Lejosne, S. (2019). Analytic Expressions for Radial Diffusion. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124(6), 4278–4294. <https://doi.org/10.1029/2019JA026786>
- Lejosne, S. (2020). Electromagnetic Radial Diffusion in the Earth's Radiation Belts as Determined by the Solar Wind Immediate Time History and a Toy Model for the Electromagnetic Fields. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125(6), e2020JA027893. <https://doi.org/10.1029/2020JA027893>
- Lejosne, S., & Kollmann, P. (2020). Radiation Belt Radial Diffusion at Earth and Beyond. *Space Science Reviews*, 216(1), 19. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-0642-6>
- Lejosne, S., Boscher, D., Maget, V., & Rolland, G. (2012). Bounce-averaged approach to radial diffusion modeling: From a new derivation of the instantaneous rate of change of the third adiabatic invariant to the characterization of the radial diffusion process. *Journal of Geophysical Research*, 117(A8), A08231.
- Lejosne, S., Boscher, D., Maget, V., & Rolland, G. (2013). Deriving electromagnetic radial diffusion coefficients of radiation belt equatorial particles for different levels of magnetic activity based on magnetic field measurements at geostationary orbit. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6), 3147–3156. <https://doi.org/10.1002/jgra.50361>
- Lermusiaux, P. F. J., Chiu, C. S., Gawarkiewicz, G. G., Abbot, P., Robinson, A. R., Miller, R. N., et al. (2006). Quantifying uncertainties in ocean predictions. *Oceanography*, 19(SPL.ISS. 1), 90–103. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2006.93>
- Liu, W. W., Rostoker, G., & Baker, D. N. (1999). Internal acceleration of relativistic electrons by large-amplitude ULF pulsations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 104(A8), 17391–17407. <https://doi.org/10.1029/1999JA900168>
- Lyons, L. R., & Thorne, R. M. (1973). Equilibrium structure of radiation belt electrons. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 78(13), 2142–2149. <https://doi.org/10.1029/JA078i013p02142>
- Ma, Q., Li, W., Thorne, R. M., Ni, B., Kletzing, C. A., Kurth, W. S., et al. (2015). Modeling inward diffusion and slow decay of energetic electrons in the Earth's outer radiation belt. *Geophysical Research Letters*, 2014GL062977. <https://doi.org/10.1002/2014GL062977>
- Maget, V., Bourdarie, S., Boscher, D., & Friedel, R. H. W. (2007). Data assimilation of LANL satellite data into the Salammbô electron code over a complete solar cycle by direct insertion. *Space Weather*, 5(10), S10003.
- Maget, V., Bourdarie, S., & Boscher, D. (2008). Direct Data Assimilation Over Solar Cycle Time-Scales to Improve Proton Radiation Belt Models. *Nuclear Science, IEEE Transactions On*, 55(4), 2188–2196.
- Maget, V., Bourdarie, S., & Rolland, G. (2013). Characterizing Solar Energetic Particles Access to any Earth-Space Location. *IEEE Transactions on Nuclear Science, PP(99)*, 1–7. <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2233756>
- Maget, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Boscher, D., Rolland, G., Ecoffet, R., & Lorgeve, E. (2014). Unfolding JASON-2/ICARE-NG High-Energy Particles Measurements Using a Singular Value Decomposition Approach. *IEEE Transactions on Nuclear Science, Early Access Online*. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2300161>
- Maget, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., & Sandberg, I. (2015). Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbô-EnKF code. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(7), 2015JA021001. <https://doi.org/10.1002/2015JA021001>
- Maget, Vincent. (2007, January 1). *Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres* (These de doctorat). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2007ESAE0012>

- McComas, D. J., Ebert, R. W., Elliott, H. A., Goldstein, B. E., Gosling, J. T., Schwadron, N. A., & Skoug, R. M. (2008). Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophysical Research Letters*, *35*(18), L18103. <https://doi.org/10.1029/2008GL034896>
- Mead, G. D., & Fairfield, D. H. (1975). A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, *80*(4), 523–534. <https://doi.org/10.1029/JA080i004p00523>
- Miyoshi, Y. S., Jordanova, V. K., Morioka, A., & Evans, D. S. (2004). Solar cycle variations of the electron radiation belts: Observations and radial diffusion simulation. *Space Weather*, *2*(10). <https://doi.org/10.1029/2004SW000070>
- Nordbotten, J. M., Aavatsmark, I., & Eigestad, G. T. (2007). Monotonicity of control volume methods. *Numerische Mathematik*, *106*(2), 255–288. <https://doi.org/10.1007/s00211-006-0060-z>
- Northrop, T. G. (1963). Adiabatic charged-particle motion. *Reviews of Geophysics*, *1*(3), 283–304. <https://doi.org/10.1029/RG001i003p00283>
- O'Brien, T. P., Claudepierre, S. G., Guild, T. B., Fennell, J. F., Turner, D. L., Blake, J. B., et al. (2016). Inner zone and slot electron radial diffusion revisited. *Geophysical Research Letters*, 2016GL069749. <https://doi.org/10.1002/2016GL069749>
- Olson, W. P., & Pfizter, K. A. (1974). A quantitative model of the magnetospheric magnetic field. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, *79*(25), 3739–3748. <https://doi.org/10.1029/JA079i025p03739>
- Onsager, T. G., Rostoker, G., Kim, H.-J., Reeves, G. D., Obara, T., Singer, H. J., & Smithtro, C. (2002). Radiation belt electron flux dropouts: Local time, radial, and particle-energy dependence. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *107*(A11), SMP 21-1–SMP 21-11. <https://doi.org/10.1029/2001JA000187>
- Orlova, K., & Shprits, Y. (2014). Model of lifetimes of the outer radiation belt electrons in a realistic magnetic field using realistic chorus wave parameters. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(2), 770–780. <https://doi.org/10.1002/2013JA019596>
- Ozeke, L. G., Mann, I. R., Murphy, K. R., Rae, I. J., & Milling, D. K. (2014). Analytic expressions for ULF wave radiation belt radial diffusion coefficients. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(3), 1587–1605. <https://doi.org/10.1002/2013JA019204>
- Pawula, R. F. (1967). Approximation of the Linear Boltzmann Equation by the Fokker-Planck Equation. *Physical Review*, *162*(1), 186–188. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.162.186>
- Petrinec, S. M., & Russell, C. T. (1996). Near-Earth magnetotail shape and size as determined from the magnetopause flaring angle. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *101*(A1), 137–152. <https://doi.org/10.1029/95JA02834>
- Pierrard, V., & Stegen, K. (2008). A three-dimensional dynamic kinetic model of the plasmasphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *113*(A10). <https://doi.org/10.1029/2008JA013060>
- Reeves, G. D., McAdams, K. L., Friedel, R. H. W., & O'Brien, T. P. (2003). Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms. *Geophysical Research Letters*, *30*(10), n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2002GL016513>
- Reeves, Geoffrey D., Friedel, R. H. W., Larsen, B. A., Skoug, R. M., Funsten, H. O., Claudepierre, S. G., et al. (2016). Energy-dependent dynamics of keV to MeV electrons in the inner zone, outer zone, and slot regions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015JA021569. <https://doi.org/10.1002/2015JA021569>
- Reitz, G. (1993). Radiation Environment in the Stratosphere. *Radiation Protection Dosimetry*, *48*(1), 5–20. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a081837>
- Risken, H., & Frank, T. (1996). *The Fokker-Planck Equation: Methods of Solution and Applications* (2nd ed.). Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61544-3>
- Rochel, S., Boscher, D., Benacquista, R., & Roussel, J. F. (2016). A radiation belt disturbance study from the space weather point of view. *Acta Astronautica*, *128*, 650–656. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2016.07.012>
- Roederer, J. G. (1970). *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*. Springer-Verlag.

- Roederer, J. G., & Zhang, H. (2014). *Dynamics of Magnetically Trapped Particles: Foundations of the Physics of Radiation Belts and Space Plasmas* (2nd ed.). Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-41530-2>
- Russell, C. T. (2000). The solar wind interaction with the Earth's magnetosphere: a tutorial. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 28(6), 1818–1830. <https://doi.org/10.1109/27.902211>
- Santos Costa, D. (2001, January 1). *Modélisation des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter internes à Io* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2001ESAE0010>
- Sauvaud, J. A. (2002). Earth magnetosphere. Space environment : Prevention and Risks related to Spacecraft Charging, p. page 81.
- Schulz, M., & Lanzerotti, L. J. (1974). *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-65675-0>
- Schulz, MICHAEL. (1991). 2 - The Magnetosphere. In J. A. Jacobs (Ed.), *Geomagnetism* (pp. 87–293). London: Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-378674-6.50008-X>
- Selesnick, R. S. (2015). High energy radiation belt electrons from CRAND. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2014JA020963. <https://doi.org/10.1002/2014JA020963>
- Selesnick, R. S., Hudson, M. K., & Kress, B. T. (2013). Direct observation of the CRAND proton radiation belt source. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(12), 7532–7537. <https://doi.org/10.1002/2013JA019338>
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., et al. (1998). Magnetopause location under extreme solar wind conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 103(A8), 17691–17700. <https://doi.org/10.1029/98JA01103>
- Sicard, A. (2004, January 1). *Modélisation des ceintures de radiation d'électrons et d'ions de Jupiter* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2004ESAE0007>
- Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., & Maget, V. (2014a). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis. *Ann. Geophys.*, 32(8), 1059–1071. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014>
- Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., & Maget, V. (2014b). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis. *Ann. Geophys.*, 32(8), 1059–1071. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014>
- Smart, D. (1999). Calculated vertical cutoff rigidities for the International Space Station during magnetically quiet times. In *International Cosmic Ray Conference* (Vol. 7, p. 394). Retrieved from <http://adsabs.harvard.edu/full/1999ICRC....7..394S>
- Smart, D. F., & Shea, M. A. (2003). The space-developed dynamic vertical cutoff rigidity model and its applicability to aircraft radiation dose. *Advances in Space Research*, 32(1), 103–108.
- Smart, D. F., & Shea, M. A. (2005). A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft. *Advances in Space Research*, 36(10), 2012–2020.
- Smart, D. F., Shea, M. A., Tylka, A. J., & Boberg, P. R. (2006). A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: accuracy verification and application to space weather. *Advances in Space Research*, 37(6), 1206–1217.
- Stern, D. P. (1977). Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere. *Reviews of Geophysics*, 15(2), 156–194. <https://doi.org/10.1029/RG015i002p00156>
- Störmer, C. (1956). The polar aurora. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 82(351), 115–115. <https://doi.org/10.1002/qj.49708235123>
- Summers, D., Ni, B., & Meredith, N. P. (2007). Timescales for radiation belt electron acceleration and loss due to resonant wave-particle interactions: 1. Theory. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A4). <https://doi.org/10.1029/2006JA011801>
- Thorne, R. M. (2010). Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions. *Geophysical Research Letters*, 37(22), n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2010GL044990>
- Tsurutani, B. T., & Smith, E. J. (1974). Postmidnight chorus: A substorm phenomenon. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 79(1), 118–127. <https://doi.org/10.1029/JA079i001p00118>

- Tsyganenko, N. A. (1989). A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planetary and Space Science*, 37(1), 5–20. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90066-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90066-4)
- Tsyganenko, N. A., & Sitnov, M. I. (2007). Magnetospheric configurations from a high-resolution data-based magnetic field model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A6). <https://doi.org/10.1029/2007JA012260>
- Turner, D. L., Morley, S. K., Miyoshi, Y., Ni, B., & Huang, C.-L. (2012). Outer Radiation Belt Flux Dropouts: Current Understanding and Unresolved Questions. *Geophysical Monograph Series*, 199, 195–212. <https://doi.org/10.1029/2012GM001310>
- Vacaresse, A., Boscher, D., Bourdarie, S., Blanc, M., & Sauvaud, J. A. (1999). Modeling the high-energy proton belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 104(A12), 28601–28613. <https://doi.org/10.1029/1999JA900411>
- Varotsou, A. (2005, January 1). *Utilisation de modèles physiques pour comprendre la dynamique des ceintures de radiation d'électrons de la Terre* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2005ESAE0032>
- Varotsou, A., Boscher, D., Bourdarie, S., Horne, R. B., Meredith, N. P., Glauert, S. A., & Friedel, R. H. (2008). Three-dimensional test simulations of the outer radiation belt electron dynamics including electron-chorus resonant interactions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 113(A12), n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2007JA012862>
- Vassiliadis, D., Klimas, A. J., Kanekal, S. G., Baker, D. N., & Weigel, R. S. (2002). Long-term-average, solar cycle, and seasonal response of magnetospheric energetic electrons to the solar wind speed. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A11), SMP 22-1–SMP 22-18. <https://doi.org/10.1029/2001JA000506>
- Volland, H. (1973). A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields. *Journal of Geophysical Research*, 78(1), 171–180. <https://doi.org/10.1029/JA078i001p00171>
- Weimer, D. R. (2001). An improved model of ionospheric electric potentials including substorm perturbations and application to the Geospace Environment Modeling November 24, 1996, event. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A1), 407–416. <https://doi.org/10.1029/2000JA000604>
- Wentworth, R. C., MacDonald, W. M., & Singer, S. F. (1959). Lifetimes of Trapped Radiation Belt Particles Determined by Coulomb Scattering. *The Physics of Fluids*, 2(5), 499–509. <https://doi.org/10.1063/1.1705940>
- Wing, S., Johnson, J. R., Camporeale, E., & Reeves, G. D. (2016). Information theoretical approach to discovering solar wind drivers of the outer radiation belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(10), 9378–9399. <https://doi.org/10.1002/2016JA022711>
- Xiang, Z., Li, X., Selesnick, R., Temerin, M. A., Ni, B., Zhao, H., et al. (2019). Modeling the Quasi-Trapped Electron Fluxes From Cosmic Ray Albedo Neutron Decay (CRAND). *Geophysical Research Letters*, 46(4), 1919–1928. <https://doi.org/10.1029/2018GL081730>
- Xu, J., He, Z., Baker, D. N., Roth, I., Wang, C., Kanekal, S. G., et al. (n.d.). Characteristics of high energy proton responses to geomagnetic activities in the inner radiation belt observed by the RBSP satellite. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 0(ja). <https://doi.org/10.1029/2018JA026205>
- Zhao, H., & Li, X. (2013). Inward shift of outer radiation belt electrons as a function of Dst index and the influence of the solar wind on electron injections into the slot region. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(2), 756–764. <https://doi.org/10.1029/2012JA018179>
- Zhao, H., Baker, D. N., Jaynes, A. N., Li, X., Elkington, S. R., Kanekal, S. G., et al. (2017). On the relation between radiation belt electrons and solar wind parameters/geomagnetic indices: Dependence on the first adiabatic invariant and L*. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(2), 1624–1642. <https://doi.org/10.1002/2016JA023658>

CV, activités liées à la recherche et publications

1.1 Identité

MAGET Vincent

Né le : 25/10/1979 à Blois (41)

Nationalité : Française

1.2 Formation initiale

- 2007 - Doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (SUPAERO), avec félicitations du jury, ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales), Toulouse.
- 2004 - DEA Astrophysique, Planétologie, Sciences et Techniques Spatiales, mention TB, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- 2004 - Diplôme d'ingénieur de l'école SUPAERO, Toulouse (31), option Sciences et Techniques Spatiales et approfondissement Avionique et Architecture Informatique des véhicules spatiaux.
- 1998-2000 – Classes préparatoires (MPSI, PSI*) au Lycée Pothier, Orléans (45).
- 1997 - Baccalauréat S, mention B, lycée Dessaigues, Blois (41).

1.3 Parcours professionnel

- Depuis 2008 : Ingénieur de Recherches à l'ONERA/DESP (maintenant DPHY) sur la modélisation des ceintures de radiation de la Terre et l'assimilation de données.
- 2007-2008 : Ingénieur à C-S Toulouse, département Dynamique du Vol et Simulation, Conception logicielle et développement du centre de mécanique spatiale des satellites militaires ELISA.
- 2004-2007 : Thèse -" Restitution/prédiction de la dynamique des ceintures de radiation par méthodes d'assimilation de données"- à l'ONERA-Centre de Toulouse dans le Département Environnement SPatial (DESP).
- 2002-2003 : Année de césure - "Suivi en vol et déstockage des gyromètres de Spot 4, Helios 1A et 1B", EADS-ASTRIUM, Toulouse.

1.4 Responsabilités et investissement scientifique

- 2020-2022 : Responsable de contrat ESA-SSA regroupant 6 laboratoires Européens
- Depuis 2020 : Principal Investigator du détecteur miniaturisé de mesures des radiations sur le projet CREME
- Depuis 2020 : Membre du Groupe de Travail Soleil Héliosphère Magnétosphère (SHM CNES)

- Depuis 2019 : En charge du réseau interne ONERA de développement de l'axe de recherche autour des nanosats, et responsable de la feuille de route associée.
- Depuis 2017 : Editeur au journal à comité de lecture Annales Geophysicae.
- Depuis 2017 : Membre du comité scientifique INSU-PNST (Programme National Soleil-Terre).
- Depuis 2016 : Membre du comité de pilotage du CSUT (Centre Spatial Universitaire de Toulouse).
- Depuis 2012 : Vice-chair du panel PRBEM (Panel on Radiation Belts Environment and Modelling) au COSPAR.
- 2004 : Prix de l'ONERA-ISAE pour le stage de DEA réalisé à l'ONERA sur l'impact de la comète Shoemaker-Levy sur la dynamique des ceintures de radiation joviennes.
- 13 communications invitées dans des colloques nationaux et internationaux.
- Referee régulier pour les journaux : Journal of Geophysical Research, Geophysical Research Letters, Acta Astronautica, Proceedings RADECS (IEEE Trans. Nuc. Sci.), Annales Geophysicae.
- Referee de plusieurs propositions scientifiques NSF.
- Participation à des projets européens (FP7) et au montage de projets européens (FP7, H2020)

1.5 Enseignement

Depuis 2005, je suis vacataire enseignant à l'ISAE (Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace) pour la formation SUPAERO. Dans ce cadre-ci, j'ai d'abord donné des cours de conception satellite (du fait de ma formation ingénieur), puis depuis 2009 je donne des cours d'environnement spatial sous deux formes :

- TP sur le logiciel OMERE de 3h pour appréhender de manière pratique les spécifications de l'environnement radiatif terrestre et leurs effets sur satellites (étudiants de dernière année de Supaéro) ;
- Cours en Anglais de 3h (Master européen) sur la sensibilité des orbites aux radiations, en insistant sur la sensibilité au niveau système même plutôt que simplement composant, complété par une introduction à la météorologie spatiale.

Je réalise également une introduction à l'environnement radiatif et ses effets à l'université Paul Sabatier (formation MSAS) de 3h. Enfin, je suis intervenant auprès de l'organisme EUROSAS de formation continue sur les mêmes thèmes. Je donne en particulier un TP sur le logiciel OMERE de 3h, et je réalise une introduction à l'environnement radiatif et ses effets, couplé au TP OMERE sur une journée (6h), en français ou en anglais. Cette dernière activité d'enseignement est plus aléatoire en fonction des besoins industriels. En 2017, je suis intervenu une fois auprès d'EUROSAS, en 2018, je suis intervenu deux fois et deux fois également en 2019.

1.6 Encadrement

Depuis 2010, j'ai dirigé ou co-dirigé 6 stages et 4 thèses :

1.6.1 Thèses

- 2020-présent : Encadrant (direction assurée par O. Pannekoucke du CNRM) de la thèse de Martin Sabathier dédiée à la refonte du cœur d'assimilation adapté aux ceintures de radiation.
- 2017-2020 : Direction (dérogation HdR par l'école doctorale AA de l'ISAE) de la thèse de Nourallah Dahmen à l'ONERA, cofinancement CNES, intitulée « Mise en place d'un schéma implicite volumes finis dans la modélisation Salammbô ». La direction de cette thèse se fait en partenariat avec François Rogier de l'ONERA DTIS et a démarré en octobre 2017.
- 2017 (juin à novembre) : encadrement de la fin de thèse de Rémi Bénacquista, pour palier à l'absence temporaire de ces encadrants. Le sujet de thèse était « Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation terrestres ». Rémi Bénacquista a soutenu sa thèse avec succès.
- 2014-2017 : Co-direction, avec Sébastien Bourdarie, de la thèse de Damien Herrera à l'ONERA, cofinancement CNES, intitulée « Ajout de la dimension temps local dans la modélisation Salammbô ». J'ai encadré cette thèse environ à 90%, Sébastien Bourdarie n'étant intervenu que pour des points d'avancement. Damien Herrera a soutenu sa thèse avec succès et a obtenu les félicitations "orales" du jury.
- 2010-2013 : Co-direction, avec Daniel Boscher, de la thèse de Solène Lejosne, à l'ONERA, cofinancement CNES, intitulée « Modélisation du phénomène de diffusion radiale au sein des ceintures de radiation terrestres par technique de changement d'échelle ». J'ai encadré cette thèse environ à 50%. Solène Lejosne a soutenu sa thèse avec succès et a obtenu les félicitations "orales" du jury.

1.6.2 Stages

- 2020 : Encadrement du stage de Master 2 de Martin Sabathier intitulé « Météorologie et climatologie de l'Espace dans les ceintures de radiation terrestres : Méthodes d'assimilation de données appliquées aux codes Salammbô », de Mars à Août 2020.
- 2017 : Encadrement du projet d'initiation à la recherche de Guillaume Bernoux intitulé « Caractérisation des événements extrêmes par méthodes EVA : application à la météorologie spatiale », d'Avril à Juin 2017.
- 2016 : Encadrement de stage de Master d'Arthur Garcin intitulé « Prise en compte des contraintes radiatives et optimisation de l'architecture du nanosatellite NIMPH », de Juillet à Septembre 2016.

- 2014 : Encadrement du stage de Master 2 de Damien Herrera intitulé « Analyse des pertes rapides par traversée de la magnétopause par méthode de superposition d'événements », de Mars à Juin 2014.
- 2012 : Encadrement du stage de Master 2 d'Elodie Garault, "Modélisation de la diffusion radiale à partir de modèles de champs magnétiques dynamiques", de Mars à Juillet 2012.
- 2010 : Direction du stage de Master 2 de Solène Lejosne, "Analyse des données NOAA-POES pour mieux définir les conditions limites du modèle Salammbô", de Mars à Juillet 2010.

Articles sélectionnés

Ces articles choisis permettent d’approfondir les résumés des travaux de recherches que j’ai menés sur les différents thèmes présentés dans la première partie de ce document. En voici la liste et le lien avec les parties précédentes :

1. Développements conduits autour de l’assimilation de données :

Bourdarie, S. A. and Maget, V. F.: Electron radiation belt data assimilation with an ensemble Kalman filter relying on the Salammbô code, *Ann. Geophys.*, 30, 929–943, <https://doi.org/10.5194/angeo-30-929-2012>, 2012.

Maget, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., and Sandberg, I. (2015), Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbô-EnKF code, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 5608– 5622, doi:10.1002/2015JA021001.

2. Développements conduits autour de la modélisation Salammbô :

V. Maget, S. Bourdarie and G. Rolland, "Characterizing Solar Energetic Particles Access to any Earth-Space Location," in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, no. 4, pp. 2404-2410, Aug. 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2233756.

Herrera, D., Maget, V. F., and Sicard-Piet, A. (2016), Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 9517– 9530, doi:10.1002/2016JA022825.

3. Développements conduits autour du cœur numérique de Salammbô :

Dahmen, N., Rogier, F., and Maget, V., “On the modelling of highly anisotropic diffusion for electron radiation belt dynamic codes”, *Computer Physics Communications*, vol. 254, 2020. doi:10.1016/j.cpc.2020.107342.

4. Développements conduits autour de la thématique Météorologie de l’Espace :

Bernoux, G., & Maget, V. (2020). Characterizing extreme geomagnetic storms using extreme value analysis: A discussion on the representativeness of short data sets. *Space Weather*, 18, e2020SW002450. <https://doi.org/10.1029/2020SW002450>

Liste de mes publications

- [L1] Bourdarie, S., **Maget**, V., Friedel, R., Boscher, D., Sicard, A., & Lazaro, D. (2007). Complementarity of Measurements and Models in Reproducing Earth's Radiation Belt Dynamics. In J. Lilensten (Ed.), *Space Weather* (pp. 219–229). Springer Netherlands. Retrieved from http://link.springer.com/chapter/10.1007/1-4020-5446-7_20
- [P1] **Maget**, V., Bourdarie, S., Boscher, D., & Friedel, R. H. W. (2007). Data assimilation of LANL satellite data into the Salammbô electron code over a complete solar cycle by direct insertion. *Space Weather*, 5(10), S10003.
- [P2] **Maget**, V., Bourdarie, S., & Boscher, D. (2008). Direct Data Assimilation Over Solar Cycle Time-Scales to Improve Proton Radiation Belt Models. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 55(4), 2188–2196.
- [P3] Bourdarie, S. A., & **Maget**, V. F. (2012). Electron radiation belt data assimilation with an ensemble Kalman filter relying on the Salammbô code. *Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheresand Space Sciences*, 30(6), 929.
- [P4] Lejosne, S., Boscher, D., **Maget**, V., & Rolland, G. (2012). Bounce-averaged approach to radial diffusion modeling: From a new derivation of the instantaneous rate of change of the third adiabatic invariant to the characterization of the radial diffusion process. *Journal of Geophysical Research*, 117(A8), A08231.
- [P5] Horne, R. B., Glauert, S. A., Meredith, N. P., **Maget** V., Koskinen, H., Vainio, R., Afanasiev, A., et al. (2013). Forecasting the Earth's radiation belts and modelling solar energetic particle events: Recent results from SPACECAST. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 3, A20. <https://doi.org/10.1051/swsc/2013042>
- [P6] Lejosne, S., Boscher, D., **Maget**, V., & Rolland, G. (2013). Deriving electromagnetic radial diffusion coefficients of radiation belt equatorial particles for different levels of magnetic activity based on magnetic field measurements at geostationary orbit. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6), 3147–3156. <https://doi.org/10.1002/jgra.50361>
- [P7] **Maget**, V., Bourdarie, S., & Rolland, G. (2013). Characterizing Solar Energetic Particles Access to any Earth-Space Location. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(4), 2404–2410. <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2233756>
- [P8] Horne, R. B., Glauert, S. A., Meredith, N. P., Boscher, D., **Maget**, V., Heynderickx, D., & Pitchford, D. (2013). Space weather impacts on satellites and forecasting the Earth's electron radiation belts with SPACECAST. *Space Weather*, n/a–n/a. <https://doi.org/10.1002/swe.20023>
- [P9] Boscher, D., Cayton, T., **Maget**, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Baldran, T., et al. (2014). In-Flight Measurements of Radiation Environment on Board the Argentinean Satellite SAC-D. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(6), 3395–3400. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2365212>
- [P10] **Maget**, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Boscher, D., Rolland, G., Ecoffet, R., & Lorfèvre, E. (2014). Unfolding JASON-2/ICARE-NG High-Energy Particles Measurements Using a Singular Value Decomposition Approach. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Early Access Online. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2300161>

- [P11] Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., **Maget**, V. (2014). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis. *Ann. Geophys.*, 32(8), 1059–1071. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014>
- [P12] **Maget**, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., & Sandberg, I. (2015). Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbó-EnKF code. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(7), 2015JA021001. <https://doi.org/10.1002/2015JA021001>
- [P13] Matéo-Vélez, J.-C., Sicard-Piet, A., Lazaro, D., Inguibert, V., Sarrailh, P., Hess, S., **Maget** V., et al. (2016). Severe Geostationary Environments: Numerical Estimation of Spacecraft Surface Charging from Flight Data. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 53(2), 304–316. <https://doi.org/10.2514/1.A33376>
- [P14] Herrera, D., **Maget**, V. F., & Sicard-Piet, A. (2016). Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(10), 2016JA022825. <https://doi.org/10.1002/2016JA022825>
- [P15] Combier, N., Claret, A., Laurent, P., **Maget**, V., Boscher, D., Ferrari, A., & Brugger, M. (2017). Improvements of FLUKA Calculation of the Neutron Albedo. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1), 614–621. <https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2611019>
- [P16] Benacquista, R., Boscher, D., Rochel, S., **Maget**, V. (2018). Variations of the Electron Fluxes in the Terrestrial Radiation Belts Due To the Impact of Corotating Interaction Regions and Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017JA024796. <https://doi.org/10.1002/2017JA024796>
- [P17] Dahmen, N., Rogier, F., and **Maget**, V., “On the modelling of highly anisotropic diffusion for electron radiation belt dynamic codes”, *Computer Physics Communications*, vol. 254, 2020. doi:10.1016/j.cpc.2020.107342.
- [P18] Bernoux, G., & **Maget**, V. (2020). Characterizing extreme geomagnetic storms using extreme value analysis: A discussion on the representativeness of short data sets. *Space Weather*, 18, e2020SW002450. <https://doi.org/10.1029/2020SW002450>

Merci à ma famille et mes collègues !

Table des matières

LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES : UN EQUILIBRE COMPLEXE ENTRE PROCESSUS PHYSIQUES	4
CONTEXTE	4
1. INTRODUCTION A LA MODELISATION DE LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES	6
1.1. <i>LES CEINTURES DE RADIATIONS TERRESTRES : UNE STABILITE ET UNE DYNAMIQUE COMPLEXE PILOTEES PAR LES INTERACTIONS SOLEIL - TERRE</i>	6
1.1.1. <i>LES RELATIONS SOLEIL-TERRE : UN EQUILIBRE CONTINUUEL A L'ORIGINE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES</i>	7
1.1.2. <i>L'ACTIVITE SOLAIRE : DES PERTURBATIONS CYCLIQUES ET ALEATOIRES REGISSANT LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES</i>	10
1.2. <i>MODELISATION DES PARTICULES PIEGEES PAR LE CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE</i>	18
1.2.1. <i>DESCRIPTION STATISTIQUE DE LA PHYSIQUE DES CEINTURES DE RADIATION ET MECANIQUE HAMILTONIENNE</i>	18
1.2.2. <i>MODELISATION PHYSIQUE : INVARIANTS ADIABATIQUES ET ESTIMATION DE L'INTEGRALE DE COLLISION</i>	19
1.2.3. <i>FORMULATION PRATIQUE : CAS DU CODE SCIENTIFIQUE SALAMMBO</i>	24
2. MODELISATION DE LA PHYSIQUE DES CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES	28
2.1. <i>INTRODUCTION</i>	28
2.2. <i>LA DIFFUSION RADIALE</i>	28
2.3. <i>LES PERTES RAPIDES PAR TRAVERSEE DE LA MAGNETOPAUSE</i>	32
2.4. <i>SOURCES ET PERTES DES CEINTURES DE PROTONS DE HAUTES ENERGIES</i>	36
3. ASPECTS NUMERIQUES DE LA MODELISATION DE LA DYNAMIQUE DES CEINTURES DE RADIATION	42
3.1. <i>EVOLUTION DU SCHEMA NUMERIQUE DE SALAMMBO-3D</i>	42
3.2. <i>PRISE EN COMPTE DE L'ADVECTION DANS SALAMMBO : SALAMMBO-4D, FONCTION DU TEMPS LOCAL MAGNETIQUE</i>	46
3.3. <i>ASSIMILATION DE DONNEES APPLIQUEE AUX CEINTURES DE RADIATION TERRESTRES</i>	50
4. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES DE RECHERCHE	54
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	57
CV, ACTIVITES LIEES A LA RECHERCHE ET PUBLICATIONS	64
ARTICLES SELECTIONNES	68
LISTE DE MES PUBLICATIONS	69

La dynamique des ceintures de radiation terrestres : un équilibre complexe entre processus physiques

Contexte

L'ONERA est le centre français de la recherche aéronautique, spatiale et de défense. Il a été fondé en 1946 au sortir de la seconde guerre mondiale pour apporter des solutions technologiques et lever les verrous scientifiques auxquels les industries aéronautiques et spatiales françaises sont confrontées. C'est un établissement public à intérêt commercial (EPIC) dont le fonctionnement est dual. La part principale du temps de recherche est dédiée à répondre aux problématiques posées par nos partenaires industriels et étatiques sous une forme contractualisée, tandis qu'une part moindre est réservée à pérenniser notre expertise scientifique amont. Les activités de recherches et par conséquent les thèses qui y sont menées présentent toujours un caractère applicatif très prononcé.

J'ai rejoint le Département Physique, Instrumentation, Espace et Environnement (DPHY) de l'ONERA en 2008 (anciennement Département Environnement Spatial – DESP) au sein de l'unité Environnement Radiatif Spatial (ERS, anciennement Modélisation de l'Environnement et Mesures - MEM). J'ai également effectué dans cette même unité, de 2004 à 2007, ma thèse sur la mise en place d'une assimilation de données filtrée dans les ceintures de radiation terrestres. L'unité ERS est composée actuellement de 7 permanents et d'en moyenne 4 étudiants (Master 2 et thèses confondus). Notre objectif est d'améliorer notre connaissance de l'environnement radiatif néfaste aux missions spatiales afin de pouvoir fournir à nos partenaires étatiques et industriels, aussi bien des modèles dits de spécifications, leur permettant de dimensionner au mieux leurs missions spatiales, que des solutions d'anticipation d'événements à risques (météorologie de l'Espace) et une expertise en anomalies observées en vol (analyse post-anomalies). Ces activités demandent une connaissance approfondie du fonctionnement et de la dynamique des ceintures de radiations ainsi qu'une forte maîtrise des mesures radiatives effectuées en vol. Cela représente une niche scientifique sur laquelle nous nous positionnons au premier rang aussi bien au niveau national qu'international.

Nos activités s'étendent ainsi de la conception de tête de détections (mesures in-situ) à l'exploitation de mesures radiatives de l'environnement des satellites, et de la compréhension des processus physiques modélisant les ceintures de radiation à la modélisation de la dynamique même de ces particules piégées. Etant 7 permanents dans l'unité ERS, nos centres d'expertises sont à la fois complémentaires et concomitants. Mes axes de recherches se concentrent en particulier sur :

- La physique et la modélisation des ceintures de radiation terrestres ;
- Le développement de méthodes numériques pour répondre aux besoins de modélisation et d'analyse de données ;
- L'assimilation de données appliquée aux ceintures de radiation terrestres.

Ce document a pour but de présenter de manière synthétique mes travaux menés autour de ces thèmes de recherche. Pour davantage de détails, une sélection d'articles est attachée à la fin de ce document. La présentation proposée dans ce document n'est pas chronologique. Dans le premier chapitre, j'introduis la physique des ceintures de radiation, leur dynamique complexe et leurs origines multiples. Je m'appuie sur cette introduction pour ensuite présenter la modélisation des ceintures de radiation terrestres telle que développée et maturée au DPHY, et à laquelle j'ai contribué à différents niveaux. Le but du second chapitre est d'illustrer la complexité de l'équilibre à mettre en place entre les

modélisations des différents processus physiques pour obtenir une représentation réaliste de la dynamique des ceintures de radiations terrestres. Je synthétise dans ce chapitre les avancées récentes que nous avons conduites dans ce domaine, travaux que j'ai menés pour certains et auxquels j'ai participé pour les autres. Dans le troisième chapitre, je présente un second axe complémentaire à la modélisation de la physique en jeu, i.e., le développement et les évolutions conduites autour du cœur numérique de code Salammbô lui-même. L'objectif est de rendre notre modélisation plus robuste, précise et complète de ce point de vue. Je termine enfin ce chapitre par décrire les travaux menés autour de l'assimilation de données appliquée aux ceintures de radiation domaine auquel je me suis attaché depuis mon travail de thèse. Enfin, en conclusion, je présente l'intérêt de la modélisation des ceintures de radiation pour des besoins opérationnels tels que la météorologie de l'Espace. En particulier j'illustre le lien global entre mes travaux scientifiques en amont (chapitres 2 et 3) et leur application pratique pour répondre aux besoins de nos partenaires industriels et étatiques.

1. Introduction à la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres

Ce chapitre introductif a pour but de positionner mon travail de recherche par rapport à la thématique scientifique qu'est l'analyse et la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres, ainsi que par rapport au cœur de métier de l'unité ERS de l'ONERA-DPHY. En effet, notre objectif premier est de fournir les réponses adaptées à nos partenaires industriels et institutionnels en termes d'effets de l'environnement radiatif sur les satellites. Pour cela, une connaissance approfondie des relations Soleil-Terre ainsi que la réponse des ceintures de radiations à l'activité solaire est nécessaire.

Le premier paragraphe décrit donc rapidement les relations Soleil-Terre, puis présente les ceintures de radiations et sa dynamique, en lien direct avec celle du Soleil. Le second paragraphe présente les bases théoriques de la physique des ceintures de radiation sur lesquelles s'appuie sa modélisation. Enfin le dernier paragraphe présente la modélisation réalisée au DPHY depuis de nombreuses années, ainsi que son positionnement national et international.

1.1. Les ceintures de radiations terrestres : une stabilité et une dynamique complexe pilotées par les interactions Soleil - Terre

Avant les années 1957 et 1958, les scientifiques s'accordaient sur le fait que des particules chargées très énergétiques pouvaient être emprisonnées « temporairement » par le champ magnétique terrestre (Störmer, 1956), mais pas aussi intensément que ce qui fut observé par les premières sondes spatiales lancées par la Russie en 1957 (Sputnik 2, S. Vernov), et par les Etats Unis en 1958 (Explorer 1, J. Van Allen).

Comme le décrit très bien l'article de D. Baker et M. Panasyuk (Daniel N. Baker & Panasyuk, 2017), ces deux premières missions spatiales, puis rapidement celles qui leur succédèrent, ouvrirent la voie à un nouveau champ de recherches dans le domaine de la physique spatiale : « **l'environnement radiatif spatial** ». Dans cette publication, les deux auteurs montrent à quel point chaque observation réalisée par ces premières sondes spatiales a permis, étape par étape, de dessiner l'allure des ceintures de radiations terrestres. Avant ces observations, personne n'imaginait la Terre entourée par un tore de protons piégés par le champ magnétique terrestre, et deux tores d'électrons.

Les années 60 et 70 furent ainsi largement consacrées à déterminer et comprendre les mécanismes de piégeage, transport, accélération et perte régissant la vie des ceintures de radiation terrestres. Beaucoup d'entre eux purent être identifiés donnant lieu à des publications importantes, aujourd'hui encore de référence, en particulier sur la compréhension globale du système ceintures de radiation (M. Schulz & Lanzerotti, 1974), sur la diffusion radiale (Fälthammar, 1965), sur les interactions onde-particules (Lyons & Thorne, 1973; M. Schulz & Lanzerotti, 1974; Tsurutani & Smith, 1974). Ainsi, au cours de ces deux décennies, les contours globaux de l'allure et la dynamique générale des ceintures de radiation terrestres ont pu être dessinés.

Cependant, tout n'était pas clair encore à cette époque, en particulier par manque de mesures in situ de qualité et de puissance informatique. Les fameux « Dropouts » ne pouvaient être observés suffisamment précisément (D. Herrera et al., 2016), les accélérations onde-particule encore insuffisamment décrites (Summers et al., 2007), et la compréhension du lien direct entre l'activité solaire et la dynamique des ceintures de radiation n'en était qu'à ses débuts (Dessler, 1968; Russell, 2000). Depuis cette époque, de nombreuses avancées ont permis d'affiner ces contours, en particulier au niveau de notre connaissance de la topologie du champ magnétosphérique (voir la comparaison présentée sur la

Figure 1), mais force est de constater qu'il reste aujourd'hui encore différentes zones d'ombres dans la connaissance précise de la dynamique des ceintures de radiation. La figure de gauche présente une coupe méridienne du modèle de champ magnétosphérique Olson-Pfitzer tandis que la figure de droite présente une coupe équatoriale du modèle Tsyganenko 2007. La topologie du modèle Tsyganenko 2007 est bien plus complexe que les premiers modèles comme celui d'Olson-Pfitzer.

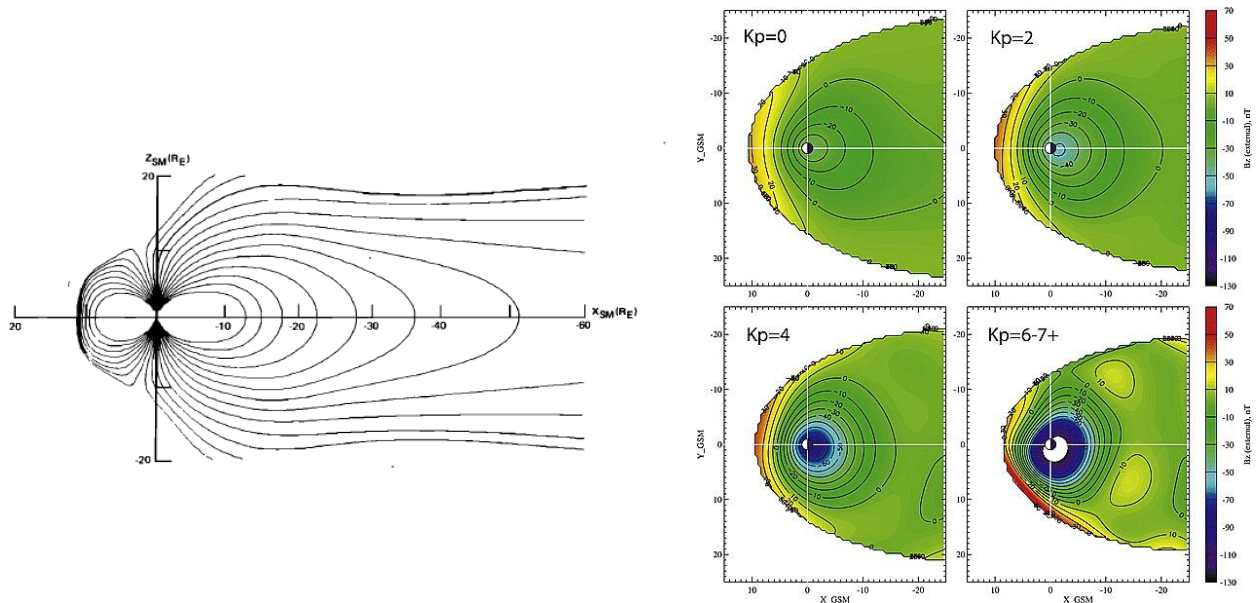


Figure 1 – Evolution de notre connaissance du champ magnétosphérique. A gauche, illustration du modèle de champ magnétique d'Olson-Pfitzer (figure extraite de (Olson & Pfitzer, 1974)). A droite, représentation du modèle de champ magnétosphérique Tsyganenko 07 (figure extraite de (Tsyganenko & Sitnov, 2007)).

Je décris dans les points suivants le lien entre l'existence des ceintures de radiation et l'activité solaire. Dans un premier temps, je présente pourquoi des ceintures de radiation **stables** peuvent exister autour de la Terre, et en quoi le Soleil joue le premier rôle dans son remplissage (paragraphe 1.1.1). Ensuite, je décris plus précisément les ceintures de radiation terrestres en me focalisant sur leur dynamique et son lien avec l'activité solaire ainsi que les grandeurs et temps caractéristiques (paragraphe 1.1.2).

1.1.1. Les relations Soleil-Terre : un équilibre continu à l'origine des ceintures de radiation terrestres

L'existence des ceintures de radiations terrestres résulte d'une complexe synergie entre l'activité solaire et le champ magnétique interne à la Terre. Notre Soleil est une étoile active de taille moyenne qui libère en continu dans le milieu interplanétaire une quantité phénoménale d'énergie sous la forme de trois composantes principales :

- un plasma magnétisé ;
- des échappements violents de particules très énergétiques appelés événements solaires à particules ;
- des émissions électromagnétiques (des longueurs d'ondes en X jusqu'aux ondes radio, en passant par le visible et l'infrarouge).

Ces émissions, en particulier les émissions particulaires, vont par la suite interagir avec les corps célestes du système solaire ainsi que leur environnement spatial proche (Figure 2). Quantitativement, le Soleil rayonne à chaque seconde une énergie de l'ordre de $4 \cdot 10^{26}$ J (toutes longueurs d'ondes confondues)

et expulse en moyenne près de 10^{20} J sous forme de plasma (Kivelson & Russell, 1995). En comparaison, l'EPR (« European Pressurized Reactor ») prévoit de fournir environ 10^9 J par seconde une fois en fonctionnement.

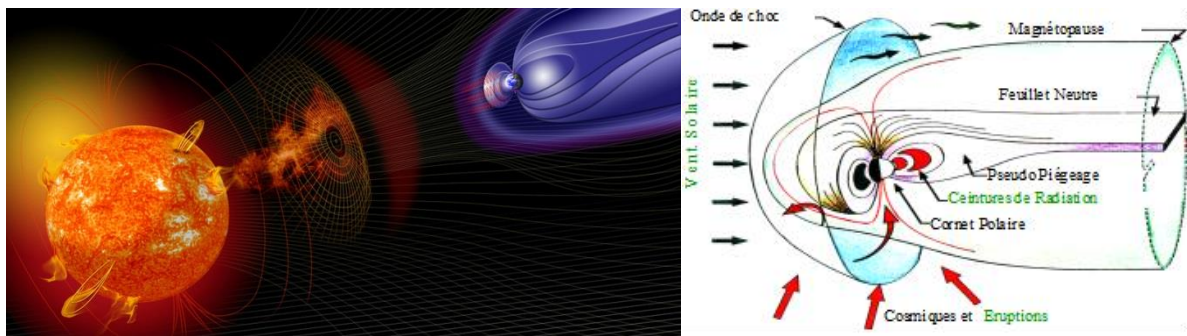


Figure 2 – Illustration des relations Soleil-Terre à gauche (Credit: NASA Goddard Photo and Video), et structure de la magnétosphère terrestre, à droite.

Le plasma magnétisé, expulsé en continu par le Soleil, est appelé **vent solaire**, et le champ magnétique gelé en son sein le champ magnétique interplanétaire. Alors que ses caractéristiques principales sont maintenant bien connues (Kane, 2005; Russell, 2000), certains aspects de sa dynamique complexe (McComas et al., 2008) ainsi que la physique même régissant son émission depuis la chromosphère et les basses couches de la couronne solaire constituent les principaux verrous actuels. Vues depuis les ceintures de radiations terrestres, les connaissances actuelles du vent solaire sont - pour le moment - suffisantes. Synthétiquement, le vent solaire est principalement constitué de protons et d'électrons, d'énergie de l'ordre de la dizaine d'eV à la dizaine de keV. La vitesse moyenne du vent solaire est de l'ordre de 450 km.s^{-1} et il est émis radialement. Du fait de la faible densité de ce plasma, de l'ordre de la particule à la dizaine de particules par cm^{-3} en moyenne à 1 U.A., les particules le composant conservent une grande indépendance les unes des autres (milieu faiblement collisionnel). Enfin, le vent solaire entraîne dans son mouvement d'expansion radiale les lignes du champ magnétique solaire, qui restent ancrées dans la photosphère.

En face de ce vent solaire émis depuis le Soleil, le champ magnétique interne de la Terre fait front. Il est généré à la fois par les mouvements complexes de convection du noyau terrestre (dipôle terrestre) et des mouvements propres de la croûte terrestre (termes quadripolaires et autres harmoniques). En première approximation donc, il est bien représenté par un champ dipolaire décentré et incliné par rapport à l'axe de rotation de la Terre (voir Figure 3, panneau de gauche). Son axe fait un angle d'environ 10° par rapport à l'axe de rotation de la Terre et le dipôle est décentré de 550 km (soit environ 8% du rayon terrestre) du centre de la Terre. Ses pôles sont inversés par rapport aux pôles géographiques. De ce fait, le pôle Sud magnétique est situé à environ 1000 km du pôle Nord géographique (Ng), en direction du Canada, bien qu'il soit à l'heure actuelle (2020) en train de dériver lentement vers la Sibérie. Historiquement, étant dans l'hémisphère Nord il a été nommé pôle Nord magnétique abusivement. Il est noté (Nm) sur la Figure 3. Le pôle Nord magnétique (Sm) se trouve, quant à lui, au large de la Terre Adélie, dans la mer d'Urville. Ce décentrement et cette inclinaison magnétique sont à l'origine d'une zone particulière appelée l'Anomalie de l'Atlantique Sud (S.A.A., 'South Atlantic Anomaly') dans laquelle le champ magnétique est plus faible (Figure 3, panneau de droite). Pour exemple, à la surface de la Terre, l'intensité du champ magnétique au niveau de la SAA est proche de 24 000 nT tandis qu'au point opposé par rapport à l'axe du dipôle, elle est supérieure à 40 000 nT, soit près de 2 fois plus. Enfin, les irrégularités magnétiques dues aux termes quadripolaires sont visibles, essentiellement au-dessus de la Sibérie.

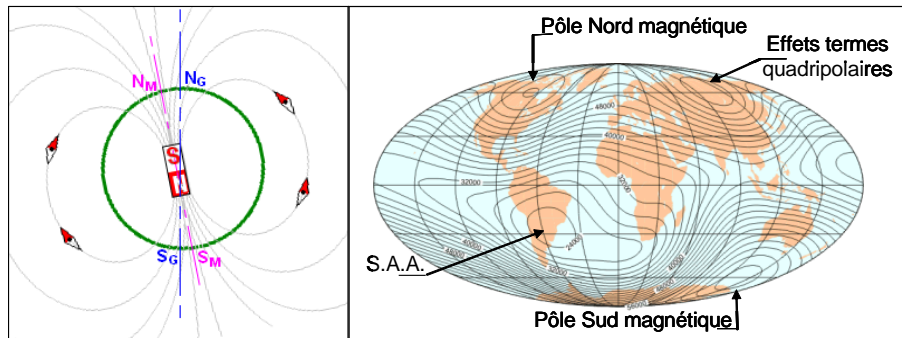


Figure 3 - Caractéristiques générales du champ géomagnétique d'origine interne. A gauche, approximation dipolaire du champ magnétique terrestre ; à droite, planisphère de l'intensité du champ magnétique à la surface de la Terre.

Les interactions entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre engendrent alors une cavité magnétique stable, la magnétosphère (Figure 2, panneau de droite), composée d'un plasma chaud et peu dense issu du Soleil (e^- , H^+ , He^{++} , ...) et de l'atmosphère terrestre (e^- , H^+ , He^{++} , O^+ , O^{++} , ...). Le champ géomagnétique de cette cavité, résultante du couplage champ magnétique interne de la Terre et champ magnétique interplanétaire (Figure 1 et panneau de droite de la Figure 2), empêche la majeure partie du plasma solaire de pénétrer directement à l'intérieur en le déviant. Cependant, environ 2% de l'énergie cinétique du vent solaire impactant l'obstacle terrestre est transférée dans cette cavité magnétique (Harteringer et al., 2011; Sauvaud, 2002). Cette énergie, convertie à travers un couplage électromagnétique, nourrit les processus aussi bien stationnaires que dynamiques régissant la structure de la magnétosphère terrestre. Son enveloppe, la magnétopause est comprimée côté jour à 10 rayons terrestres (RT) en moyenne, pour atteindre environ 16 RT au niveau de l'aube et du crépuscule, et s'allonger ensuite au-delà de l'orbite de la lune du côté nuit.

Au cœur de la magnétosphère terrestre, là où le champ magnétique terrestre domine la majeure partie du temps, se forment les ceintures de radiation. Dans cette région de l'espace, l'intensité du champ magnétique est suffisamment forte, et sa configuration suffisamment proche d'un dipôle magnétique, pour qu'une particule chargée de haute énergie y reste piégée, dans un mouvement continu quasi-périodique (voir paragraphe 1.2). De telles ceintures existent autour de chaque planète possédant un champ magnétique. Pour la Terre, elles sont composées essentiellement d'électrons et de protons d'énergies atteignant respectivement quelques dizaines de MeV et plusieurs centaines de MeV. Elles s'étendent jusqu'à une dizaine de rayons terrestres pour les électrons et un peu moins pour les protons. Le Tableau 1 donne les caractéristiques typiques des ceintures de radiation pour la Terre, ainsi que pour Jupiter et Saturne en comparaison. Les différences en termes d'énergie et d'extension s'expliquent par l'intensité différente des champs magnétiques de ces planètes, ainsi que de leur éloignement au Soleil, limitant ainsi l'influence du vent solaire.

	Particule	Énergie	Extension (rayons planétaires)
Terre	e^-	10 keV-10 MeV	1-10
	p^+	10 keV- < 1 GeV	1-7

Jupiter	<i>e</i>⁻	100 keV – 30 MeV	1- ~20
	<i>p</i>⁺	100 keV – qq. GeV	1- ~20
Saturne	<i>e</i>⁻	10 keV – 10 MeV	1~10
	<i>p</i>⁺	10 keV – 100 MeV	1~10

Tableau 1 : Caractéristiques des ceintures de radiation des différentes planètes "magnétiques"

La durée de vie des particules piégées peut facilement dépasser le mois, voire l'année en fonction de la sous-région des ceintures de radiation considérée. Ainsi, par exemple, dans les années soixante, des essais nucléaires (projet Starfish) ont été conduits dans la haute atmosphère, créant ainsi une ceinture artificielle de particules de hautes énergies qui a été observée pendant plus de dix années (Abel et al., 1994). Si proche de l'atmosphère, i.e. dans la ceinture interne, ce sont principalement les interactions de type coulombien avec l'atmosphère résiduelle qui permettent de limiter leur temps de vie, comme cela a été démontré dès le début de l'ère spatiale (Wentworth et al., 1959). A plus hautes altitudes, les mécanismes limitant la durée de vie des particules piégées sont plus intenses et plus nombreux. Le champ magnétique terrestre est également moins dominant et la composante externe liée au vent solaire tend à modeler la forme externe des ceintures de radiation, définissant par là même une frontière externe aux ceintures de radiation terrestres, appelée limite de piégeage. Bien que la dynamique soit importante dans les ceintures de radiation terrestres, elles montrent globalement une forte stabilité temporelle, au sens où elles ne sont jamais complètement vides, comme le montre la Figure 4, extraite de (Baker et al., 2004) illustrant le contenu de la ceinture externe électrons sur environ un cycle solaire.

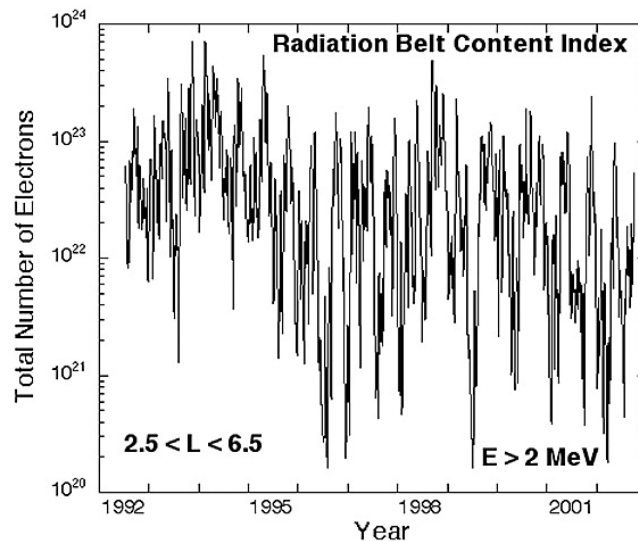


Figure 4 – Valeurs journalières du contenu des ceintures de radiation électrons d'énergie $> 2 \text{ MeV}$, entre $2.5 < L < 6.5$, d'après (Baker et al., 2004).

1.1.2. L'activité solaire : des perturbations cycliques et aléatoires régissant la dynamique des ceintures de radiation terrestres

La dynamique des ceintures de radiation est complexe et multi-échelle, que ce soit dans le cas des électrons ou des protons. Comme discuté dans (Miyoshi et al., 2004) et dans (Maget et al., 2007), cette dynamique est directement liée à l'activité solaire. La Figure 4 met en évidence cette notion de cycle répétitif dans la dynamique des ceintures de radiations, ici pour les électrons. La Figure 5 illustre ces dynamiques pour les électrons et les protons telles qu'observées par les détecteurs ICARE puis ICARE-NG sur les missions SAC-C, SAC-D et JASON 2 entre 2000 et 2015. Ces tracés montrent une projection dans l'équateur magnétique selon le paramètre L^* (distance radiale en rayon terrestre d'une ligne de champ magnétique en première approximation) des flux mesurés le long des orbites de ces satellites en orbites basses.

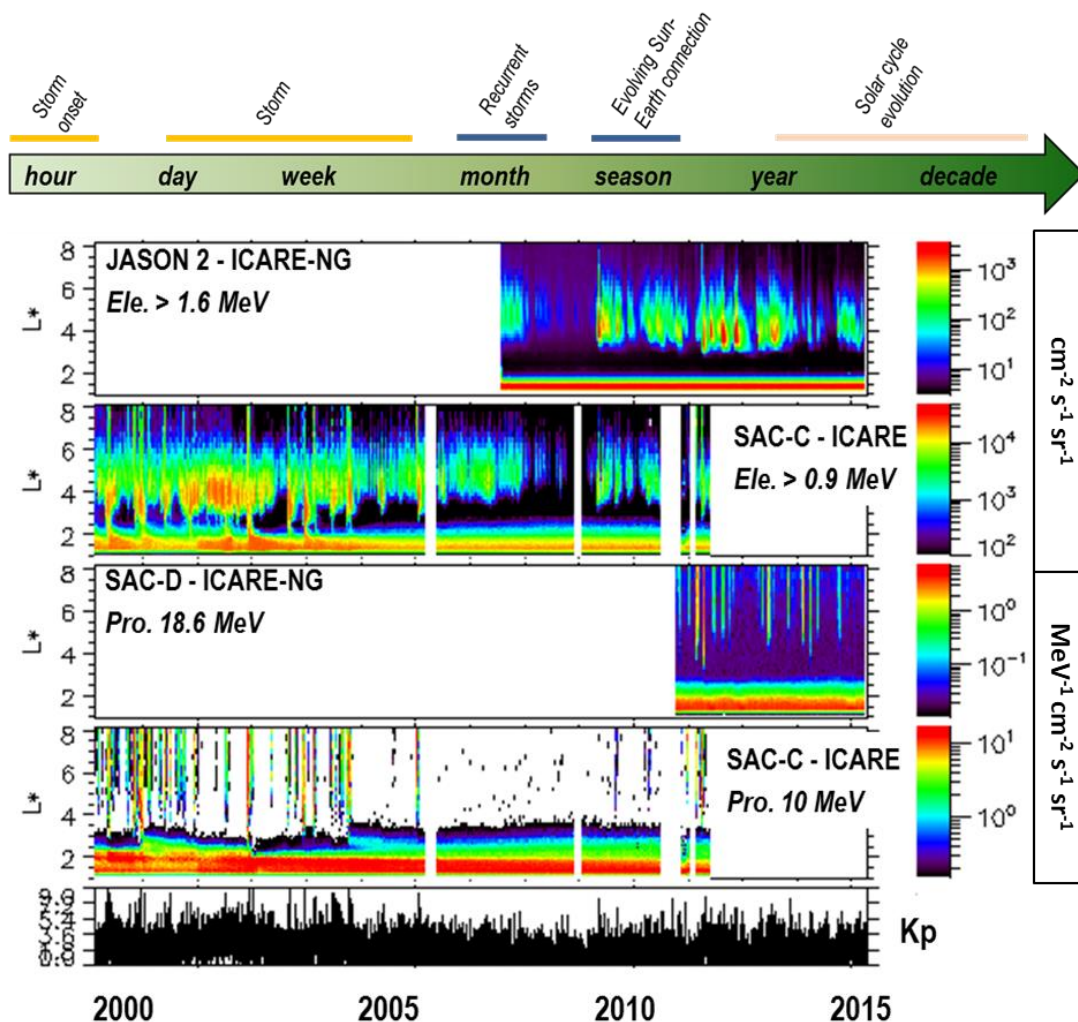


Figure 5 – Schéma des temps caractéristiques de la dynamique des ceintures de radiation terrestres et dynamiques des ceintures de radiation terrestres, observées par la série de détecteurs ICARE et ICARE-NG (CNES / ONERA) de 2000 à 2015. Sont tracés ici des flux omnidirectionnels différentiels pour les protons (en $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) et intégrés (en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$) selon le paramètre L^* .

On y observe les différentes échelles temporelles caractéristiques de la dynamique des ceintures de radiation (synthétisées sur la Figure 5 et détaillées dans (Maget et al., 2007; Miyoshi et al., 2004) :

- liée au cycle solaire, à l'échelle de la dizaine d'années ;

- liée à la connexion Soleil – Terre, à l'échelle de la saison (plus efficace aux périodes d'équinoxes) ;
- liée à la géo-efficacité des structures émises dans le vent solaire et impactant la magnétosphère terrestre, à l'échelle du jour voire de la semaine.

Le cycle solaire caractérise l'activité cyclique du Soleil liée à la dynamique de ses couches internes. Comme il l'est mentionné dans (Hathaway, 2015), il y a effectivement peu de doutes que le cycle solaire soit de nature magnétique et qu'il soit produit par un processus interne de type dynamo (Charbonneau, 2010). Bien que les détails concernant comment, quand, et où s'opèrent les processus de dynamo restent toujours incertains, plusieurs caractéristiques de cette dynamo sont généralement bien acceptées aujourd'hui, fournissant ainsi un cadre solide pour comprendre le fonctionnement du cycle solaire.

Du point de vue des ceintures de radiation terrestres, ces caractéristiques suffisent pour corrélérer clairement l'activité solaire à la dynamique des ceintures de radiation. La Figure 6 montre quelques-unes de ces caractéristiques. L'intensification de l'activité solaire induit une augmentation des zones actives solaires (figure de gauche) ainsi que de l'occurrence de structures solaires, de type zones actives et trous coronaux. De ces structures sont émis soit sporadiquement soit en continu des particules chargées de différentes énergies, respectivement, CMEs et éruptions solaires, CIRs. Les CMEs et éruptions solaires sont bien synchronisées avec le maximum du cycle solaire, tandis que l'impact des CIRs est plus notable en phase décroissante du cycle solaire, comme à ce moment, les trous coronaux se déplacent vers les régions équatoriales du Soleil. Ces événements modifient les caractéristiques moyennes du vent solaire et par conséquent les effets sur la magnétosphère terrestre. Sur la Figure 6, panneau de droite, sont illustrées les modifications engendrées par l'activité solaire sur les caractéristiques moyennes du vent solaire au cours d'un cycle. Les sondes Ulysses ont ainsi pu cartographier les vitesses, densité et intensité du champ magnétique du vent solaire en fonction de la latitude solaire et du cycle solaire. Enfin, Maget et al. (2007) et Miyoshi et al. (2004) ont montré dans leurs études respectives l'importance de l'historique de l'état de remplissage des ceintures de radiation dans leur réponse à un nouvel événement d'origine solaire. De cela découle donc la dynamique récurrente observée dans les ceintures de radiation terrestres à l'échelle du cycle solaire.

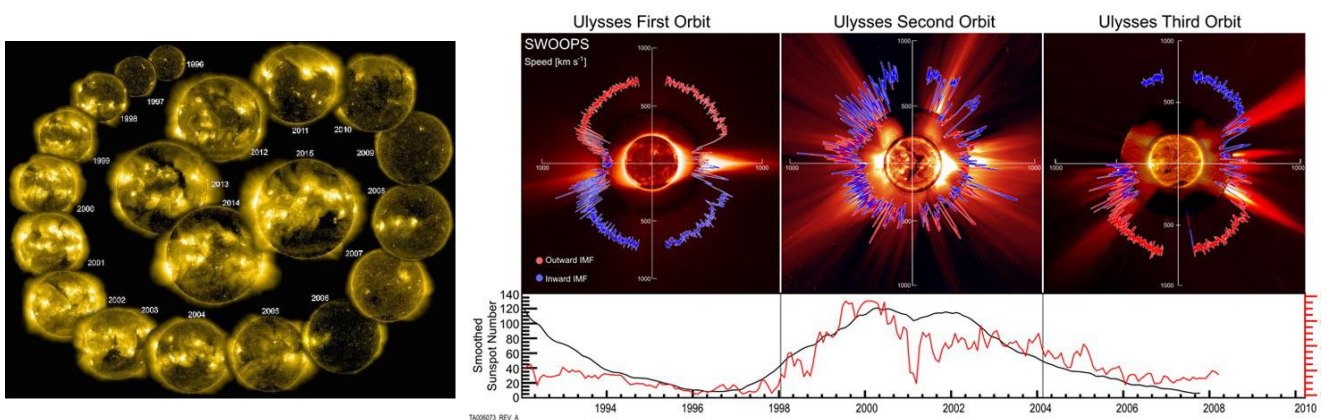


Figure 6 – Illustration du cycle solaire et de la variation d'activités associée. A gauche, une représentation de l'évolution du cycle solaire entre 1996 et 2015 (crédit: SOHO, ESA&NASA). A droite, trois orbites des sondes Ulysses mesurant les caractéristiques du vent solaire à différents moments du cycle solaire (crédit : NASA).

(Baker et al., 1999) ont conclu dans leur étude qu'un rapport d'un facteur deux à trois était clairement observable entre les flux moyens des ceintures de radiation terrestres entre les périodes

d'équinoxes et de solstices. Vassiliadis et al. (2002) listèrent les différentes origines de ces variations semi-annuelles, dans le cas des ceintures de radiation électrons. En particulier, parmi ces origines, l'une des principales consiste en un couplage magnétosphère – vent solaire renforcé au Printemps et en Automne (équinoxes), du fait de deux effets conjugués, difficilement séparables. D'une part, l'inclinaison de l'axe de rotation terrestre par rapport au plan de l'écliptique autour des équinoxes induit la connexion de plus hautes latitudes solaires avec la magnétosphère terrestre. La vitesse radiale du vent solaire émis est ainsi intensifiée par le fait de la présence de trous coronaux à ces latitudes comme le montre la Figure 6, panneau de droite. D'autre part, l'axe terrestre est également incliné, le nez de la magnétosphère est plus proche du plan écliptique également à cette période. En conséquence, les caractéristiques moyennes du vent solaire (en particulier la vitesse radiale) se voient renforcées et la magnétosphère davantage contrainte par une pression accrue. Les structures solaires émises sont en conséquence plus géo-effectives du point de vue des ceintures de radiation terrestres, leurs occurrences étant donc une nouvelle fois renforcées.

Derrière ces dynamiques à moyen et long termes, on retrouve toujours des événements « unitaires » à l'origine des orages géomagnétiques. C'est l'augmentation ou la diminution de la probabilité d'occurrence de tels événements solaires venant contraindre et stresser la magnétosphère qui induit ces dynamiques saisonnières et liées au cycle solaire. Notre magnétosphère est loin d'être imperméable et de constituer une frontière stable entre l'influence solaire et l'influence terrestre. Beaucoup d'énergie est transmise entre le vent solaire et l'intérieur de la magnétosphère au cours des reconnections magnétiques (Dungey, 1961). La mission actuelle MMS est dédiée à l'étude de ces processus et à leur quantification. Comme le mentionne Hasegawa et al. (2016) dans leur étude récente basée sur les données MMS, la reconnection au niveau de la magnétopause reste encore mal connue aujourd'hui, et la mission actuelle permet de mieux comprendre ces mécanismes. Les ceintures de radiation, situées au cœur de la magnétosphère interne, ne bénéficient que de quelques pourcents de cette énergie transférée depuis le vent solaire (Sauvaud, 2002), proportion toutefois suffisante pour être à l'origine de plus de 50% des anomalies observées à bord des satellites artificiels.

Cette faible proportion induit une difficulté importante pour prévoir et caractériser leurs dynamiques au cours d'un orage géomagnétique. Reeves et al. (2003) ont montré que des orages géomagnétiques produits par des structures similaires du vent solaire pouvaient avoir des conséquences très différentes dans les ceintures de radiation. L'historique du remplissage des ceintures de radiation et la combinaison d'événements sont en effet à l'origine de dynamiques très différentes. La modélisation des ceintures de radiation doit être capable de prendre en compte ces paramètres. Les structures du vent solaire pilotant la dynamique intense des ceintures de radiation sont bien entendu :

- les éjections de masses coronales ;
- les trous coronaux et les régions d'interactions en corotation associées ;
- les éruptions solaires.

Du point de vue des ceintures de radiation, les dynamiques engendrées par ces événements peuvent être très différentes. La Figure 7 présente deux orages géomagnétiques induits respectivement par une CIR en septembre 2003 et par une CME en août 2005. Sur le panneau de gauche sont tracés les flux mesurés par le satellite NOAA-POES 15 pour différentes énergies électrons. Lors du passage du CIR au niveau de la magnétosphère, un orage se produit dans les ceintures de radiation. Les flux à toutes les énergies (y compris à 3 MeV) sont intensifiés et poussés vers la Terre (faibles valeurs de L*). A la

différence, la CME provoque un orage géomagnétique plus violent (les électrons sont poussés davantage vers la Terre) et anisotrope en énergie. En particulier, aucun électron de 3 MeV n'est créé au cours d'un orage de ce type. Cela montre que les processus en jeu dans les ceintures de radiation au cours de ces deux événements sont différents, ou du moins l'équilibre entre toutes les interactions existantes ne s'établit pas de la même manière.

Le panneau de droite de la Figure 7 montre l'évolution des indices géomagnétiques typiques (Kp, Dst et AE) au cours de ces orages. Ils donnent une information sur l'énergie transférée du vent solaire au cœur de la magnétosphère. On voit nettement que les caractéristiques de ces événements diffèrent également à ce niveau. Tandis qu'une CIR est un événement étalé sur plusieurs jours, induisant un Kp moyen (maximum d'environ 7 ici), la CME est plus courte (de l'ordre d'une journée) mais plus intense (Kp atteint la valeur maximale de l'échelle, soit 9). L'indice Dst montre une évolution également très différente entre les deux événements. Dans le cas de la CME, la forte perturbation du champ magnétique associée est à l'origine de la mise en place d'un courant annulaire intense près de la Terre. Ces deux exemples illustrent la forte corrélation existante entre ces indices géomagnétiques et la dynamique des ceintures de radiation. De nombreuses études ont été menées pour quantifier cela, dont en particulier la thèse de R. Bénacquista (Bénacquista, 2017).

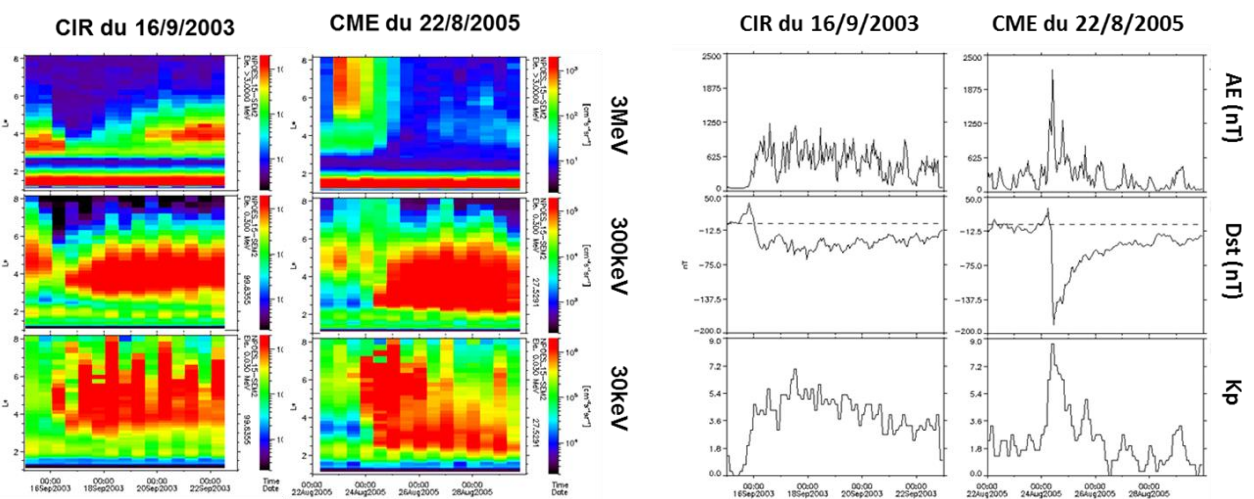


Figure 7 – Orages géomagnétiques induits par une CIR (16 septembre 2003) et par une CME (22 août 2005). Le panneau de gauche présente l'évolution des flux électrons au cours de ces orages. Le panneau de droite présente l'évolution des indices géomagnétiques au cours de ces événements.

Toutefois, cette corrélation est loin d'être directe du fait des non linéarités intrinsèques à la dynamique des particules piégées dans les ceintures de radiation, et les indices géomagnétiques sont insuffisants pour décrire toute la dynamique observée dans les ceintures de radiation (Borovsky & Shprits, 2017; Forsyth et al., 2016). En effet, la dynamique des ceintures de radiation est une mécanique complexe dont les rouages (i.e. les interactions des particules piégées avec les ondes électromagnétiques intensifiées en période d'orage (Aryan et al., 2014), avec la plasmasphère ou encore avec le champ magnétique lui-même) sont pilotés par les perturbations électromagnétiques atteignant le cœur de la magnétosphère. L'évolution des flux de particules piégées est alors uniquement la résultante d'interactions « secondaires » (voir par exemple (Foster et al., 2017) et références associées).

De nombreux résultats ont montré les liens directs et indirects entre indices géomagnétiques et l'évolution de la population piégée dans les ceintures de radiation, que ce soit pour les électrons ou les protons (Aryan et al., 2014; Geoffrey D. Reeves et al., 2016; Xu et al., n.d.; Zhao et al., 2017; Zhao & Li,

2013). Toutes mettent en évidence une corrélation avec ces indices ainsi qu'une seconde avec les caractéristiques du vent solaire impactant la magnétosphère. En fonction de la position dans les ceintures de radiation, de l'énergie ou encore du type d'événement, ces corrélations évoluent. Par exemple, près de la frontière externe des ceintures de radiation, les pertes par traversée de la magnétopause dominant et une corrélation directe avec les paramètres du vent solaire est quantifiable comme l'a montré Herrera et al. (2016) dans leur étude de ce processus. Plus au cœur des ceintures de radiation, les indices Kp ou aa sont mieux corrélés à l'évolution des flux, et plus représentatifs de l'apport énergétique dans les ceintures de radiation au cours d'événements comme décrit dans l'étude de Rochel et al. (2016). Enfin un décalage temporel variable est également à prendre en compte dans la réponse des ceintures de radiation à une perturbation solaire, pouvant atteindre plus de 24h (Asikainen & Ruopsa, 2016; Borovsky et al., 1998). Wing et al. (2016) ont en particulier montré que ces délais pouvaient même dépasser plusieurs jours en fonction des déclencheurs solaires, rappelant à quel point le couplage vent solaire – magnétosphère est complexe.

Enfin, en ce qui concerne nos deux exemples d'événements solaires, on a tracé sur la Figure 8 les paramètres de vent solaire associés. Une nouvelle fois, les dynamiques, y compris dans le vent solaire, sont différentes, comme détaillé dans l'étude statistique de Denton et al. (2006). On retrouve en particulier pour la CIR une forte augmentation de la vitesse du vent solaire pendant plusieurs jours. Cette augmentation va induire des perturbations continues dans la magnétosphère interne, résultant en une intensification des ondes électromagnétiques de types Chorus, capables à leur tour d'énergiser les électrons des ceintures de radiation à plusieurs MeV (Thorne, 2010) comme observé sur la Figure 7, panneau de gauche. Au contraire, la CME présente une accélération du vent solaire moins importante et plus courte. En contrepartie, la composante B_z du champ magnétique interplanétaire est fortement perturbée à son passage et la pression augmente drastiquement. Ces caractéristiques, analysées en détails dans Herrera et al. (2016), sont à l'origine de pertes rapides dans la partie externe des ceintures de radiation. Ainsi, la réponse des ceintures de radiation est à la fois pilotée par les caractéristiques mêmes des structures d'origine solaire impactant la magnétosphère, et par le transfert d'énergie indirect vers le cœur de la magnétosphère.

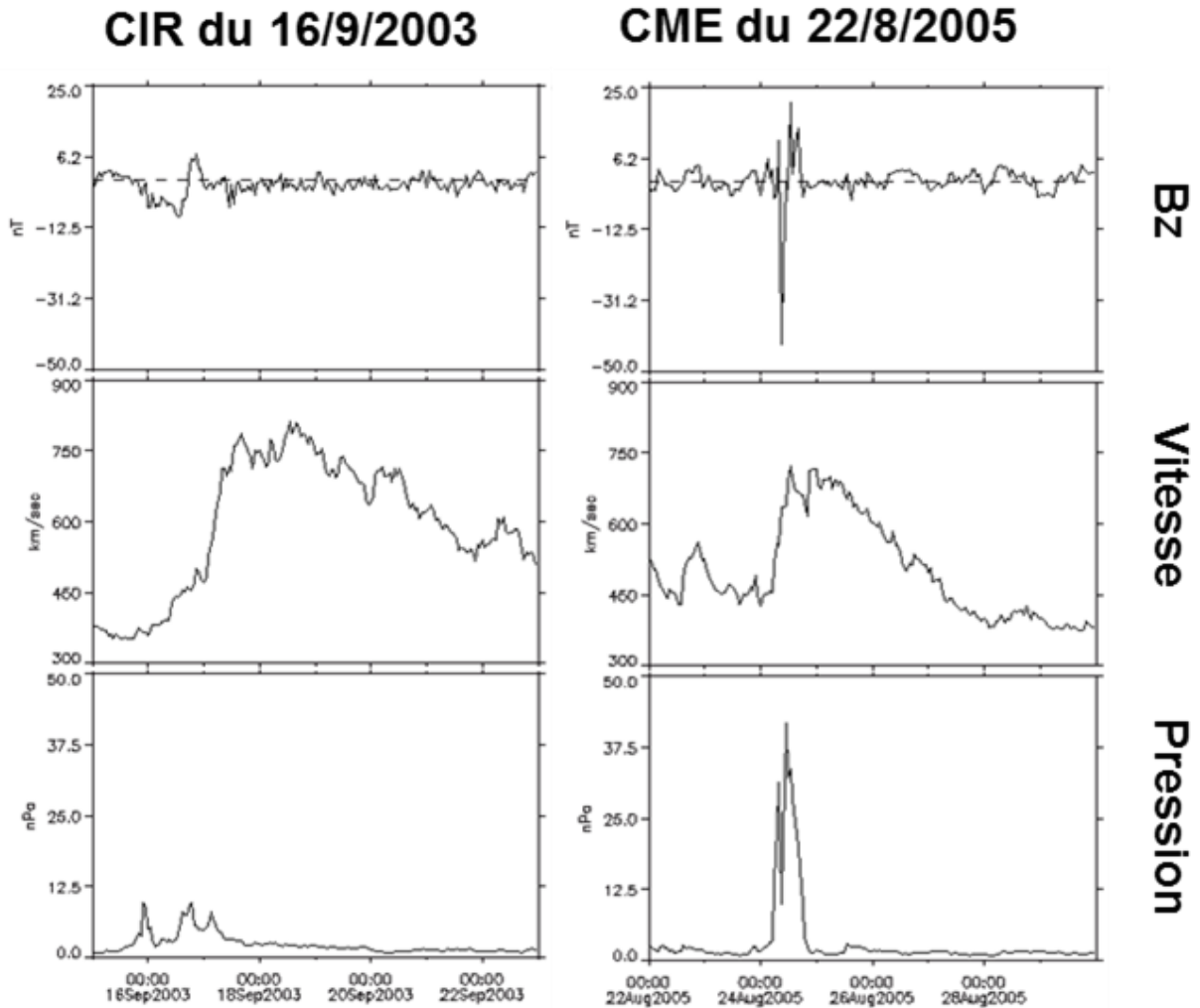


Figure 8 – Evolution des paramètres du vent solaire en L1 au passage de la CIR du 16 septembre 2003 et de la CME du 22 août 2005.

Ces dynamiques, bien que présentées dans le cas électrons, sont également observables dans le cas des protons. Une partie des interactions que subissent les particules piégées par le champ magnétique est indépendante de la charge. Les travaux menés en ce sens seront présentés dans le chapitre 2. Cependant dans le cas des protons de hautes énergies, un événement solaire supplémentaire, l'éruption solaire, joue un rôle primordial de source de particules (Baker et al., 2017; Maget et al., 2008). Ce sont des phénomènes disruptifs libérant une intense énergie depuis la chromosphère et la partie basse de la couronne solaire sous forme de rayonnements et de particules de très hautes énergies (essentiellement des protons de plusieurs dizaines de MeV). Elles sont émises depuis les régions actives du Soleil, puis potentiellement accélérées dans le vent solaire par le choc d'une CME. Ces régions actives sont aussi les régions d'où émanent les CMEs. Bien que sans corrélation directe entre elles, la synchronisation ou non de l'arrivée d'une éruption solaire au niveau de la magnétosphère et d'un orage géomagnétique (induit soit par une CME ou un trou coronal), va permettre de vider (asynchronisme) ou piéger des protons supplémentaires (synchronisme) pour des énergies au-delà de la dizaine de MeV. La Figure 9 suivante est extraite de (Maget et al., 2008) et montre l'importance de ce synchronisme dans l'évolution de la ceinture de radiation protons de hautes énergies. Ainsi, l'orage de mars 1991, synchronisé avec une éruption solaire, a permis de piéger des protons de haute énergie durablement. Ce n'est qu'en novembre 2003, qu'un autre événement (asynchrone cette fois-ci, soit un cycle solaire plus tard) a permis de vider en

partie cette ceinture protons. Ce mécanisme supplémentaire qui mélange la synchronisation entre une source de particules intermittente (les éruptions solaires) et un processus de piégeage (le blindage géomagnétique) est donc une caractéristique supplémentaire qu'une modélisation représentative des ceintures de radiation doit également prendre en compte. Les travaux menés sur cette thématique sont présentés dans le chapitre 2.

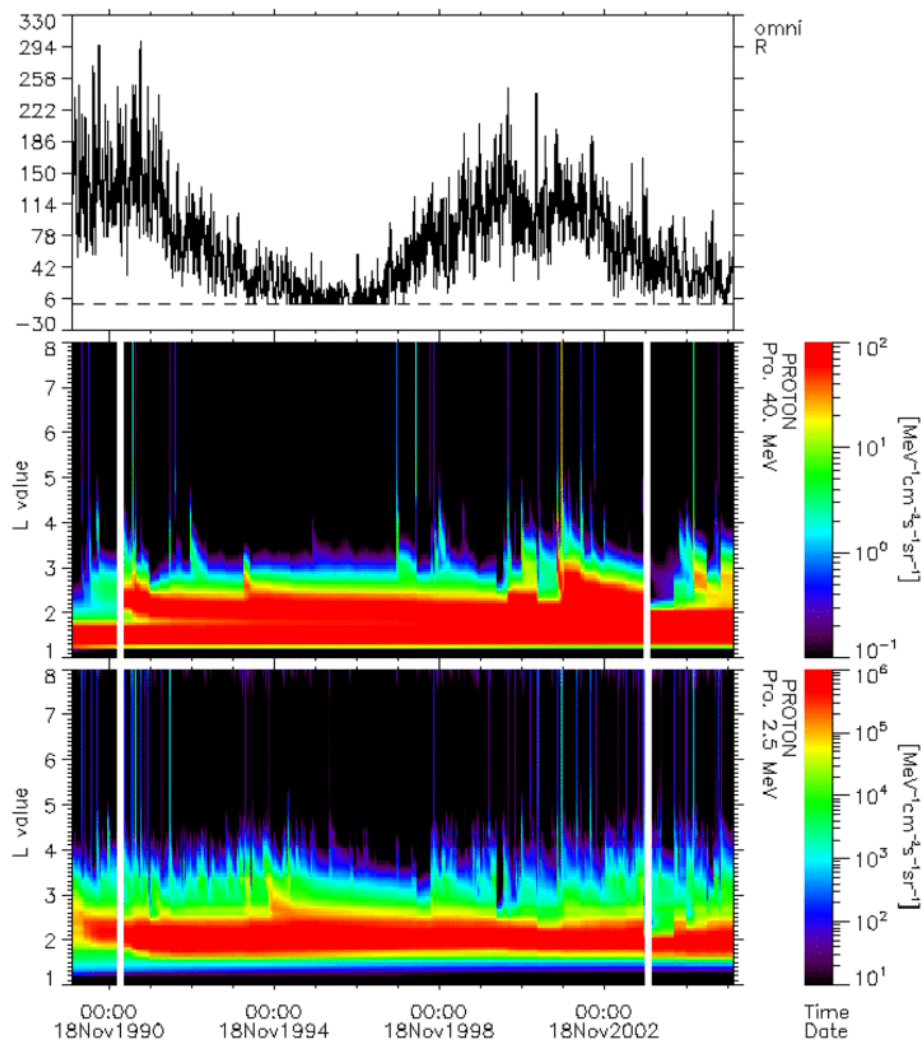


Figure 9 – Evolution de flux de protons en fonction du cycle solaire, par simulation d'assimilation de données directes avec le modèle Salammbô (figure extraite de (Maget et al., 2008)).

En conclusion, une modélisation réaliste de la dynamique des ceintures de radiation doit pouvoir prendre en compte ces différentes échelles de temps tout en étant capable de différencier la dynamique induite par chaque type d'événement. Il faut donc disposer des paramètres dynamiques représentatifs de l'activité induite dans les ceintures, à savoir :

1. les paramètres du vent solaire caractérisant l'impact des structures propagées depuis le Soleil sur la magnétosphère,
2. les indices géomagnétiques, caractérisant l'énergie transférée dans la région interne de la magnétosphère où sont situées les ceintures de radiation.

1.2. Modélisation des particules piégées par le champ magnétique terrestre

Le cœur de mes recherches est dédié à la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation et leurs interactions physiques avec leur environnement. Je reprends en conséquence, ici, les bases de la théorie de cette modélisation et son application pratique dans le cadre du code scientifique Salammbô. La logique des modélisations des ceintures de radiation est la même et repose sur les étapes et approximations suivantes, décrites dans de nombreux ouvrages dont en particulier (Bourdarie, 1996; Northrop, 1963; Roederer, 1970; Roederer & Zhang, 2014) :

- **Description statistique de la physique des ceintures de radiation et mécanique Hamiltonienne**
Cette étape consiste à formaliser le problème avec tous les outils mathématiques nécessaires et les hypothèses adéquates quant à la physique mise en jeu dans les ceintures de radiation.
- **Modélisation physique : Invariants adiabatiques et estimation de l'intégrale de collision**
Cette étape consiste à rendre modélisable numériquement la base théorique mise en place, en s'appuyant sur des hypothèses et approximations adaptées à notre problème.
- **Formulation pratique : cas du code scientifique Salammbô**
Cette dernière étape consiste à adapter la modélisation numérique aux interactions physiques en jeu dans les ceintures de radiation, étape propre à chaque laboratoire ayant développé un tel code scientifique.

1.2.1. Description statistique de la physique des ceintures de radiation et mécanique Hamiltonienne

Une particule chargée évoluant dans le champ électromagnétique terrestre subit la force électrostatique, la force de Lorentz et la force gravitationnelle. Dans le cas des particules que nous considérons (électrons et protons essentiellement), la masse est faible par rapport à leur énergie cinétique. En conséquence, la force gravitationnelle peut être négligée, et il en va de même pour la force électrostatique (hormis aux limites de piégeage, sur lesquelles je reviendrai dans le paragraphe 3.2). Il ne reste donc que la simple force de Lorentz. Cependant, cette approche ne permet de décrire que le mouvement des particules une à une (échelle microscopique).

Les ceintures de radiations sont composées d'un très grand nombre de particules et l'on souhaite décrire leurs compositions globales, à l'échelle macroscopique (Diu, 1989). L'idée est donc d'utiliser la physique statistique et de décrire leurs évolutions à l'échelle d'un petit volume représentatif $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$ (dans l'espace à 6 dimensions position " \vec{r} " – quantité de mouvement " \vec{p} "), c'est-à-dire :

- **suffisamment petit** pour que l'on puisse supposer que toutes les particules le constituant suivent une évolution temporelle proche (une particule appartient à $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$ si sa position est dans l'intervalle $[\vec{r}, \vec{r} + \delta\vec{r}]$ et sa quantité de mouvement comprise dans $[\vec{p}, \vec{p} + \delta\vec{p}]$);
- **suffisamment grand** pour qu'il contienne un nombre représentatif de particules, bien que n'interagissant pas entre elles.

La quantité δn de particules dans $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$ est égale à $\delta n = f_p(\vec{r}, \vec{p}, t) \delta r^3 \delta p^3$, où $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est la fonction de distribution dans l'espace (\vec{r}, \vec{p}) . La description de la dynamique à l'échelle macroscopique des ceintures de radiation consiste finalement à décrire l'évolution de $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$ au cours du temps en tout point de l'espace à 6 dimensions (\vec{r}, \vec{p}) . Pour cela, on utilise l'équation de Boltzmann (Diu, 1989) :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \frac{\partial f_p}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \cdot \frac{\partial f_p}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\partial f_p}{\partial t} \right)_c$$

Le terme de gauche décrit l'évolution déterministe liée aux forces en jeu au niveau microscopique, dans notre cas la force de Lorentz. Le terme de droite traduit quant à lui les interactions entre particules à l'échelle macroscopique de type « collisionnelles » au sens large, appelée « intégrale de collision ». Toutes les interactions entre les particules réelles et leur environnement (autres particules, ondes électromagnétiques, etc...) sont traduites sous la forme d'une variation temporelle de la fonction de distribution $f_p(\vec{r}, \vec{p}, t)$. En particulier le théorème de Liouville (Diu, 1989; Roederer & Zhang, 2014) démontre qu'un volume $\delta v(\vec{r}, \vec{p})$, s'il n'est pas soumis à des interactions extérieures, évolue d'un bloc temporellement, et ne perd ni ne gagne de particules au cours du temps.

Cette équation très générale ne permet pas de classifier simplement les particules évoluant dans les ceintures de radiation. Pour cela, une première transformation est préférée pour ce problème : passer dans l'espace des phases Actions – Angles de la mécanique Hamiltonienne. L'intérêt ici (comme cela est décrit dans (Bourdarie, 1996) et (Roederer & Zhang, 2014)) est double :

- cette mécanique conserve les propriétés intrinsèques à la physique, en particulier le théorème de Liouville mentionné ci-dessus ;
- elle permet de définir des variables généralisées et canoniques liées à la physique du système que l'on souhaite modéliser, et pouvant ainsi simplifier sa description en « ordonnant » de manière plus logique les particules le constituant.

Je ne décris pas davantage cette mécanique comme elle l'est déjà dans les références ci-dessus, et cela n'apportant que peu à ce manuscrit. Je m'attache plutôt à présenter « le résultat » pratique de ces considérations dans le paragraphe suivant.

1.2.2. Modélisation physique : Invariants adiabatiques et estimation de l'intégrale de collision

La mécanique Hamiltonienne nous fournit donc un cadre généralisé pour décrire macroscopiquement l'évolution d'un système donné. Dans le cas des particules piégées dans les ceintures de radiation, deux hypothèses peuvent être faites :

- a. Le champ magnétique terrestre constitue la force principale piégeant ces particules ;
- b. La dynamique macroscopique peut être traitée, au cœur des ceintures de radiation, sous la forme de perturbations.

L'hypothèse (a) permet de décrire le mouvement des particules piégées par trois mouvements quasi-périodiques, que sont la giration, le rebond et la dérive, comme illustré sur la Figure 10. La giration est intrinsèque à l'évolution d'une particule chargée dans tout champ magnétique. Il n'en va pas de même pour le rebond et la dérive qui sont liés directement à la topologie du champ magnétique terrestre, induisant une courbure de champ et un gradient radial. De plus les périodes caractéristiques de ces mouvements sont très distinctes les unes des autres. De ce fait, et en suivant la démarche de (Northrop, 1963), il est possible d'exprimer les variables actions - angles de la mécanique Hamiltonienne en fonction des caractéristiques de ces mouvements périodiques, moyennant l'utilisation d'un système de coordonnées adéquat comme je vais le détailler davantage dans la suite.

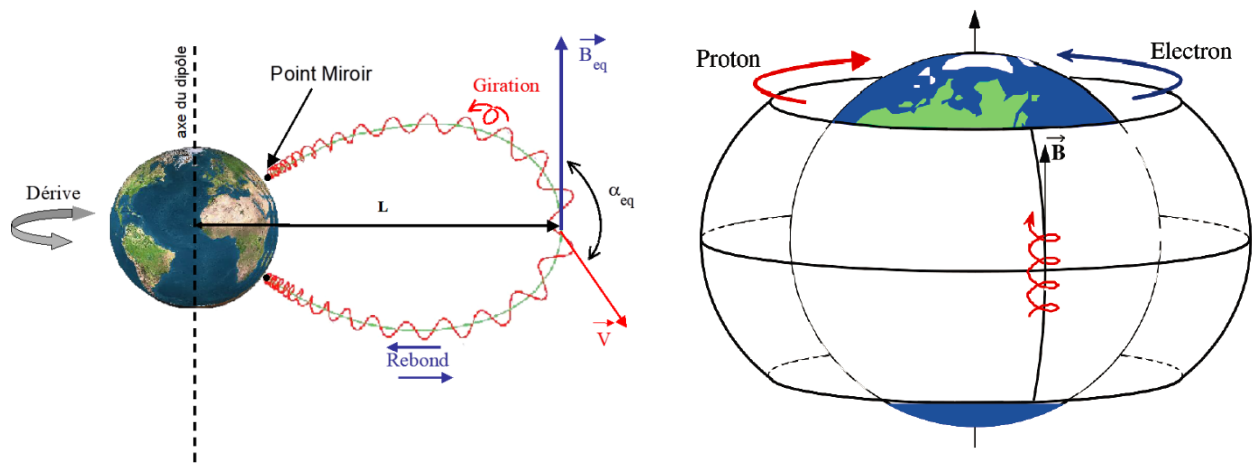


Figure 10 – Illustration des mouvements quasi-périodiques des particules chargées piégées par le champ magnétique terrestre

Tout d'abord, il est important de comprendre comment décrire physiquement le comportement de la population qui nous intéresse, c'est-à-dire les particules piégées dans les ceintures de radiation. Ainsi, dans un champ magnétique quelconque, il est toujours possible de définir le moment magnétique M d'une particule chargée. Il caractérise le mouvement de giration associé. La position exacte de la particule dans son mouvement étant alors repérée par l'angle associé φ_M . Tant que le champ magnétique reste statique ou évolue lentement par rapport à la période de giration, les caractéristiques du mouvement ne sont pas modifiées, ou seulement de manière conservative : le bloc giration de moment magnétique M suivra l'évolution lente du champ magnétique dans lequel il évolue :

- Si B se déplace, il se déplacera avec lui ;
- si B s'intensifie, alors la particule gagnera en énergie et son rayon de giration sera réduit.

On parle alors de mouvement adiabatique. Le moment magnétique reste ainsi inchangé au cours d'un tel mouvement. Néanmoins, l'environnement magnétique de la particule étant changé, cette dernière voit son énergie et sa position modifiée. Il est possible de démontrer (Northrop, 1963) que la conservation du moment magnétique est équivalente à l'évolution de l'énergie de la particule réelle dans son repère local, centré sur son centre de giration (qui, lui, suivra les déplacements lents du champ magnétique).

Dans le cas des ceintures de radiation, la giration n'est que le premier mouvement du piégeage magnétique (elle s'effectue à l'échelle de la micro à la milliseconde). Le mouvement global est plus complexe. Pour mieux le caractériser, on utilise la théorie du centre guide qui permet de réduire les dimensions du problème en supposant la giration assurée (M conservé) et en ne décrivant plus que le mouvement résiduel du centre de giration (une particule réelle restant repérée par M et sa position angulaire φ_M). Cette simplification est illustrée sur le tracé central de la Figure 11. C'est seulement dans ces conditions que la grandeur J , caractéristique physique du rebond et équivalente à une tension magnétique le long de la ligne de champ, peut être définie. De même, en considérant à son tour un « super » centre guide projeté dans l'équateur magnétique de caractéristiques M et J , comme l'illustre la Figure 11 (droite), on définit la grandeur ϕ , caractéristique physique de la dérive et équivalente à une rigidité magnétique sur laquelle se déplace alors les particules. De même que pour la giration, la position d'une particule piégée réelle est alors obtenue en associant une position angulaire à chacun de ces mouvements (φ_J, φ_ϕ).

En s'appuyant sur l'hypothèse (a), on est donc en mesure de caractériser notre population piégée non plus selon les variables usuelles de mouvement (position-vitesse) mais selon des grandeurs physiques des mouvements quasi-périodiques subies par ces particules. L'intérêt est que ces grandeurs sont liées à la fois aux caractéristiques propres de la particule piégée (charge, énergie, position) et aux caractéristiques de son environnement magnétique. Notre population est ainsi « triée » physiquement, et l'effet d'une variation magnétique sera ressentie de manière identique par toutes les particules ayant les mêmes grandeurs M, J et ϕ . Le problème à traiter est ainsi simplifié.

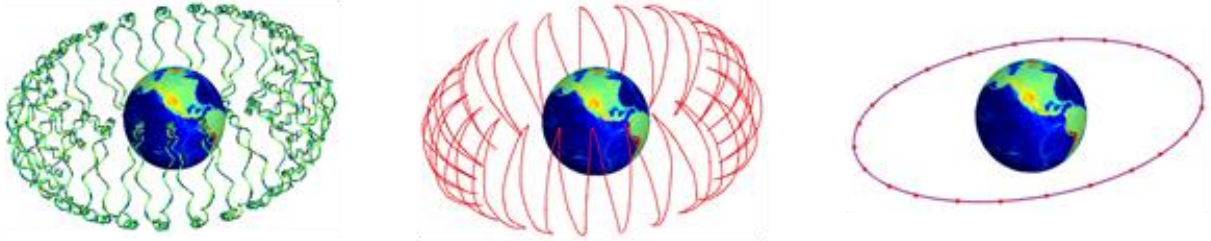


Figure 11 – Illustration du formalisme mis en place pour décrire la dynamique des particules piégées dans le champ magnétique terrestre : (à gauche) trajectoire réelle d'une particule chargée, (au milieu) trajectoire de son centre-guide, (à droite) trajectoire du centre guide projeté dans l'équateur magnétique.

Cependant, pour décrire numériquement l'évolution de cette population, il reste nécessaire de s'appuyer sur un formalisme respectant les lois de la physique. Comme précisé précédemment le formalisme très général de la mécanique Hamiltonienne est bien adapté ici. Les détails des calculs des variables actions-angles associées peuvent être trouvés dans (Bourdarie, 1996) et en particulier leurs expressions dans un champ magnétique dipolaire dans (Maget, 2007). L'hypothèse (b) nous permet de décrire l'évolution du système « ceintures de radiation » sous la forme de perturbations. Ainsi nos variables actions peuvent être considérées comme des invariants adiabatiques ($\frac{d\vec{\varphi}}{dt} = 0$ et $\frac{d\vec{J}}{dt} = 0$) et peuvent être approximés par une décomposition en série de Taylor dont les termes d'ordre 0 correspondent à nos variables physiques M, J et ϕ (Northrop, 1963; Roederer & Zhang, 2014). On retrouve ainsi en particulier la notion de centre guide, c'est-à-dire, assimiler la trajectoire d'une particule piégée réelle à celle de son centre de giration.

A ces variables actions, caractéristiques des mouvements périodiques de giration (M), de rebond (J) et de dérive (ϕ), on retrouve associées les variables angles ($\varphi_M, \varphi_J, \varphi_\phi$), représentant la position d'une particule donnée de caractéristiques de mouvement (M, J, ϕ) dans ses trois mouvements distincts. Ainsi nous retrouvons donc notre référentiel physique, permettant de classer nos particules physiquement. On réécrit alors l'équation de Boltzmann sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{\varphi}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{\varphi}} + \frac{d\vec{J}}{dt} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{J}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$$

Avec $\vec{\varphi} = (\varphi_M, \varphi_J, \varphi_\phi)$, $\vec{J} = (M, J, \phi)$ et f la fonction de distribution dans cet espace à 6D.

Bien que plus adéquate pour notre problème, cette équation de Boltzmann reste très difficile à résoudre, en particulier le terme de droite, « l'intégrale de collision ». En effet, pour le déterminer complètement, il faudrait connaître les populations tierces et les champs électromagnétiques à chaque instant et chaque point dans les ceintures de radiation (Fälthammar, 1965; Lejosne, 2019; Roederer & Zhang, 2014). Or, avec nos connaissances actuelles, cela n'est pas possible. Pour la résoudre, une méthode usuelle consiste à dériver notre équation sous la forme d'une équation de type Fokker-Planck (Davis & Chang, 1962;

Roederer & Zhang, 2014). Le terme de gauche reflète toujours la dynamique déterministe d'une cellule unitaire dans l'espace des phases. Par contre, le terme de droite est traité de manière stochastique pour obtenir une estimation de l'intégrale de collision. Risken & Frank (1996) expliquent, voir Figure 12 (adaptée de leur synthèse), qu'un système aussi complexe ne peut être résolu simplement. Des hypothèses et approximations doivent être faites afin de pouvoir estimer quantitativement l'intégrale de collision. Il a été démontré (Pawula, 1967; Risken & Frank, 1996) que l'équation de Boltzmann pouvait être approximée (au second ordre) par une équation de type Fokker-Planck, tant que l'on peut considérer que les variations restent petites et qu'elles s'effectuent à une échelle de temps caractéristique du système observé (Roederer, 1970).

La Figure 12 synthétise ce niveau de description. Ne pouvant rester au niveau de description microscopique (trajectoire et interactions de chacune des particules piégées), une description macroscopique est adoptée (équation de Boltzmann). Cependant, ne pouvant connaître parfaitement à chaque instant et à chaque point de l'espace l'environnement complet des particules piégées (champs électromagnétiques et populations tierces dans notre cas), un traitement déterministe complet ne peut être réalisé pour résoudre notre problème. Il est donc nécessaire de se « rabattre » sur un traitement stochastique, avec les approximations qui en découlent, en s'appuyant sur les informations à notre disposition pour guider physiquement cette résolution.

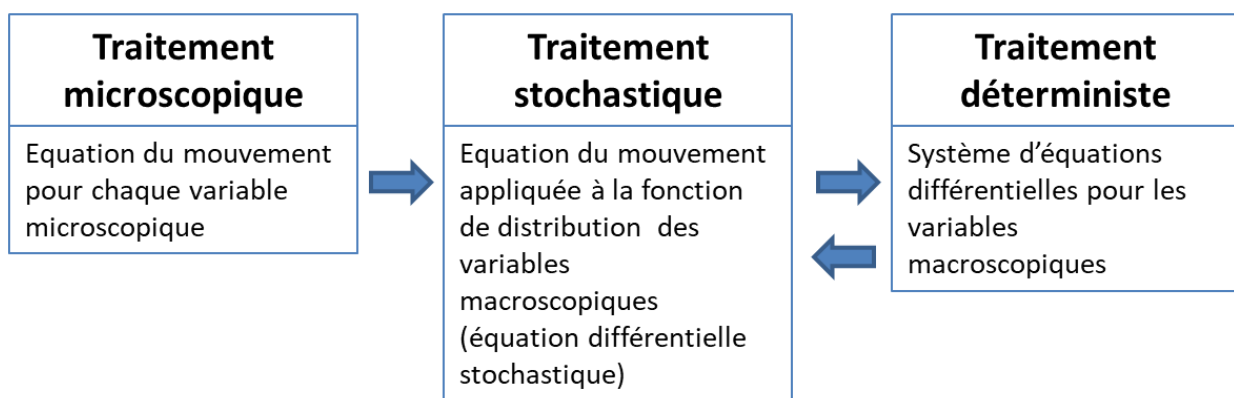


Figure 12 - Méthodes de résolution d'un système complexe en fonction de nos connaissances (adapté de (Risen & Frank, 1996)). Les flèches de gauche à droite montrent le cheminement d'une résolution rigoureuse du système complet. Lorsque l'on manque d'informations, dans ce cas, il est nécessaire de revenir « en arrière » (flèche de droite à gauche) en se basant sur des hypothèses et caractérisations stochastiques ou plus générales pour pouvoir résoudre le problème « approximativement ».

Dans notre cas, cela se traduit de la manière suivante. D'un côté, nous avons trois périodes/fréquences caractéristiques :

- **la giration** : de l'ordre de la micro à la milliseconde, soit une fréquence de l'ordre du kHz ;
- **le rebond** : de l'ordre de la seconde, soit une fréquence de l'ordre du Hz ;
- **la dérive** : de l'ordre de la dizaine de minutes à l'heure, soit une fréquence de l'ordre de 1-10 mHz.

De l'autre côté, nous avons fait l'hypothèse que nous pouvions décrire notre problème sous la forme de perturbations de grandeurs caractéristiques (rigidités de mouvement) liées à ces trois mouvements : les invariants adiabatiques.

La méthode consiste alors à estimer les interactions à l'échelle caractéristique de ces mouvements. On traduit les interactions multiples par des probabilités d'interactions et on en déduit des termes de diffusion d'ordre 1 et 2 (décomposition au second ordre du problème, voir par exemple (Roederer & Zhang, 2014) page 117 ou (Risken & Frank, 1996) page 5). En contrepartie, traiter le problème de cette manière implique de supposer une distribution homogène sur le mouvement considéré. Roederer & Zhang (2014) l'illustrent très bien (page 10) dans le cas du moment magnétique M.

L'invariant ϕ , du fait de sa fréquence la plus faible, est le plus apte à subir des interactions résonnantes. C'est la fameuse diffusion radiale. Les ondes électromagnétiques de type ULF et les variations spatio-temporelles du champ magnétique terrestre peuvent résonner avec la période de dérive des électrons et des protons des ceintures de radiation (Fälthammar, 1965; Hudson et al., 2004; Lejosne, 2019). Si l'on considère une coquille de dérive (M,J, ϕ) donnée, les particules piégées la constituant vont subir chacune de petites résonnances qui vont, à l'échelle de temps de la dérive, les disperser selon des trajectoires différentes. Ceci est très bien décrit dans la thèse de S. Lejosne (Lejosne, 2013) et sa récente revue du processus (Lejosne, 2019). L'effet macroscopique résiduel est une diffusion globale selon la grandeur ϕ . Il est démontré (et cela est valide pour chaque invariant) que le terme de diffusion d'ordre 1 (dans la décomposition de Fokker-Planck) est « proportionnel » au terme d'ordre 2 afin d'assurer un système entropiquement stable ((Roederer & Zhang, 2014), pages 119 et 120). Il disparaît donc de l'équation finale ci-après, « absorbé » par le terme d'ordre 2 (calcul adapté).

Les interactions résonnantes avec les ondes électromagnétiques de types VLF (de l'ordre du kHz) et les interactions coulombiennes avec l'atmosphère résiduelle et le plasma froid environnant (plasmasphère et feuillet neutre) vont induire à leur tour une diffusion, mais cette fois-ci à l'échelle de temps caractéristique des mouvements de rebond et de giration. Il n'est pas question ici de rentrer dans les détails, l'idée n'étant que d'illustrer la méthodologie pour aboutir à l'équation finale régissant la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation. Les détails des calculs sont par ailleurs décrits précisément dans la thèse de S. Bourdarie (Bourdarie, 1996). L'équation finale de Fokker-Planck décrivant la dynamique des ceintures de radiation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{J_i J_j} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) + S - P$$

Les variables J_i correspondent à nos invariants adiabatiques, le terme S au terme de source potentielle et le terme P au terme de pertes directes.

Cette équation réduite décrit une approximation des ceintures de radiation dans lesquelles les particules sont distribuées de manière homogène sur une coquille de dérive donnée, sur un rebond donné, et sur une giration donnée ($\frac{d\vec{\varphi}}{dt} = \vec{0}$). Il est possible d'affiner cette description en refaisant le travail inverse (cf Figure 12). Ainsi si l'on souhaite connaître la distribution réelle selon un mouvement donné, il faut être en mesure de décrire de manière déterministe les interactions subies à cette échelle de temps caractéristique. Cela implique de ne plus considérer ce mouvement comme un invariant et ce raffinement doit s'effectuer dans un ordre cohérent. La première variable à affiner serait donc le mouvement de dérive. On peut ainsi écrire notre équation sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi}{dt} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \frac{d\phi}{dt} \frac{\partial f}{\partial \phi} = \sum_{i,j=1}^2 \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{J_i J_j} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) + S - P$$

La nouvelle fonction de distribution f sera dépendante de la variable position φ , assimilable au temps local magnétique (MLT). Grâce à un tel raffinement, il devient possible de décrire les anisotropies selon cette dimension si l'on est en mesure de décrire correctement et de manière déterministe la dynamique associée, c'est-à-dire l'advection bidimensionnelle ($\frac{d\varphi}{dt} = 0$ et $\frac{d\phi}{dt} = 0$).

1.2.3. Formulation pratique : cas du code scientifique Salammbô

En pratique, nous exploitons le code Salammbô dans sa version tridimensionnelle et le temps. Initialement développé en utilisant les invariants magnétiques (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996), il a ensuite été adapté aux interactions physiques afin de limiter le nombre d'interpolations et de complexité numérique. Au cours de la thèse de D. Santos-Costas (Santos Costa, 2001) sur la modélisation des caractéristiques des ceintures de radiation électroniques de Jupiter, les calculs ont été développés pour adapter l'équation de diffusion au système physique (E, y, L^*) , avec E l'énergie cinétique relativiste des particules piégées, y le sinus de l'angle d'attaque équatorial de ces particules (angle entre le vecteur vitesse d'une particule et le champ magnétique au niveau de l'équateur magnétique), et L^* le paramètre de Roederer directement relié à l'invariant ϕ (Roederer & Zhang, 2014).

Cette transformation induit un Jacobien dans l'équation de diffusion qui doit être scindé en deux parties :

- Une partie relative aux dimensions (E, y) ;
- Une partie relative à la dimension L^* .

On écrit néanmoins l'équation d'une manière unifiée sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & \frac{1}{G_1} \frac{\partial}{\partial y} \Big|_{E, L^*} \left(G_1 D_{yy} \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{E, L^*} + G_1 D_{Ey} \frac{\partial f}{\partial E} \Big|_{y, L^*} \right) \\ & + \frac{1}{G_2} \frac{\partial}{\partial E} \Big|_{y, L^*} \left(G_2 D_{EE} \frac{\partial f}{\partial E} \Big|_{y, L^*} + G_2 D_{Ey} \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{E, L^*} - G_2 \frac{dE}{dt} \Big|_{fric} f \right) \\ & + \frac{1}{G_3} \frac{\partial}{\partial L^*} \Big|_{MJ} \left(G_3 D_{L^* L^*} \frac{\partial f}{\partial L^*} \Big|_{MJ} \right) + Sources - Pertes \end{aligned}$$

Les termes G_1 , G_2 et G_3 correspondent au Jacobien de passage entre le référentiel canonique (M, J, ϕ) et (E, y, L^*) . Leurs valeurs sont fonction du modèle de champ magnétique utilisé. Les formules dans le cas d'un champ magnétique dipolaire peuvent être trouvées dans (Schulz & Lanzerotti, 1974). Cette équation décrit la physique modélisée dans le cas des ceintures de radiation de la Terre. Dans le cas de Jupiter par exemple, des termes supplémentaires tels une friction en angle d'attaque associée aux interactions avec les anneaux de poussières sont à ajouter (Santos Costa, 2001; Sicard, 2004).

On notera essentiellement que des termes de diffusion croisée (D_{Ey}) sont présents dans cette équation, mais aucun avec la dimension L^* . En effet, les temps caractéristiques de dérive sont supposés complètement décorrelés des temps caractéristiques de rebond et de giration, ce qui permet de séparer ces deux parties de l'équation de diffusion. Les phénomènes de résonance à l'échelle de la dérive conservent ainsi M et J constants.

Les termes de diffusion, de friction, de sources et de pertes de l'équation ci-dessus sont estimés à partir de la modélisation physique des interactions subies par les particules piégées avec :

- La haute atmosphère terrestre ;
- Les ondes et champs électromagnétiques (des fréquences ULF jusqu'aux VLF) présents dans la magnétosphère ;
- La plasmasphère ;
- Les limites de la magnétosphère même et les limites de piégeage magnétique.

Toutes ces interactions et leurs modélisations sont décrites dans les thèses précédemment effectuées au sein du DESP puis DPHY (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996; Herrera, 2017; Vacaresse et al., 1999; Varotsou, 2005). La Figure 13 synthétise l'état actuel de la modélisation de ces interactions dans les codes Salammbô. Deux codes Salammbô ont été développés à l'ONERA depuis la thèse de T. Beutier pour les ceintures de radiation terrestres. Un code électron et un code proton. On sépare ces deux codes car les ceintures de radiation étant très peu denses, les particules piégées sont supposées ne pas interagir entre elles (ce qui est effectivement vérifié du fait qu'elles constituent la queue de distribution du plasma magnétosphérique).

Tout d'abord, le piégeage magnétique et l'évolution des protons et des électrons dans les ceintures de radiation reposent sur des processus communs, en partie. Ce socle commun est principalement constitué de ce que l'on appelle la diffusion radiale, moteur principal permettant de remplir et diffuser les particules à l'intérieur de cette région (voir travaux menés dessus, paragraphe 2.2). Ce moteur est « piloté » par l'activité solaire et les perturbations électromagnétiques engendrées au niveau de la magnétosphère. En particulier, l'indice Kp est principalement utilisé, ainsi que les paramètres du vent solaire pour modéliser la dynamique associée aux relations Soleil-Terre. Les interactions de type Coulombiennes avec l'atmosphère terrestre sont aussi communes aux électrons et protons ainsi que les pertes rapides par traversée de la magnétosphère en période de forte perturbation (voir travaux menés dessus, paragraphe 2.3).

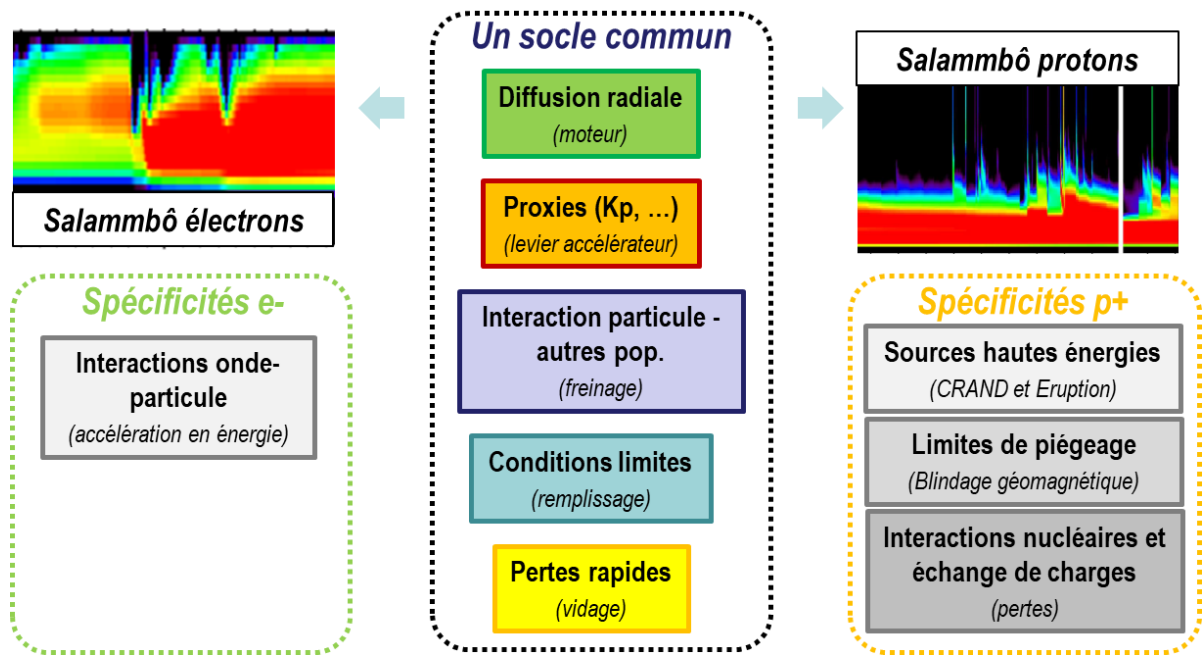


Figure 13 – Schéma synthétique des interactions modélisées dans les codes Salambô électron et proton en 2020.

Les électrons subissent également des interactions spécifiques, en particulier des résonances avec les ondes électromagnétiques évoluant dans la région des ceintures de radiation. Ce sont les ondes de type VLF (nommées Whistler et Hiss dans la plasmasphère, Hiss et Chorus en dehors de la plasmasphère et EMIC au niveau de la plume plasmasphérique). Du fait de leur fréquence, des résonances sont possibles entre leur champ électrique et les électrons effectuant leurs girations. Une diffusion en énergie ainsi qu'une diffusion en angle d'attaque en découle (Sicard-Piet et al., 2014a; Thorne, 2010). Ces deux diffusions étant liées, un terme de diffusion croisée est également à prendre en compte, terme posant de nombreux problèmes (Albert, 2009; Camporeale et al., 2013b, 2013a).

Les protons, quant à eux, sont trop lourds pour pouvoir résonner avec de telles ondes. Néanmoins, ils sont capables d'interagir plus « violemment » avec les particules de la haute atmosphère ainsi que l'exosphère, à travers l'échange de charge et des interactions nucléaires (Beutier et al., 1995). Une autre particularité des protons piégés de haute énergie est leur dynamique chaotique, balance complexe entre pertes rapides et un processus de source interne, le processus CRAND (Cosmic Albedo Neutron Decay). Cette dynamique est discutée dans le paragraphe 2.4 et a constitué un de mes travaux de recherche important ces dernières années.

Le but de cette partie introductive a donc été de présenter les tenants et aboutissants d'une telle modélisation ainsi que toutes les briques « élémentaires » de recherche qu'elle concatène. Nous disposons ainsi, à l'ONERA, d'un jeu complet de modélisation de la dynamique des ceintures de radiation, ici terrestre, mais également pour les planètes Jupiter et Saturne (dont je ne discuterai pas dans ce manuscrit). En particulier, la grande force que nous avons dans notre unité réside à avoir toujours développé en parallèle la modélisation protons et la modélisation électrons. En effet, comme discuté précédemment, certaines interactions sont communes tandis que d'autres sont spécifiques à une population donnée. Ainsi, disposer de ces deux modélisations nous permet de valider et confirmer nos développements en se basant sur des comportements différents ou identiques entre dynamiques électron et proton (voir en particulier le 2.3 illustrant cela). En effet, internationalement, plusieurs

laboratoires disposent de modélisation du même type, mais encore à l'heure actuelle, aucun d'entre eux ne disposent des deux modélisations (électrons et protons) complètes.

Ainsi, la thématique de recherche sur la modélisation des ceintures de radiation à laquelle je me suis attelé depuis l'obtention de mon doctorat consiste dans les activités suivantes, discutées dans les chapitres suivants :

- *Modélisation de la Physique en jeu dans les ceintures de radiation (chapitre 2)*
- *Optimisation du schéma numérique de modélisation (chapitre 3)*
- *Amélioration de la modélisation physique par la prise en compte des informations contenues dans les mesures (chapitre 3)*
- *Aller au-delà de la modélisation stricte des ceintures de radiation pour des besoins opérationnels en lien avec la mission première de l'ONERA (discuté dans la conclusion de ce manuscrit)*

2. Modélisation de la physique des ceintures de radiation terrestres

2.1. Introduction

La dynamique des ceintures de radiation terrestre a, au début de l'ère spatiale et de leur découverte, été supposée très simple à modéliser. Peu d'efforts ont alors été portés dessus par la communauté scientifique. Comme présenté dans le premier chapitre, cette modélisation repose effectivement sur une base théorique assez simple. Cependant toute la difficulté repose sur l'estimation correcte des interactions entre les particules piégées et leur environnement (partie modélisation physique) et sur la maîtrise de la résolution numérique de cette équation (partie modélisation numérique). A l'ONERA, cette modélisation a démarré dans les années 1990 sous l'impulsion de D. Boscher. Les premières thèses dédiées à cette thématique ont débouché sur la mise en place des codes Salammbô électrons et protons (Beutier, 1993; Bourdarie, 1996). Dès lors de nombreux efforts ont été réalisés à l'ONERA (thèses, travaux de recherches, contrats) pour améliorer continuellement cette modélisation Salammbô car elle permet de disposer d'un laboratoire virtuel inestimable.

Mes travaux consistent donc à poursuivre cet effort d'amélioration et de développements de ces codes scientifiques afin de mieux caractériser la dynamique des ceintures de radiation terrestres, et ainsi mieux comprendre la physique sous-jacente. En particulier, la figure ci-dessous illustre la complexe balance des processus, ici dans le cas des ceintures de radiation électrons, qui régit la vie des particules piégées. Bien que la plupart des interactions ayant lieu dans les ceintures de radiation est aujourd'hui connue, leur estimation précise reste toujours un obstacle. Les ordres de grandeurs de ces interactions balayent en effet une grande plage de valeurs et les incertitudes restent fortes. Ces interactions sont de plus dynamiques, complexifiant encore davantage la résolution globale du problème.

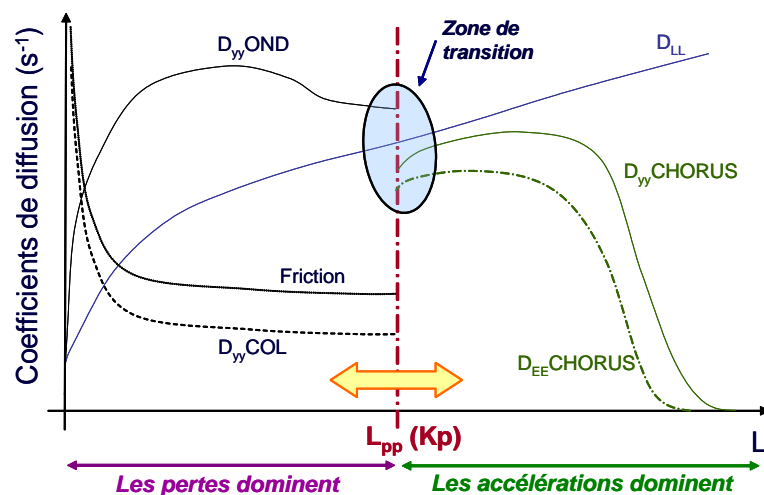


Figure 14 - Synthèse des processus dominants au cœur des ceintures de radiations électroniques

Je présente ainsi dans ce chapitre trois développements que j'ai pu mener et/ou auxquels j'ai pu participer en lien avec l'amélioration de la précision de modélisation des interactions physiques subies par les particules piégées des ceintures de radiation terrestres.

2.2. La diffusion radiale

La diffusion radiale peut être assimilée au moteur de la dynamique des ceintures de radiation. C'est un processus physique commun aux ceintures électrons et protons. Elle représente la violation du troisième

invariant adiabatique par *l'interaction* résonnante entre les pulsations électromagnétiques de très basses fréquences (ULF) induites par une compression de la magnétosphère avec la dérive des particules piégées. Le terme « interaction » est mentionné en italique dans la phrase précédente car la diffusion radiale est un processus spécial, qui ne s'estime que de manière indirecte par l'effet moyen des interactions entre les ondes ULF avec toutes les particules piégées composant une coquille de dérive donnée. En effet, chaque particule, représentée par son centre guide, suit sa coquille de dérive (Figure 15 extraite de (Lejosne & Kollmann, 2020), schéma noté 1). Cependant, à un instant donné, chaque particule peuplant une coquille de dérive ne voit pas la même évolution du champ électromagnétique sur sa trajectoire. Leurs dérives sont donc localement différentes. Ainsi petit à petit une distribution initialement localisée en L^* peut diffuser dans le temps comme illustré sur la Figure 15. Une brusque compression de la magnétosphère induit une asymétrie forte du champ magnétique (jour-nuit) et les particules à différents temps locaux voient alors des évolutions du champ magnétique et de son champ électrique induit différentes. Il y a diffusion entre les coquilles de dérive lorsque la compression est plus rapide que le temps de dérive. Enfin, la phase de relaxation ne permet pas de ramener les particules sur leurs coquilles initiales (le chemin retour de la perturbation est différent du chemin aller). La diffusion est alors stabilisée et les particules séparées. La revue récemment publiée de S. Lejosne et P. Kollman détaille parfaitement et reprend tout cela en détails (Lejosne & Kollmann, 2020).

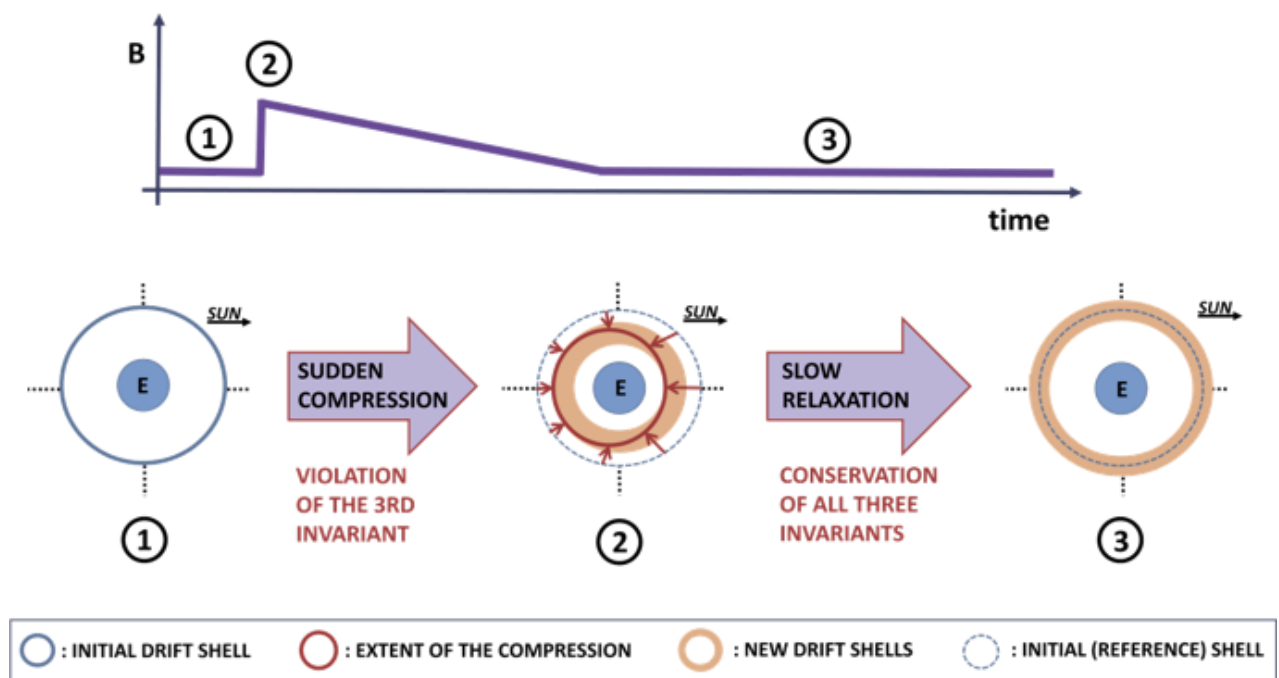


Figure 15 - Représentation schématique du mécanisme à l'origine de la diffusion radiale dans les ceintures de radiation, d'après (Lejosne & Kollmann, 2020)

Pour estimer quantitativement et précisément cette diffusion, il serait nécessaire de connaître les caractéristiques du champ magnétique en chaque point de la magnétosphère interne, et cela à chaque instant. Du fait de cette impossibilité, dans la littérature, l'expression des coefficients de diffusion passe par des lois empiriques (Brautigam & Albert, 2000; Schulz, 1991) ou par des formulations analytiques déduites de l'étude de modèles de champs électromagnétiques particuliers (Fälthammar, 1965; Fei et al., 2006). Or, les estimations des coefficients de diffusion radiale obtenus sont dispersées sur plusieurs décades (Figure 16). De ce constat, S. Lejosne, au cours de sa thèse (2010-2013), a repris depuis sa base la modélisation de la diffusion radiale, tout d'abord d'un point de vue théorique puis d'un point de vue

pratique pour estimer sa valeur en différents points des ceintures de radiation. J'ai pu participer à l'encadrement de cette thèse sous la direction de Daniel Boscher.

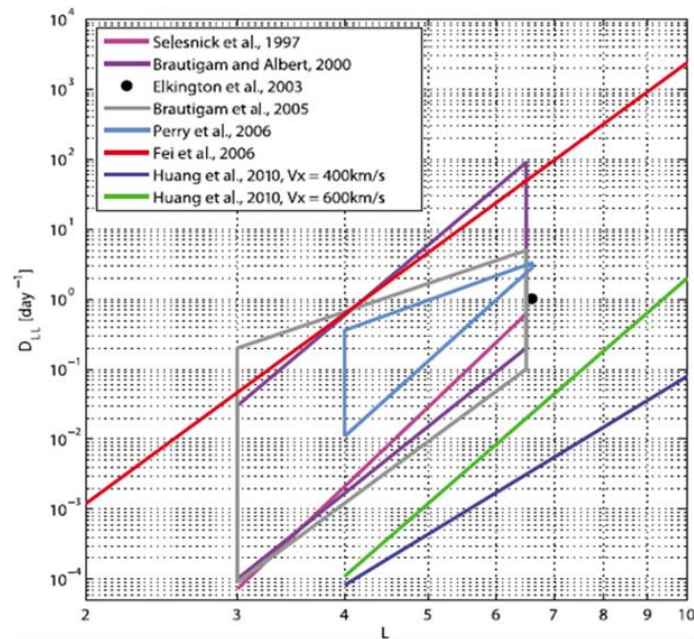


Figure 16 - Quelques coefficients de diffusion de radiale de la littérature, d'après [Huang et al., 2010]

Plusieurs résultats importants ont été obtenus grâce à ce travail. En premier lieu, S. Lejosne a mis en évidence le rôle primordial des champs électriques induits et de l'asymétrie des variations du champ électromagnétique dans le pilotage de la dynamique des ceintures de radiation. Les formulations actuelles de la diffusion radiale, en particulier celle présentée par Fei et al. (2006), peuvent conduire à une mésestimation de ce processus. En effet, deux problèmes ont été mis en évidence au cours de cette thèse : (1) l'indépendance du transport radial résultant des champs électriques induits et du champ magnétique environnant, et (2) l'utilisation des mesures de champs électriques dans les formules fournissant l'estimation des coefficients de diffusion radiale (terme électrique et terme magnétique). S. Lejosne a récemment finalisé cette critique (Lejosne, 2019), redémontrant que l'effet du champ électrique induit et des variations du champ magnétique sont intrinsèquement liés (Lejosne et al., 2012) dans le transport radial, et que supposer l'inverse implique une erreur d'un facteur 2 dans son estimation. Par ailleurs, Lejosne et al. (2013) a également mis en avant la difficulté de fournir une estimation correcte des champs électriques et magnétiques pour nourrir les modélisations analytiques des coefficients de diffusion radiale. Souvent la contribution du champ électrique induit (difficilement dissociable du champ électrique électrostatique dans les mesures in-situ) est ajouté à la fois au coefficient de diffusion radiale électrique et magnétique, produisant une erreur systématique. Enfin, la thèse de S. Lejosne a permis de démontrer théoriquement que lorsque les champs électrostatiques sont négligeables, la diffusion radiale reste indépendante de la charge et de l'énergie des particules considérées. Dans ce cas, le principal pilote est le champ électrique induit par les variations du champ magnétique générant un terme de vitesse des champs croisés indépendant de la charge et de l'énergie des particules auxquelles il s'applique.

Du point de vue numérique, deux résultats importants ont été obtenus. Le premier a été de développer un code numérique permettant d'estimer la diffusion radiale magnétique (asymétries des variations du champ magnétique et champ électrique induit) à partir des modèles de champs magnétiques dépendant de l'activité solaire. En particulier le stage M2 d'Elodie Garault a permis de tester le code développé par

Solène Lejosne avec le modèle Tsyganenko 89c (Tsyganenko, 1989). La Figure 17 montre qu'il est possible de retrouver les bons ordres de grandeurs et la bonne dépendance en L^* de la diffusion radiale, validant ainsi le développement théorique conduit au cours de cette thèse, i.e. la prédominance de la partie magnétique de la diffusion radiale. Sur cette figure, chaque courbe représente un niveau de diffusion radiale estimé en fonction des perturbations magnétiques représentées par le modèle Tsyganenko 89c. Enfin, pour affiner ces résultats, D. Boscher et S. Lejosne se sont servis de mesures satellites du champ magnétique afin d'avoir accès à une information sur sa dynamique. Les mesures en orbite géostationnaire des satellites LANL-GEO ont été utilisées en ce sens, cette orbite étant en permanence au voisinage d'un même contour de dérive (L^* de l'ordre de 6). Cette étude a permis d'estimer le coefficient de diffusion radiale en fonction de l'activité magnétique au niveau de cette orbite. La Figure 18 présente ces résultats et les compare avec ceux de Brautigam & Albert (2000). On y observe en particulier un ordre de grandeur proche ainsi qu'une légère dépendance en énergie en deçà de 10keV. Au-delà de quelques MeV la méthode atteint ses limites car, à la fois, les particules à ces énergies ne sont plus totalement piégées, et le temps de dérive estimé (si piégées) devient plus rapide que les variations du champ magnétique.

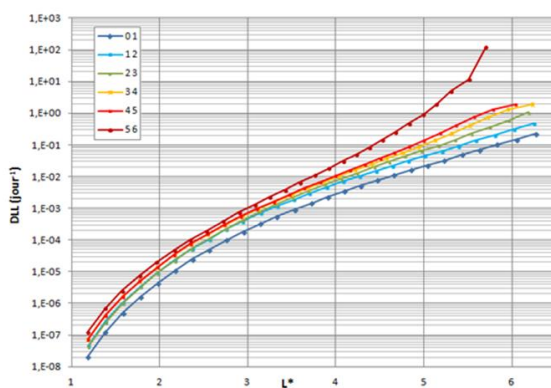


Figure 17 - Coefficients de diffusion radiale calculés dans le cas d'un champ dipolaire + T89c induits par un changement de niveau d'activité magnétique

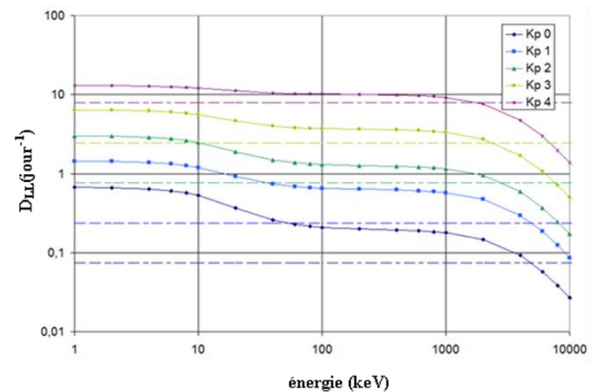


Figure 18 - Coefficients de diffusion radiale en fonction de l'énergie des particules considérées pour Kp entre 0 et 4 à l'orbite GEO : comparaison entre les résultats de nos travaux (1min de résolution, trait plein) et les résultats de Brautigam et Albert [2000] (pointillés)

En conclusion, Lejosne et al. (2012) a ainsi montré que non seulement les résonances entre oscillations du champ magnétique et période de dérive induisent une diffusion radiale comme cela a été théorisé par Fälthammar (1965), mais également les oscillations plus rapides.

Suite à cette thèse, D. Boscher a poursuivi ces travaux, selon deux axes majeurs que je ne décrirai pas ici en détails. Le premier a été « d'ajouter » un point de caractérisation de la diffusion radiale en L^* , grâce aux mesures sol des variations du champ magnétique (symH). Cela a ainsi permis de déterminer une loi en L^* pour la diffusion radiale, actuellement utilisée dans le code Salammbô électrons et protons. Son adéquation avec la dynamique des ceintures de radiation en période d'orages magnétiques a alors été validée aussi bien pour une simulation électrons que protons. Le second axe a été d'utiliser ces mesures et les distributions statistiques associées pour estimer l'incertitude sur ce processus, comme illustré sur la Figure 19. Ce travail répond à la nécessité d'estimer l'incertitude de modélisation pour piloter le processus d'assimilation de données que j'aborde dans le paragraphe 3.3.

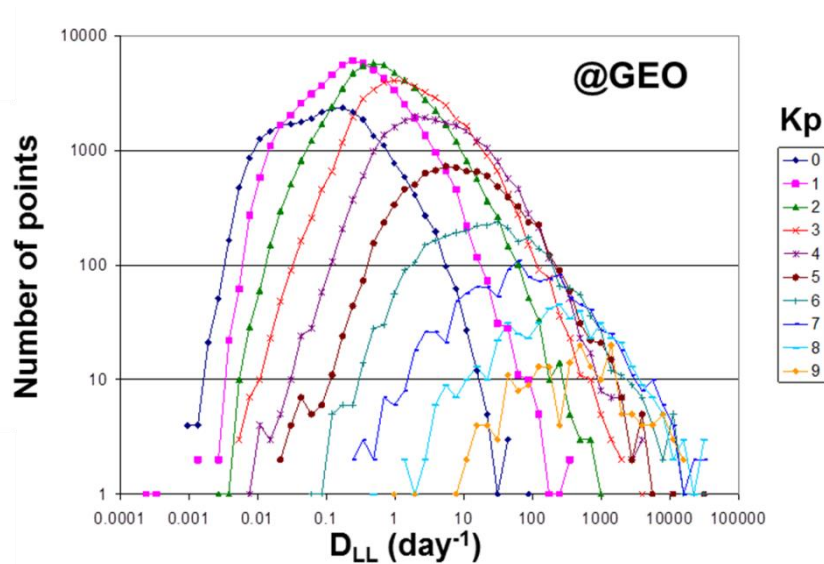


Figure 19 - Estimation de la variabilité de la diffusion radiale en fonction de Kp et au niveau de l'orbite géostationnaire à l'aide des mesures LANL-GEO

D'un point de vue des perspectives, plusieurs pistes sont importantes d'explorer maintenant pour poursuivre les efforts menés :

- Utilisation conjointe de mesures multipoints satellites (mesures du champ magnétique) et au sol pour continuer la méthodologie développée au cours des travaux passés, et **ainsi affiner l'estimation de la diffusion radiale et de ses incertitudes** ;
- Paramétrage par d'autres paramètres de pilotage que simplement Kp en fonction de L^* , afin de **mieux rendre compte de la variabilité du champ magnétique (et de ses effets) en fonction de la distance radiale** ;
- Analyse de données de type pulsation ULF (PC4, PC5 en particulier) pour **mieux paramétrer également l'estimation de la diffusion radiale et comparer l'influence des oscillations de courtes durées par rapport aux résonances avec la dérive des particules**.

Le dernier point est en effet de première importance, car c'est un domaine que nous n'avons pour le moment que peu exploré. Dans son article de revue de 2004, M.K. Hudson détaille les caractéristiques des ondes ULF pouvant interagir avec les particules piégées des ceintures de radiation (Hudson et al., 2004). Elle détaille en particulier les pulsations de type PC5 et référence les travaux menés pour caractériser leur interaction avec les ceintures de radiation, que ce soit de type pompage magnétique (Borovsky, 1986; Liu et al., 1999) ou résonance avec la période de dérive (Elkington et al., 1999). Enfin de nombreux travaux récents explorent ces pistes, que ce soit du point de vue des pulsations ULF (Lam, 2017; Ozeke et al., 2014), ou d'un point de vue plus global (Lejosne, 2020; Ma et al., 2015; O'Brien et al., 2016).

2.3. Les pertes rapides par traversée de la magnétopause

En parallèle de la thèse de S. Lejosne, j'ai pu prendre en charge la modélisation d'un nouveau processus dans la modélisation des ceintures de radiation (électrons et protons) initialement dans le cadre du contrat européen FP7-SPACECAST (2010-2013), les « **drop-outs** ». Ils se caractérisent par une perte intense et rapide de particules piégées sur une large gamme d'énergies, d'angles d'attaques et de distances radiales. Ces évènements, très rapides, surviennent essentiellement lors d'orages géomagnétiques, et sont le résultat de l'équilibre entre plusieurs mécanismes de pertes et de transport

des particules dans les ceintures de radiation terrestres (Turner et al., 2012). Ces processus de pertes rapides à l'origine des « drop-outs » sont en particulier induits par les interactions onde-particule précipitant les particules dans l'atmosphère selon un temps caractéristique de l'ordre du rebond. Ce mécanisme a longtemps été supposé être le principal responsable de telles pertes. Cependant, comme le montre la Figure 20, extraite de nos travaux (Herrera et al., 2016), d'intenses « drop-outs » sont observables simultanément pour les électrons et les protons, repoussant ainsi l'argument des interactions onde-particule (uniquement responsables de pertes dans le cas électrons) comme mécanisme principal. Nous nous sommes ainsi concentrés sur un mécanisme peu étudié jusqu'alors pouvant impacter aussi bien les électrons que les protons dans la région externe des ceintures de radiation, les pertes rapides par traversée de la magnétopause, « *magnetopause shadowing* ». Onsager et al. (2002) a en particulier montré au niveau de l'orbite géostationnaire que, non seulement des pertes adiabatiques pouvaient être observées (asymétrie jour-nuit de l'orbite), mais également des pertes irréversibles lors de périodes de compression de la magnétopause. La Figure 20 montre en particulier cette corrélation entre compression de la magnétopause (courbes bleues et rouges) et les pertes de flux dans les ceintures de radiation. Ce développement a conduit à une publication, dans laquelle plus de détails sont donnés (Herrera et al., 2016). J'ai pu conduire ce développement à travers le contrat européen FP7-SPACECAST, puis à travers un stage M2 de Damien Herrera, et enfin apporter une dernière validation au cours de sa thèse qui a suivi son stage. Je résume très rapidement dans les paragraphes suivants la logique de ce développement.

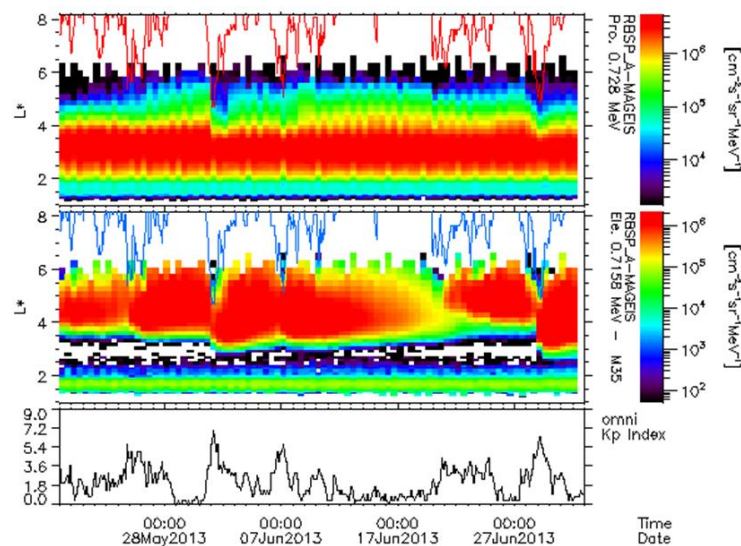


Figure 20 – Illustration des « drop-outs » induits par pertes par traversée de la magnétopause en période de compression de cette dernière, extraite de (Herrera et al., 2016). Le panneau du bas donne l'évolution de Kp, celui du milieu des mesures Van Allen Probes électrons de 716keV, celui du haut, des protons de 728keV. Les courbes bleues et rouges présentent la dynamique de la position de la magnétopause comme estimée par notre modélisation.

Dans le cadre du contrat FP7-SPACECAST, j'ai pu mettre en place ce modèle de la manière suivante :

1. Choix du meilleur modèle de mapping de la magnétopause, selon un compromis entre simplicité et représentativité (Shue et al., 1998) ;
2. Estimation de la position du nez de la magnétopause en terme de L^* ;
3. Ajout d'un terme de perte idoine dans l'équation de diffusion du code Salammbô au-delà de cette limite pour simuler ces pertes.

Ces étapes semblent simples, mais il a été nécessaire d'avancer pas à pas car de nombreuses hypothèses et simplifications ont été adoptées. Ces étapes sont décrites en détails dans (Herrera et al., 2016). Je me suis en particulier concentré dans un premier temps à valider cette modélisation en caractérisant les coquilles de dérive en fonction de l'angle d'attaque équatorial des particules afin de vérifier que les pertes par traversée de la magnétopause s'effectuaient plus intensément au niveau de l'équateur qu'à plus hautes latitudes. Ensuite, j'ai pu comparer cette modélisation avec une estimation de la dernière coquille de dérive viable, calculée à partir de modèles empiriques de champs magnétiques, tels TSY89c. Cette idée a en particulier été reprise par le British Antarctic Survey, partenaire du projet SPACECAST, dans le développement de leur code de simulation de la dynamique des ceintures de radiation électrons (Glauert et al., 2014).

Ainsi, j'ai pu mettre en place deux modélisations complémentaires : estimation de la position de la magnétopause en s'appuyant sur un modèle dédié, et estimation de la dernière coquille de dérive viable. Ces deux approches ont leurs avantages et défauts respectifs : les modèles empiriques de magnétopause sont souvent limités en plage de validité comme le sont ceux de Shue et al. (1998) et Petrinec & Russell (1996), et les modèles de champs magnétosphériques type Tsyganenko sont quant à eux souvent peu précis au niveau de la magnétopause. Pour valider plus finement cela, j'ai encadré le stage M2 de Damien Herrera, dont le but a été de caractériser la réponse des ceintures de radiation à une compression de la magnétopause. Pour ce faire, nous avons mis en place une analyse statistique de type SEA (Superposed Epoch Analysis) à partir des mesures NOAA-POES, comme illustré sur la Figure 21. Nous avons ainsi pu démontrer que l'approche « modèle de magnétopause » converti en position en L^* fournissait une très bonne modélisation du phénomène. En particulier, une simulation Salammbô a été conduite en s'appuyant sur les évolutions moyennes des paramètres géomagnétiques et de la position du nez de la magnétopause. Nous avons ainsi pu valider notre méthodologie et l'effet principal du nouveau processus de pertes dans les ceintures externes aussi bien pour les électrons et les protons piégés, comme le montre la Figure 22.

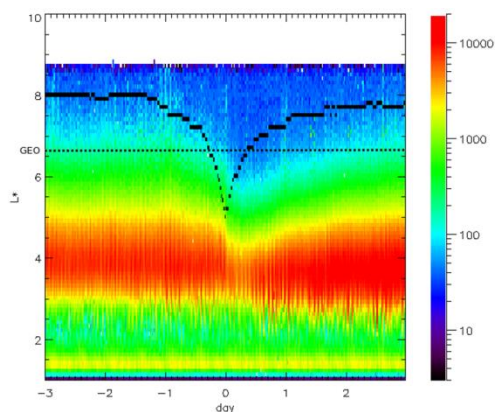


Figure 21 – SEA réalisée en synchronisant la statistique sur le pic en L^* du nez de la magnétopause quand $L^*_{mp} < 5.5$. Son évolution moyenne est tracée en noire. Le tracé 2D représente l'évolution des flux de plus de 300keV électrons mesurés par les satellites NOAA-POES (extrait de (Herrera et al., 2016)).

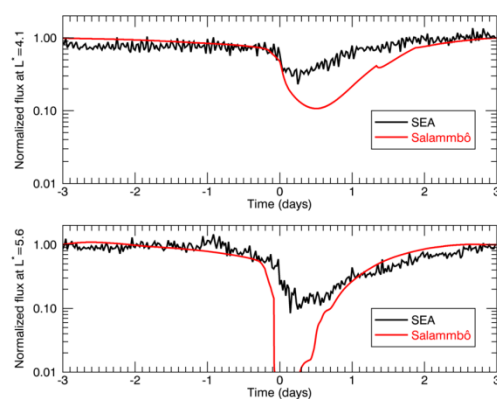


Figure 22 – Comparaison normalisée entre moyennes de flux issues de la figure de gauche et une simulation Salammbô utilisant les proxys associés à la SEA (évolution des K_p moyens et de la position du nez de la magnétopause) pour deux valeurs de L^* (extrait de (Herrera et al., 2016)).

Enfin, la Figure 23 présente l'apport de la modélisation des dropouts de type magnétopause shadowing dans le code Salammbô pour un orage géomagnétique réel, nommé dans la littérature « Saint Patrick

storm » pour le cas électrons. Son analyse détaillée peut être trouvée dans (Herrera et al., 2016). L'influence est forte et la qualité des résultats de simulation sont grandement améliorés. Cette modélisation a fait l'objet également d'une validation dans le cas protons et a été adapté pour pouvoir être également utilisée dans le cadre de l'assimilation de données dans les ceintures de radiation (V. Maget et al., 2015). Au cours de la thèse de Damien Herrera qui suivit ce stage (2014-2017), nous avons pu également affiner cette modélisation dans le cadre de la « rénovation » du code Salammbô 4D, prenant en compte la dimension temps local magnétique (voir chapitre 3). La Figure 24 illustre quant à elle l'apport de cette modélisation dans le code Salammbô 3D protons. La dynamique de la région externe s'en trouve grandement améliorée.

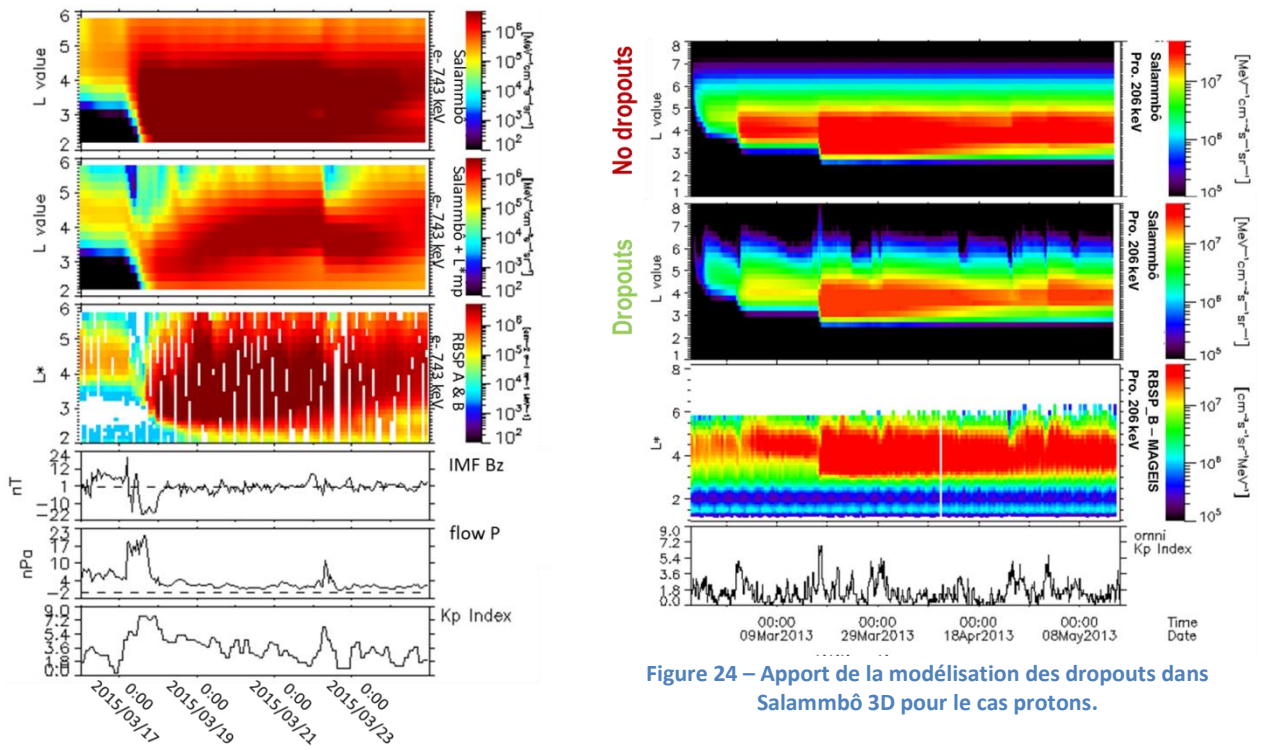


Figure 23 – Simulation de l'orage « Saint Patrick Storm » par Salammbô 3D sans magnetopause shadowing (haut), avec (en dessous), comparées aux mesures Van Allen Probes à 743keV dans le cas électrons.

Figure 24 – Apport de la modélisation des dropouts dans Salammbô 3D pour le cas protons.

Ces développements ont permis de démontrer que la plupart des processus étaient maintenant bien modélisés au niveau de la région externe des ceintures de radiation terrestres. Cependant, plusieurs pistes de recherches en découlent :

- Avec Salammbô-4D, la gamme d'énergies simulées est étendue vers les basses énergies. **Les effets des champs électriques, en particulier de type électrostatiques, deviennent prépondérants**, en particulier pour les pertes le long de la coquille de dérive déformée par leur effet. Il est donc nécessaire de les modéliser correctement ;
- Sur la Figure 23, et grâce aux mesures récentes des sondes Van Allen Probes, on constate que les pertes modélisées dans la région dite du « Slot » (L^* entre 2 et 4) sont insuffisantes dans le code Salammbô 3D-électrons comparées aux mesures. Maintenant que les pertes dans la région externe sont correctement modélisées, la population transportée par diffusion radiale dans cette

zone en période d'orage magnétique (phase principale, lorsque la diffusion radiale domine) est de confiance. Cela nous permet d'axer maintenant nos efforts sur **l'amélioration de la modélisation des pertes dans cette région par interactions onde-particule** ;

- Enfin, une autre origine des dropouts, dans le cas électrons également, est **l'interaction avec les ondes de type EMIC et les ondes VLF hors équateur**. Ce sont également deux axes de recherche qu'il faut maintenant couvrir correctement. En effet, par la modélisation du magnétopause shadowing, nous pouvons expliquer au premier ordre les pertes rapides dans la ceinture externe. Néanmoins, il reste des périodes durant lesquelles nous observons également des pertes rapides, mais sans compression de la magnétopause.

2.4. Sources et pertes des ceintures de protons de hautes énergies

La dynamique des ceintures de radiation protons de hautes énergies (au-delà de 10MeV environ) est régie par un équilibre entre sources et pertes qui leur est propre. Comme illustré sur la Figure 13, un premier mécanisme s'appelle le blindage géomagnétique. A l'instar du *magnetopause shadowing* « cassant » les coquilles de dérives les plus externes en période d'orages géomagnétiques, le blindage géomagnétique décrit la limite de piégeage magnétique des ceintures de radiation. Pour la Terre, il est principalement observable pour les protons. En effet, cette limite de piégeage correspond à la violation de l'hypothèse de centre guide : la giration doit avoir un rayon suffisamment petit pour effectuer un mouvement global quasi-périodique (Cooke, 1983; Smart & Shea, 2005). Si ce n'est pas le cas, le mouvement devient chaotique et le piégeage n'est pas assuré. De par leur masse presque mille fois plus importante que celle des électrons, ce mécanisme de piégeage/dépiégeage est très important pour décrire la dynamique des protons. La Figure 25 illustre ce piégeage et surtout sa limite en fonction de l'énergie dans ce cas. Les tracés présentés ici sont tirés de simulation du code MASHcode que je vais présenter ci-après.

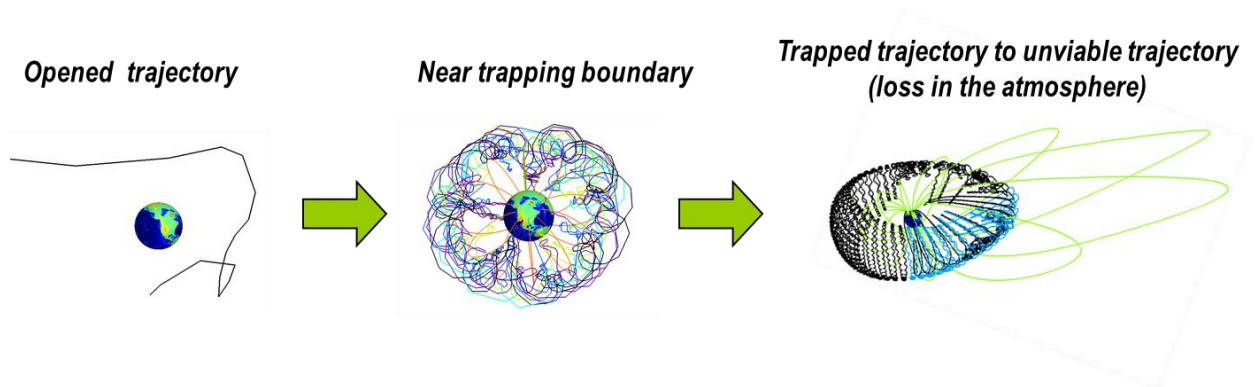


Figure 25 – Illustration de la limite de piégeage magnétique pour les protons au voisinage de la Terre (figures issues de calcul du code MASHcode).

Cette limite est naturellement dépendante de l'activité solaire. Ainsi, comme le montre la Figure 26 à gauche, on voit qu'en Août et Septembre 2001 par exemple, deux éruptions solaires apportent des bouffées de protons de haute énergie en périphérie de la Terre. Durant les mêmes périodes, deux CMEs impactent également la magnétosphère. L'indice Kp atteint ainsi environ 7 dans les deux cas. Cet exemple montre qu'en période de compression, le champ géomagnétique est fortement perturbé et l'accès des protons solaires à la périphérie de la Terre est facilité. On remarque également qu'en fonction de la synchronisation entre une compression soudaine de la magnétosphère (généralement induite par une CME) et l'arrivée des particules d'une éruption solaire en périphérie de la Terre, un piégeage ou une perte est possible, du fait de la dynamique induite par cette limite de piégeage haute énergie. Ainsi, sur la

Figure 26 droite, on note qu'autour du 28 octobre 2003, des protons d'énergie supérieure ou égale à 16 MeV se retrouvent piégés (K_p atteint 9 sur une longue période), constituant une nouvelle ceinture protons. A l'inverse, le 18 novembre, un « coup de hache » est observé, vidant les ceintures protons jusqu'à un L^* très petit, alors qu'une faible éruption solaire atteint la périphérie de la Terre quelques heures plus tard. Durant cette période, K_p atteint ponctuellement la valeur de 9. Cette figure illustre toute la complexité de ce mécanisme de piégeage – dépiégeage.

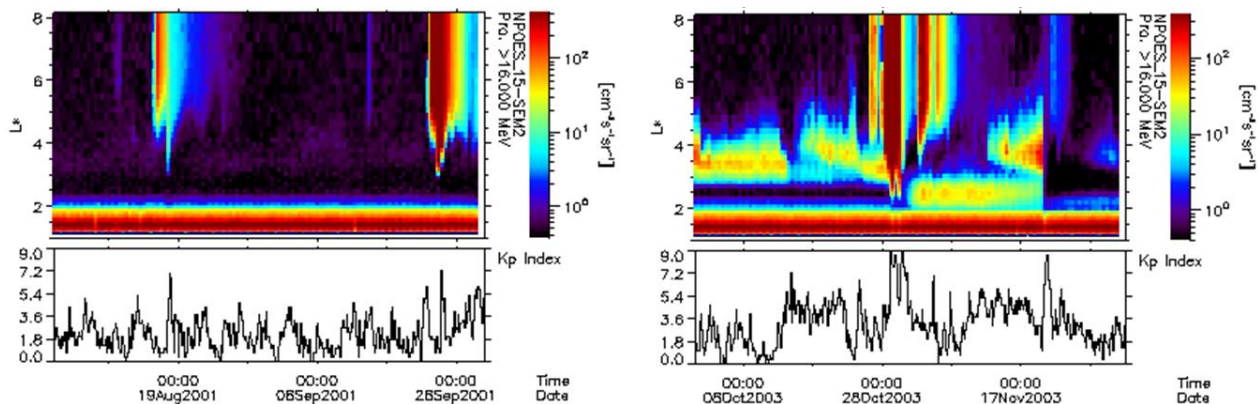


Figure 26 – Mesures NOAA-POES 15 des protons d'énergie supérieure à 16 MeV pour deux périodes temporelles (septembre 2001 et novembre 2003). Au cours de ces deux périodes, une éruption solaire a lieu.

Avant mon arrivée, Daniel Boscher avait mis en place un modèle de blindage géomagnétique basé sur des mesures satellites et implémenté dans Salammbô. Sous son impulsion, en 2008, nous avons alors voulu mettre en place un code permettant d'estimer cette limite de piégeage en fonction des modèles de champs magnétiques complexes. En effet, plusieurs codes permettent cela, mais ils sont essentiellement dédiés à la modélisation de l'accès des rayons cosmiques à la haute atmosphère terrestre, tels ceux de D. Smart et M. Shea (Smart, 1999; Smart et al., 2006; Smart & Shea, 2003) et de L. Desorgher (Desorgher et al., 2005). Par conséquent, les travaux reposent sur des hypothèses et simplifications fortes. J'ai donc conduit entre 2008 et 2012 des travaux de recherche dans ce domaine pour mettre en place un code de suivi de trajectoire (MASHcode) qui permet d'estimer cette limite de piégeage des protons et ions des ceintures de radiation.

Ces travaux ont été réalisés sous contrat CNES et en collaboration avec Tom Cayton du Los Alamos National Laboratory. Cela a débouché sur une publication (Maget et al., 2013), une implémentation simplifiée dans Salammbô et son intégration dans le logiciel de spécification de l'environnement radiatif OMERE (<https://www.trad.fr/spatial/logiciel-omere/>). La logique a été de définir correctement les hypothèses à conserver ou lever par rapport aux travaux antérieurs afin de pouvoir décrire finement cette limite de piégeage à toutes altitudes. Ensuite, il a fallu déterminer une méthode de calcul optimale pour suivre précisément le mouvement de giration sur de grandes échelles temporelles et spatiales. Enfin il a été nécessaire de valider ces développements du point de vue scientifique et également du point de vue spécifications ingénieur.

Pour ne citer que deux exemples de l'aboutissement de ce développement, les figures Figure 27 et Figure 28 présentent deux résultats. La Figure 27 présente un premier résultat scientifique issu de la collaboration avec T. Cayton. De son côté il avait estimé l'énergie nécessaire qu'un proton solaire devait avoir pour pénétrer le champ magnétique terrestre jusqu'à une certaine altitude. Son estimation, basée sur les mesures des satellites GPS sur une période d'orage géomagnétique durant laquelle K_p oscillait entre 2 et 5, est tracée en rouge. En réalisant des simulations avec MASHcode, nous avons pu comparer

les résultats de simulations avec cette référence, en utilisant différents modèles de champs magnétiques. On constate que l'estimation empirique se retrouve entre les résultats de simulation utilisant le modèle TSY89c pour une valeur de Kp égale à 0 et 5. La simulation avec seulement IGRF donne des résultats excessifs. Le second résultat validant notre modélisation d'un point de vue spécification ingénieur est présenté sur la Figure 28, extraite de (Maget et al., 2013). En couleur est tracé le flux moyen de protons de 27 à 40 MeV observés par le satellite SAC-C entre mars et mai 2001. On observe bien la ceinture protons de hautes énergies au niveau de l'anomalie de l'Atlantique Sud, ainsi que l'accès des rayons cosmiques et des éruptions solaires (3 éruptions ont eu lieu en avril 2001) au niveau des hautes latitudes. Superposé à ces tracés, on a ajouté le blindage géomagnétique à cette altitude et pour cette gamme d'énergies tel qu'estimé par le modèle analytique de Störmer (Störmer, 1956), standard actuel ECSS-10-04c, sur la figure du bas, et notre modélisation MASHcode sur la figure du haut. On constate l'apport notable de notre modélisation comparativement à celle de Störmer. L'accès est mieux représenté. En particulier, on note que Störmer minimise cet accès, et donc l'effet de ces particules de hautes énergies sur les orbites LEO (en termes de doses et de probabilité d'occurrence d'événements singuliers). Des tables issues de nos calculs MASHcode ont ainsi été intégrées au logiciel ingénieur OMERE développé par la société TRAD pour mieux prendre cela en compte.

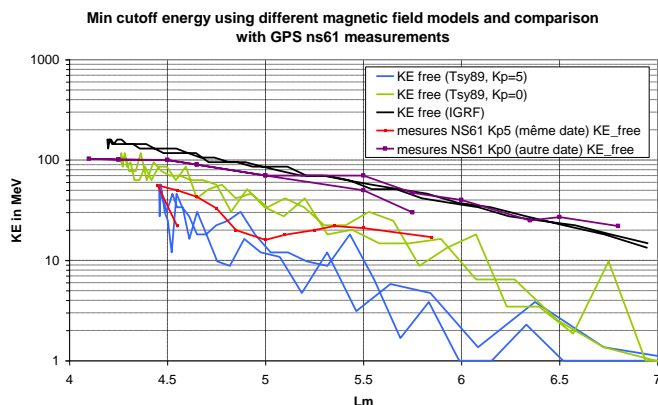


Figure 27 - Comparaisons entre modélisation du blindage géomagnétique en période d'orage géomagnétique (MASHcode) avec une estimation basée sur les mesures du satellite GPS NS61

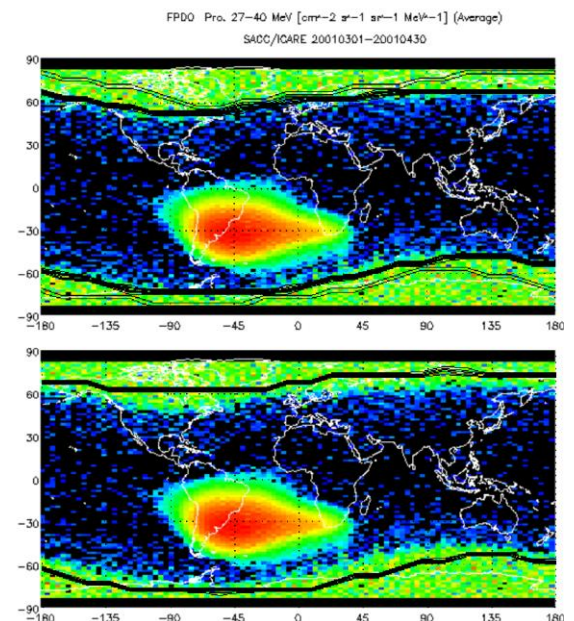


Figure 28 - Comparaison entre la modélisation de l'accès en latitude des protons solaires et des rayons cosmiques par MASHcode (haut) et le modèle ECSS 10-04c de Störmer (bas).

Ces travaux m'ont permis de mieux appréhender ce mécanisme de piégeage à hautes énergies. Ces avancées ont récemment été intégrées au modèle Salammbô protons pour mieux représenter le piégeage au cours d'éruptions solaires, en fonction à la fois de la distance radiale et de l'énergie. Les premiers résultats sont encourageants mais des ajustements sont encore à réaliser (voir paragraphe perspectives ci-dessous).

Toujours en lien avec la dynamique des protons de hautes énergies piégés dans les ceintures de radiation terrestres, j'ai également pu m'intéresser au processus source de protons hautes énergies nommé CRAND (« Cosmic Ray Albedo Neutron Decay ») (Beutier et al., 1995; Maget et al., 2008; Selesnick et al., 2013;

Selesnick, 2015). Cette source interne de protons trouve son origine dans la désintégration de neutrons en protons d'énergies de l'ordre de 20 à 50 MeV dans la région de piégeage (Selesnick et al., 2013) et en électrons de plus faibles énergies. Ces neutrons sont générés au niveau de la haute atmosphère par l'interaction nucléaire entre les rayons cosmiques atteignant cette dernière et ses composants. Une partie des produits de ces réactions est projetée vers la Terre en une cascade d'interactions successives (Reitz, 1993), tandis qu'une autre, les neutrons d'albédo, repartent vers l'espace. C'est cette composante qui a une probabilité non nulle de se désintégrer dans la zone de piégeage des protons, nourrissant ainsi la ceinture de protons (Beutier, 1993), en particulier en période de minimum solaire. La Figure 29 illustre l'effet de la désintégration des neutrons dans la zone de piégeage des ceintures de radiation protons. L'extension de la ceinture protons induite par la source CRAND s'effectue lentement. C'est un processus lent qui nécessite que la zone de piégeage soit grande et que peu d'activité géomagnétique ait lieu, de sorte à limiter les incursions du blindage géomagnétique à faible altitude.

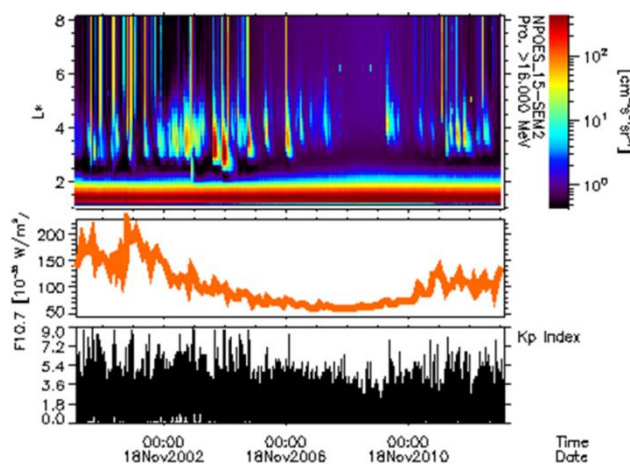


Figure 29 - Illustration de la génération de protons par processus CRAND, données NOAA-POES 15 pour des protons de plus de 16 MeV

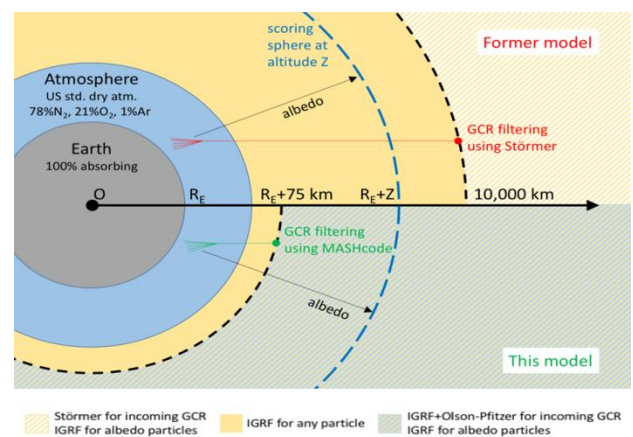


Figure 30 – Modèle du CEA Saclay utilisant le logiciel FluKa amélioré par l'utilisation de MASHcode comme filtrage des rayons cosmiques incidents (extrait de (Combiér et al., 2017))

Sa modélisation est complexe et a été réalisée au cours de la thèse de T. Beutier (Beutier, 1993), puis reprise par D. Boscher. Pour piloter cette modélisation, des données d'entrée sont nécessaires, i.e. :

- L'intensité des rayons cosmiques atteignant l'atmosphère ;
- La quantité de neutrons d'albédo générés par unité d'angle solide et d'énergie ;
- Leur répartition géographique au sommet de l'atmosphère.

Peu de mesures étaient disponibles et ne couvraient qu'une faible partie de l'atmosphère lors des travaux menés par D. Boscher et T. Beutier. La modélisation s'est donc appuyée sur des hypothèses fortes pendant longtemps. Récemment, nous avons pu collaborer avec Arnaud Claret du CEA Saclay, et en particulier à travers la thèse de Natacha Combiér. Leur intérêt porte sur l'estimation précise des neutrons et surtout des protons d'albédo au niveau des orbites basses afin de mieux caractériser le bruit engendré dans les optiques de type CMOS. Pour estimer ces particules d'albédo, le logiciel FluKa d'interaction rayonnement – atmosphère développé par le CERN (Battistoni et al., 2007; Ferrari et al., 2005) est utilisé par le CEA. Notre collaboration a été duale :

- Notre code MASHcode leur a permis d'améliorer les simulations FluKa d'un point de vue temps de calcul et précision des estimations réalisées (voir Figure 30) en optimisant le filtrage des rayons cosmiques incidents (publication conjointe en 2017, (Combiér et al., 2017)) ;
- Leurs sorties de simulations ont été adaptées pour pouvoir répondre à nos besoins, discutés précédemment (i.e. distributions angulaires et en énergies des neutrons d'albédo au sommet de l'atmosphère pour tout couple (latitude, longitude)) pour piloter notre code de simulation de la source CRAND (Combiér et al., 2017).

De cette collaboration et sans rentrer dans les détails, nous avons pu améliorer grandement notre code simulant la source de protons de hautes énergies CRAND. La Figure 31 présente les résultats obtenus suite à l'amélioration de notre code grâce à cette collaboration. Pour tester le code, nous avons utilisé la période s'étendant de décembre 2003 à juillet 2004 comme proposée par (Selesnick et al., 2013) et comparé les deux versions de notre code avec les données HEO-DSU pour des protons de 27 à 45 MeV. On observe une amélioration notable à bas L^* (vers L^* de l'ordre de 2) et à grands L^* (entre 3,5 et 4) le long de cette orbite. Ces améliorations sont en particulier induites par une meilleure représentation de la distribution angulaire des neutrons d'albédo ainsi qu'une meilleure répartition en latitude/longitude. Des différences restent toutefois présentes mais comme je le précise ci-après dans les perspectives, les données de neutrons d'albédo n'étaient pas résolues en azimut.

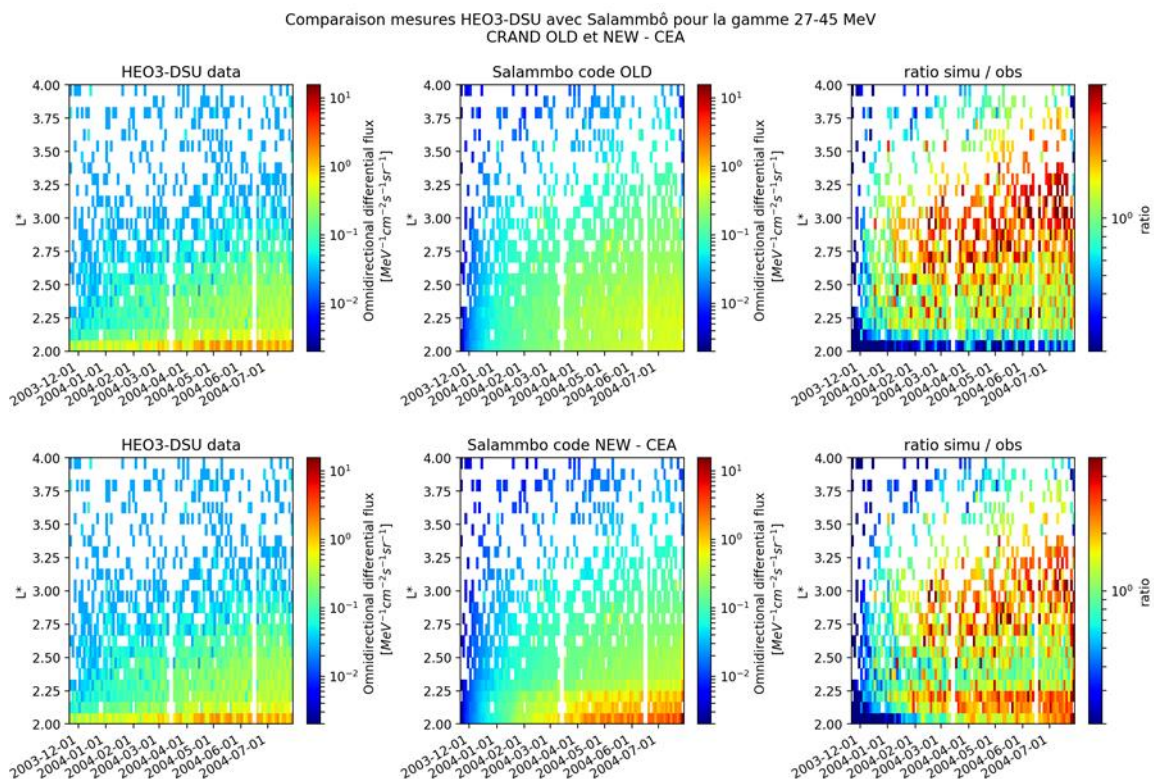


Figure 31 – Comparaisons des simulations Salammbô au niveau de l'orbite de HEO3, avec la source CRAND modélisée avant et après la collaboration CEA – ONERA.

Ces travaux menés sur la modélisation des ceintures de radiation protons m'ont permis de mieux appréhender cette physique. Bien que les résultats obtenus soient encourageants, de nombreuses pistes d'améliorations et de recherches existent :

- Concernant le blindage géomagnétique et le modèle MASHcode, cette modélisation peut être **améliorée par l'utilisation de modèles de champ magnétique plus réalistes** que le modèle Tsyganenko 89c. Ceci demande une refonte partielle du code afin d'optimiser son temps de calcul ;
- **Le piégeage des protons d'éruptions solaires est un équilibre complexe entre dynamique du blindage géomagnétique et quantité de protons piégés.** Le code MASHcode permet de quantifier cette transmission et ce piégeage partiel. Des premiers essais ont été réalisés par A. Brunet dans Salammbô protons qui a mis en évidence des pistes d'améliorations ;
- La modélisation du processus CRAND peut encore être affinée, premièrement en poursuivant notre collaboration avec le CEA afin d'obtenir des **distributions de neutrons d'albédo résolus en élévation et azimut**, et deuxièmement **en reprenant le code même de la source CRAND** (une première version améliorée a été réalisée par S. Rochel en 2015, mais n'a pas été validée).
- Il a été montré récemment que le processus **CRAND pouvait être source d'électrons au niveau des orbites basses** (Selesnick, 2015; Xiang et al., 2019). Il serait intéressant de confronter la modélisation Salammbô ***aussi bien électrons que protons*** à ces observations.

3. Aspects numériques de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation

Dans cette partie, je décris les travaux que j'ai menés sur la partie numérique des codes Salammbô. Ces projets ont été réalisés dans le cadre de contrats européens, R&T CNES, et via l'apport d'étudiants en projets, stages et thèses. Je présente ici en particulier trois actions que nous avons menées au cours des dernières années pour progresser sur cette thématique :

- **Evolution du cœur numérique de Salammbô 3D** : optimisation de la résolution de l'équation de diffusion en tenant compte de tous les processus de diffusion et supervision de la précision de calcul ;
- **Mise à niveau du code Salammbô 4D** : étendre la plage de validité de Salammbô vers les basses énergies (de l'ordre du keV) avec la mise en place d'une méthode de contrôle de la diffusion numérique induite par l'advection d'un front de particules et adaptation des termes de diffusion ;
- **Amélioration de la méthode d'assimilation de données** : travaux conduits sur l'ingestion optimale des mesures satellites et sur la prise en compte de l'incertitude des processus physiques modélisés dans Salammbô.

3.1. Evolution du schéma numérique de Salammbô-3D

Un premier travail a consisté à reprendre le cœur numérique du code Salammbô afin d'améliorer sa robustesse et rapidité. En particulier, l'élément déclencheur a été la mise en évidence progressive par la communauté scientifique de l'importance des interactions onde-particule en dehors de la plasmasphère, en particulier des ondes de type Chorus (Sicard-Piet et al., 2014b; Varotsou et al., 2008). Comme discuté dans les chapitres précédents, ces interactions ont pour particularité d'induire dans notre modèle des termes de diffusion en angle d'attaque et en énergie. Cette diffusion est en réalité non-dissociable (du fait de la résonance entre onde et particule) et un terme dit de diffusion croisée doit être pris en compte, comme l'illustre la Figure 32 schématisant le tenseur de diffusion diagonal dans le cas de la thermique (à gauche) et le cas des ceintures de radiation (à droite).

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} k & 0 & 0 \\ 0 & k & 0 \\ 0 & 0 & k \end{pmatrix} & & \begin{pmatrix} D_{yy} & D_{yE} & 0 \\ D_{yE} & D_{EE} & 0 \\ 0 & 0 & D_{LL} \end{pmatrix} \\ \text{Thermique} & & \text{Physique des ceintures} \end{array}$$

Figure 32 - Illustration de la complexité induite dans le tenseur de diffusion à modéliser pour les ceintures de radiation

Ce terme de diffusion croisée pose en particulier des problèmes de stabilité numérique pour les cœurs de calcul. Alors que les autres équipes modélisant les ceintures de radiation ont développé des schémas de résolution type différences finies implicites, le code Salammbô 3D repose encore à l'heure actuelle sur un schéma simple de type différences finies explicites induisant de fortes contraintes et limitations sur la précision et la robustesse de notre modélisation, en particulier dans le cas des électrons. En effet, comme montré dans (Bourdarie & Maget, 2012), la condition CFL (Courant – Friedrichs – Lewy) impose un pas de temps inférieur à la seconde dans le cas de la modélisation de la dynamique électrons. Simuler de longues durées devient ainsi très contraignant. Cette contrainte est induite par les interactions

onde-particule modélisées qui peuvent être très intenses localement. Enfin, un schéma de type différences finies - explicite ne peut prendre en compte correctement les termes de diffusion croisée sans diverger (Albert, 2009; Camporeale et al., 2013b, 2013a; Dahmen et al., 2020). Albert (2009) a en particulier mis en évidence la forte influence de ces termes de diffusion croisée dans la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation électrons. Il est donc important de les incorporer dans notre équation de diffusion, au moins pour statuer sur leur influence réelle.

Ainsi, nous nous sommes attelés à optimiser le cœur numérique de Salammbô depuis quelques années, tout d'abord sur contrats R&T CNES et projets étudiants, puis depuis 2017 à travers la thèse de Nourallah Dahmen en collaboration avec le département DTIS de l'ONERA. L'objectif de cette thèse que je supervise est de prendre le problème de diffusion à résoudre par ses aspects numériques en premier lieu. En effet, les collègues ayant développé des codes similaires à Salammbô sont pour la plupart physiciens, et l'assurance de la validité des résultats obtenus (du point de vue numérique) n'est que rarement vérifiée objectivement, comme cela a pu l'être pour notre code Salammbô par le passé. Camporeale et al. (2013b) et Camporeale et al. (2013a) ont en particulier mis en évidence ce manque de rigueur. C'est pourquoi la philosophie que nous avons adoptée pour cette thèse, grâce à l'expertise du DTIS, a été de s'assurer à chaque étape de la robustesse du cœur numérique que nous avons mis au point. Pour cela, Nourallah a mis en place une série de cas de référence reposant sur une solution de référence analytique. Il a ainsi pu démontrer les limites du schéma actuel de Salammbô sur des cas réalistes, ainsi que celles de nos collègues du domaine. Cela a fait l'objet d'une première publication dans la revue *Computer Physics Computations* (Dahmen et al., 2020), validant notre méthode numérique. De ce constat, nous avons pu nous orienter vers la méthodologie qui semblait la mieux adaptée à notre problème, à savoir une résolution de type volumes finis implicite. Les détails de ce choix sont donnés dans Dahmen et al. (2020). En résumé :

- La méthode volumes finis nous permet de conserver la masse globale du système (ni création ni pertes numériques de particules) ;
- La méthode volumes finis nous permet de résoudre proprement notre problème de diffusion en évitant des calculs de dérivées spatiales dans les zones de forts gradients diffusifs ;
- La méthode de résolution temporelle de type implicite nous assure une robustesse globale de notre modèle ainsi qu'un gain en temps de calcul considérable.

Ce travail de thèse a ainsi permis de développer deux versions de cœurs numériques permettant de répondre aux critères de simulation de la dynamique des ceintures de radiation en fonction du besoin recherché. Ainsi, afin de disposer d'une modélisation très précise, un schéma non linéaire multipoints (NLMPFA, (Droniou, 2014)) a été développé par Nourallah en collaboration avec Jérôme Droniou, spécialiste du domaine et professeur à l'université de Monash (Australie). Ce schéma permet de conserver le principe du minimum et maximum et ainsi assurer une solution précise. En contrepartie, ce schéma est très coûteux en temps de calcul car pour chaque point du domaine spatial, un nombre important d'itérations est nécessaire pour assurer la résolution complète du système, comme l'illustre la Figure 33 de gauche. Pour répondre également aux besoins de simulations opérationnelles, J. Droniou et Nourallah Dahmen ont ensuite développé un second schéma numérique performant réduisant drastiquement le nombre d'itérations nécessaires par pas de temps de calcul, en s'appuyant sur les travaux de Nordbotten et al. (2007). Dans cette étude, les auteurs discutent, dans le cas de la modélisation des milieux poreux, quels sont les critères nécessaires et suffisants d'un point de vue

numérique (et non plus théorique) pour assurer la monotonie et conserver le principe du maximum et minimum. Ces nouveaux critères, moins restrictifs, permettent dans le cas de la modélisation des ceintures de radiation d’obtenir une modélisation robuste et de précision comparable au schéma NLMPFA, pour un coût computationnel moindre, comme l’illustre la Figure 33 de droite.

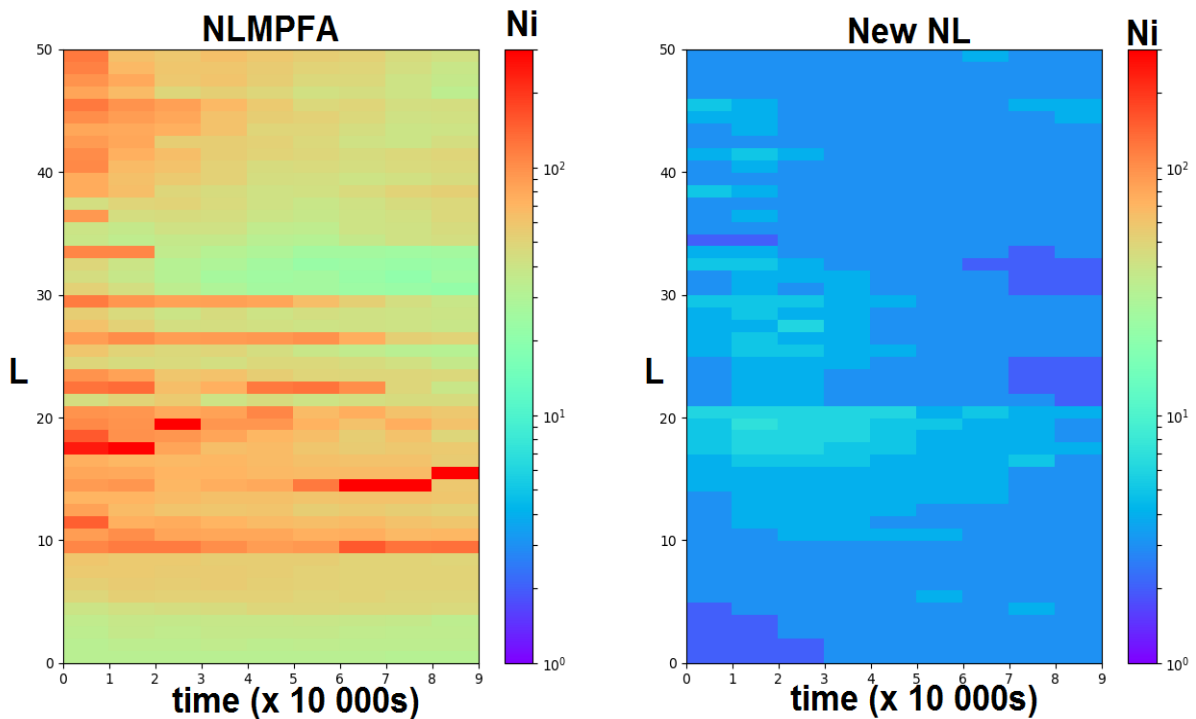


Figure 33 – Mapping du nombre d’itérations nécessaires à chaque pas de temps ($\Delta t= 10\,000$ s) par plan (E_y) en fonction du schéma numérique utilisé (à gauche le schéma NLMPFA et à droite le nouveau schéma non linéaire – NL – développé par N. Dahmen et J. Droniou). La simulation complète réalisée est de 90000s, pour une dynamique imposée par $K_p=9$. La simulation prend en compte tous les processus physiques modélisés dans Salammbô.

Une fois ces schémas développés, Nourallah s’est ensuite attelé à réaliser des simulations physiques de la dynamique des ceintures de radiation terrestres. La Figure 34 présente les résultats de simulations réalisées sur l’orage géomagnétique de septembre 2017. Les résultats (préliminaires) sont tracés en fonction de distribution uniquement. Sur la partie gauche de la figure sont présentés les résultats de deux simulations, avec et sans prise en compte de la diffusion croisée, ainsi que leur ratio. On voit clairement l’influence de cette diffusion en sortie de phase principale de l’orage, et également aux abords de la plasmasphère. La physique des ceintures de radiation est un équilibre complexe entre tous les mécanismes d’interactions, et l’on voit bien ici l’influence d’un tel ajout. Les termes de diffusion croisée modifient la dynamique de la ceinture externe électron, là où les interactions onde Chorus – particule sont dominantes. En particulier, on note qu’ils ont tendance à limiter les pertes, le ratio étant majoritairement supérieur à 1 dans cette gamme de moment magnétique. Enfin, sur la partie de droite de la figure, des coupes à $L^*=4,49$ ont été réalisées au cours de la simulation. On constate que le ratio entre les deux simulations évolue en fonction du temps, une nouvelle fois dû au fait que l’équilibre des processus physiques est fonction de l’activité géomagnétique.

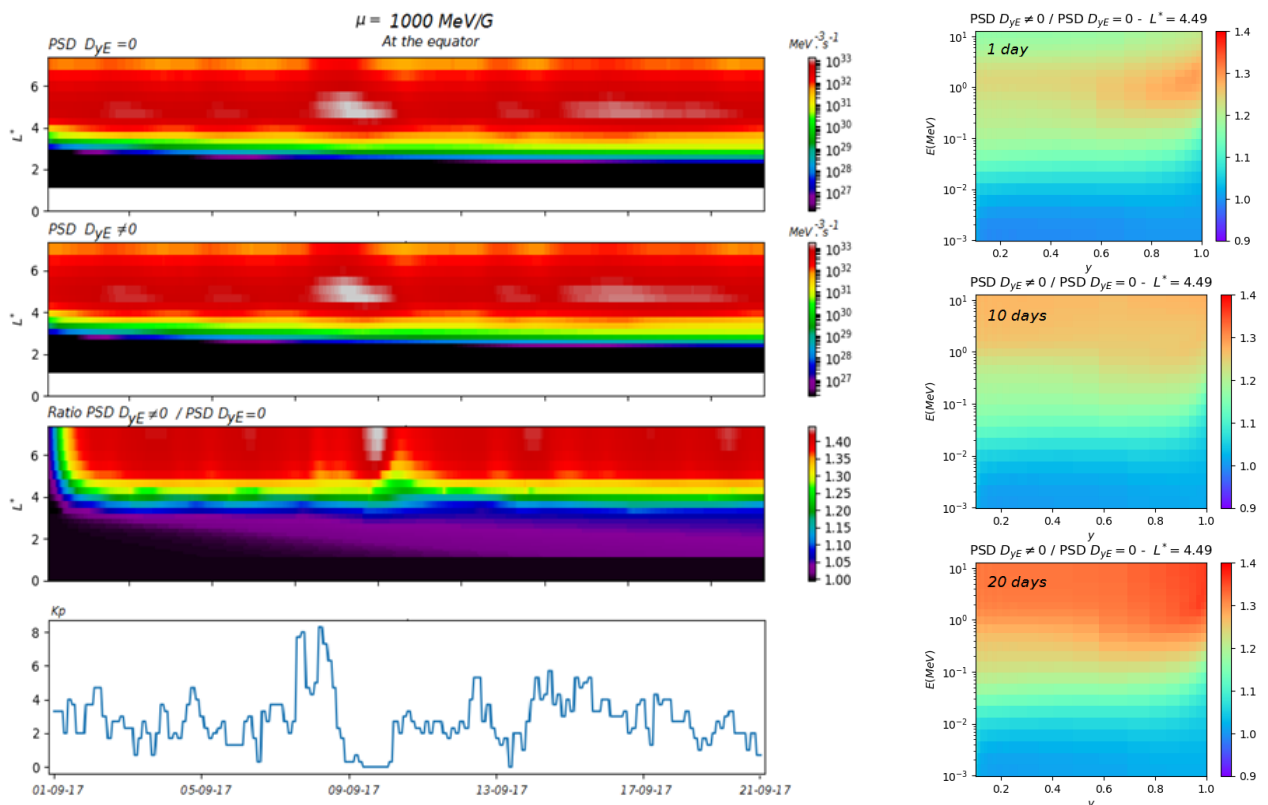


Figure 34 – Simulation de l’orage géomagnétique de septembre 2017. A gauche est présenté une comparaison entre simulations réalisées avec et sans prise en compte des termes croisés par le nouveau schéma numérique développé. Les résultats sont présentés en évolution de la fonction de distribution. A droite sont tracés à différents instants de la simulation le ratio des simulations à $L^*=4,49$, pour analyser l’apport de la diffusion croisée sur les résultats de simulation.

En conclusion, ce travail de thèse est très prometteur et nous fait faire un grand bond en avant sur la partie numérique de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres. En plus de nous apporter un cœur numérique performant, les travaux de Nourallah nous ont permis en particulier de prendre du recul sur ce domaine en maîtrisant maintenant complètement les aspects robustesse et précision du schéma implémenté. Ainsi nous avons à disposition tous les outils nécessaires pour évaluer l’impact de l’implémentation d’un nouveau processus physique et/ou sa mise à jour (nouvelles mesures par exemple) dans le code Salammbô. Bien entendu, ces travaux ouvrent de nombreuses perspectives dont les principales sont :

- **Finaliser le code Salammbô de nouvelle génération pour qu’il soit totalement opérationnel**, le travail de Nourallah ayant été réalisé en python ;
- **L’adapter à l’assimilation de données**, afin également de gagner en temps de calcul ;
- **Exploiter ses apports physiques**, en particulier en ce qui concerne l’analyse de l’équilibre entre les processus physiques maintenant que nous avons tous les termes d’interaction correctement modélisés, et analyser les précipitations dans l’atmosphère tels qu’ainsi modélisés grâce à la méthode des volumes finis. Sur ce dernier point, nous sommes aujourd’hui le seul laboratoire à modéliser la dynamique des ceintures de radiation par une telle méthode. Les autres groupes sont tous restés sur une méthode de différences finies, ne donnant pas accès correctement aux flux entrants et sortants des ceintures de radiation. C’est

donc un avantage qu'il nous faut exploiter par la suite afin de mieux comprendre ce système complexe que sont les ceintures de radiation ;

- **Reprendre la physique modélisée**, maintenant que nous sommes en mesure d'affirmer que notre résolution numérique est précise (plus précise que notre modélisation physique...). En effet, les comparaisons de nos simulations numériques avec les mesures des sondes Van Allen Probes mettent en évidence des écarts notables, directement liés selon moi à des temps caractéristiques d'interaction mal estimés.

3.2. Prise en compte de l'advection dans Salammbô : Salammbô-4D, fonction du temps local magnétique

Comme discuté dans le paragraphe 1.2.3, les modèles Salammbô ont été simplifiés de sorte à restituer la dynamique des ceintures de radiation à l'échelle de la dérive des particules piégées, i.e. dans un référentiel réduit (E,y,L*). Depuis les travaux de thèse de S. Bourdarie (Bourdarie, 1996), peu de travaux ont été conduits pour modéliser la dynamique des ceintures de radiation à une échelle temporelle plus fine, en prenant en compte les asymétries en temps local magnétique.

Pour reprendre ces travaux et aller plus loin, j'ai pu encadrer la thèse de Damien Herrera de 2014 à 2017 sur cette thématique. Le point de départ étaient les conclusions de (Bourdarie, 1996) :

- Capacité à reproduire les asymétries de la phase principale d'un orage magnétique si les processus physiques sont bien modélisés ;
- Risque fort de diffusion numérique induite par l'advection/convection en temps local magnétique (problématique de la propagation d'un front d'onde) ;
- Passage complexe entre coordonnées magnétiques et coordonnées géographiques, étroitement lié au réalisme du modèle de champ magnétique utilisé.

Ainsi, de ces conclusions, les travaux de cette thèse se sont concentrés en premier lieu sur le contrôle de la diffusion numérique, puis sur la mise à jour du modèle 4D grâce aux avancées faites depuis 1996 sur la modélisation des processus physiques. Pour rappel, l'équation de diffusion 4D s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi_3}{dt} \frac{\partial f}{\partial \varphi_3} + \frac{dL^*}{dt} \frac{\partial f}{\partial L^*} &= \sum_{i,j=1}^3 \frac{1}{G_{(J \rightarrow I)}} \frac{\partial}{\partial I_i} \left(G_{(J \rightarrow I)} \tilde{D}_{I_i I_j} \frac{\partial f}{\partial I_j} \right) \\ &- \sum_{i=1}^3 \frac{1}{G_{(J \rightarrow I)}} \frac{\partial}{\partial I_i} \left[G_{(J \rightarrow I)} \left(\frac{dI_i}{dt} \right)_{frie} f \right] \\ &+ \text{sources} - \text{pertes} \end{aligned}$$

avec $I = (E, y, L^*, \varphi_3)$ la base de coordonnées utilisée dans la thèse de Damien Herrera, et G le Jacobien de passage entre le repère canonique et la base I . Le passage en 4D fait apparaître, dans le membre de gauche, la vitesse d'advection selon φ_3 et L^* . Elle représente le mouvement de dérive de la particule autour de la Terre et donc la violation du troisième invariant adiabatique. Cette vitesse d'advection s'exprime dans l'espace des coordonnées géographiques (r, θ, MLT) comme suit (Schulz, 1991) :

$$\vec{v}_D = \frac{J_1}{mB^2} (1 + 2 \cotan^2 \alpha) \vec{B} \wedge \vec{\nabla} B + \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}$$

Cette vitesse contient deux composantes, la première liée au champ électrique et la seconde au champ magnétique. Bien que cette formule s'exprime « simplement » dans le repère géographique, sa transposition dans le repère magnétique est complexe. Au cours de la thèse de Damien Herrera, il nous a été possible de mettre en place les outils théoriques nécessaires à la prise en compte de la variable MLT dans le code, notamment par le calcul des vitesses d'advection le long des directions φ_3 et L^* . Nous avons alors réalisé ces calculs pour le modèle de champ magnétique de Mead (Mead & Fairfield, 1975) et le modèle de champ électrique de convection de Daniel Boscher (adapté de celui de (Volland, 1973) et (Stern, 1977)). Pour cela, une méthodologie de transposition a été mise en place par analogie avec le calcul orbital entre les coordonnées MLT et φ_3 , en fonction du modèle de champ magnétique utilisé (Damien Herrera, 2017).

Le traitement de la diffusion numérique induite par la propagation d'un front de particules a ensuite été le point central de cette thèse. Plusieurs schémas de résolution ont été implémentés et une méthodologie de contrôle de la diffusion numérique a été développée en collaboration avec le département DTIS de l'ONERA. L'implémentation d'un schéma numérique d'ordre élevé induit des oscillations qui peuvent conduire à des fonctions de distribution localement négatives. Pour pallier à cela, nous avons adapté et implémenté le limiteur Superbee (Hirsch, 2007) qui permet de conserver la positivité de la fonction de distribution, ainsi que la masse totale du système (ni perte, ni source numérique induite par ce schéma). Il est en particulier reconnu comme étant le plus performant pour gérer les forts gradients. L'avantage supplémentaire de ce limiteur est qu'il est possible de le superviser afin de contraindre la diffusion numérique à un niveau plus faible que la diffusion physique, la rendant ainsi négligeable par rapport à la dynamique que l'on souhaite reproduire. La Figure 35 présente les résultats obtenus. A gauche, on observe l'étalement temporel de notre schéma optimisé. Sans diffusion physique, si l'on fait convecter autour de la Terre une gaussienne (en pointillés bleus) le long de plusieurs dérives successives, on observe un étalement progressif qui se stabilise au bout de la quatrième dérive, avec une perte du maximum de l'ordre de 25%. Cependant, l'introduction de la diffusion physique montre que cette dernière est plus rapide, minimisant ainsi cet étalement. La figure de droite montre de son côté l'apport direct de ce limiteur par rapport à des schémas de propagation directs. Le limiteur permet de contraindre les diffusions numériques induites par ces schémas d'ordre 1 et 2.

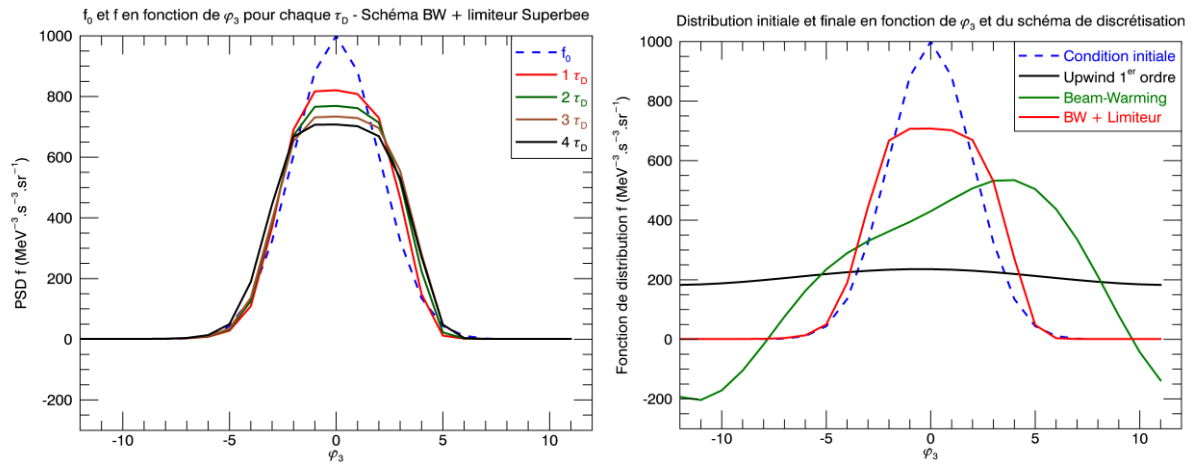


Figure 35 – Analyse de la pertinence du limiteur Superbee pour la modélisation Salammbô 4D, ici à $L^*=8$, pour des électrons de 5MeV. La figure de gauche présente l'étalement temporel du couplage schéma de propagation Beam-Warming et limiteur Superbee pour 1 à 4 dérivés autour de la Terre par rapport à la gaussienne de référence (en pointillée bleue). La figure de droite présente l'apport du limiteur pour contrôler la diffusion numérique induite par un schéma de propagation d'ordre 1 (Upwind) et 2 (Beam-Warming).

Ensuite, nous avons mis à jour la modélisation de la physique dans ce code 4D, en particulier dans le cas des électrons. Les interactions onde-particule ont été rendues dépendantes de MLT selon la méthodologie de (Orlova & Shprits, 2014), les pertes par traversée de la magnétopause adaptées en conséquence, et la diffusion radiale adaptée pour être en accord avec la modélisation 4D. Nous avons finalement comparé nos résultats aux données des satellites Van Allen Probes et THEMIS pour l'orage de mars 2015 (Saint Patrick Storm). La Figure 36 présente ces résultats, ici en comparaison avec les données du détecteur SST embarqué sur les satellites THEMIS à 293 keV. A droite pour 12h00 MLT, le dropout est bien reproduit durant le maximum de l'orage, signe du rapprochement de la magnétopause. Dans une moindre mesure, il est également visible à 18h00 MLT (figure du bas). Par ailleurs la même dynamique est observée sur la figure de gauche illustrant les données THEMIS, avec des niveaux de flux équivalents, sauf pour les couches internes des ceintures. En effet, en tenant compte du champ électrique de convection, les électrons sont davantage transportés vers l'intérieur côté nuit, ce qui augmente considérablement le flux pour des valeurs de L^* faibles. Il est en effet très complexe de disposer d'un modèle de champ électrique dynamique représentatif de la magnétosphère interne. Les niveaux de flux plus intenses par rapport aux données du détecteur SST s'expliquent également du fait de l'implémentation d'une condition aux limites constante, ne modulant donc pas l'injection des particules en fonction de l'activité géomagnétique durant l'orage. Néanmoins, le dropout modélisé est bien mesuré, le satellite étant côté jour durant le déclenchement de l'orage.

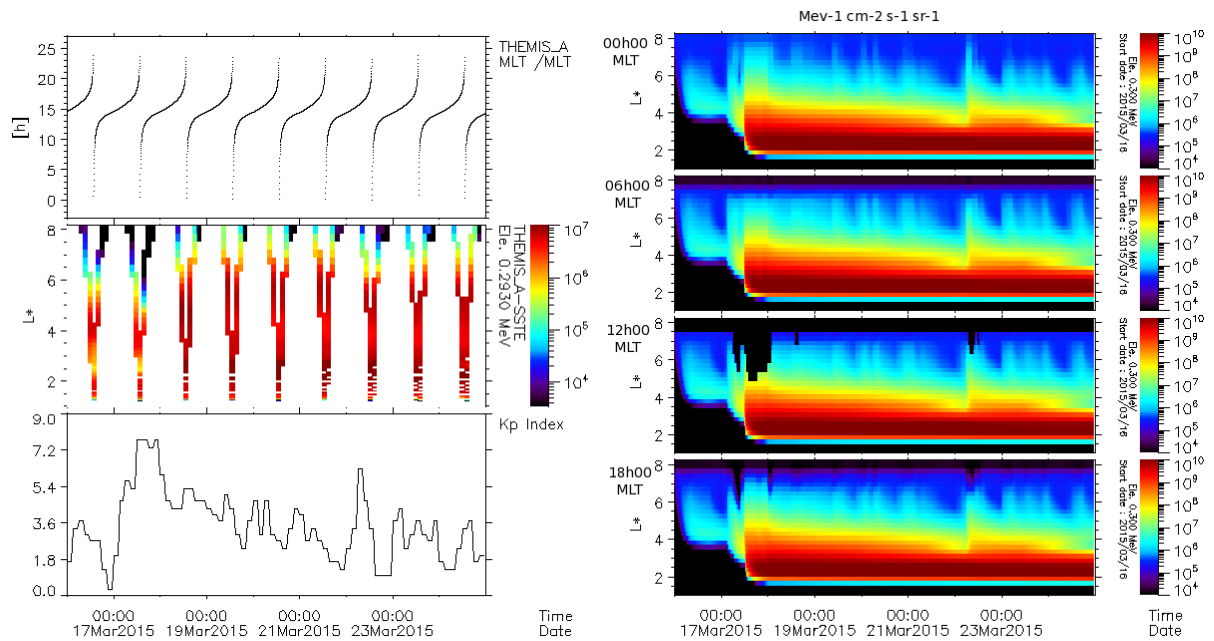


Figure 36 - Orage géomagnétique de St-Patrick de Mars 2015. À gauche : MLT du satellite THEMIS-A (en haut), Flux différentiel d'électrons de 293 keV (au milieu), indice géomagnétique Kp (en bas). À droite : Modélisation Salammbô 4D pour différents MLT à 300 keV, de haut en bas : 00h00 MLT, 06h00 MLT, 12h00 MLT et 18h00 MLT.

En conclusion, ce travail nous a permis de remettre à jour cette version évoluée de Salammbô, en particulier dans le cas des électrons. Il reste bien entendu de nombreux points à investiguer et améliorer, en particulier la prise en compte de modèles de champs réalistes et les temps de calculs. D'un point de vue perspectives, il semble important de se concentrer maintenant sur les points suivants :

- Des conditions aux limites dynamiques et asymétriques ont été implémentées à $L^*=8$, mais les niveaux de flux modélisés lors d'orages sont parfois supérieurs de plus d'une décade aux flux mesurés par les satellites. ***Cela suggère que les pertes sont trop faibles (ondes de type Upper Chorus mal modélisées ?) et/ou que les conditions limites sont mal positionnées.*** Un travail a été mené récemment par A. Brunet pour étendre le modèle Salammbô 3D à $L^*=10$. Il serait intéressant de l'adapter au cas 4D afin de bien dissocier les zones de source (feuillelet de plasma) de la zone d'activité des interactions onde-particule (4-8 rayons terrestres).
- Le modèle de champ électrique de convection simpliste utilisé propose un axe de symétrie aube-crépuscule qui n'est pas toujours réaliste. ***La prise en compte d'un modèle plus récent comme celui de Weimer (Weimer, 2001), dépendant des paramètres du vent solaire et tenant compte de cette asymétrie, serait une perspective prometteuse,*** avec une meilleure estimation de la composante électrique de convection dans la vitesse de dérive.
- En ce qui concerne la position de la plasmopause, dans l'implémentation effectuée au cours de cette thèse, le modèle était indépendant de MLT. ***Il serait bon de disposer de cette asymétrie en particulier en période d'orage magnétique*** (Pierrard & Stegen, 2008), afin d'avoir une meilleure détermination de la zone d'écrantage du champ électrique de convection et une meilleure prise en compte des ondes dans et en-dehors de la plasmasphère.
- Enfin, ***l'utilisation d'un indice géomagnétique plus précis que tri-horaire*** est nécessaire pour bien modéliser la dynamique des interactions subies par les particules piégées. En ce sens, les récents

travaux de (Chambodut et al., 2015) sur l'indice sectoriel α , rendant compte de l'activité géomagnétique globale et fonction de MLT, est une piste à explorer.

3.3. Assimilation de données appliquée aux ceintures de radiation terrestres

Le cœur de ma thèse était dédié à la définition et la mise en place d'un schéma d'assimilation de données pour améliorer la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation terrestres électrons et protons (Maget et al., 2007, 2008; Maget, 2007). L'assimilation de données consiste à combiner mesures et modèle physique pour obtenir une représentation plus fidèle de l'état réel du système considéré, dans notre cas, les ceintures de radiation. Le bénéfice de l'assimilation de données est d'associer de manière optimale mesures et modélisation en tenant compte de leurs incertitudes respectives. J'ai ainsi repris et adapté une méthode d'assimilation filtrée issue de l'océanographie, le filtre de Kalman d'Ensemble (Evensen, 1994, 2003, 2009). La Figure 37 illustre le fonctionnement du filtre de Kalman d'Ensemble. Cette méthode permet d'appliquer un filtre de Kalman standard a des systèmes de grandes tailles en minimisant le nombre de calculs matriciels associés par un échantillonnage basé sur des tirages de Monte Carlo (voir (Maget, 2007) et (Bourdarie & Maget, 2012) pour plus de détails).

Ainsi, le paramétrage d'une telle méthode d'assimilation repose sur la connaissance « a priori » la plus précise possible des incertitudes de modélisation et de mesures. La bonne estimation de ces incertitudes est l'élément clé au bon fonctionnement de l'assimilation de données. Si elles sont inconsistantes les unes des autres, alors la correction basée sur les mesures le sera également et le filtre pourra diverger, limitant ainsi son apport et sa représentativité physique. En fin de thèse, nous avons pu aboutir à la mise en place du code Salammbô-EnKF validé en particulier par l'intermédiaire d'expériences dites jumelles. Par ce travail nous avons été les premiers à démontrer la faisabilité de la mise en œuvre d'une telle méthode dans le domaine des ceintures de radiation. Les perspectives identifiées ont alors résidé naturellement dans l'estimation des incertitudes de modèle et l'assimilation optimisée des mesures satellites.

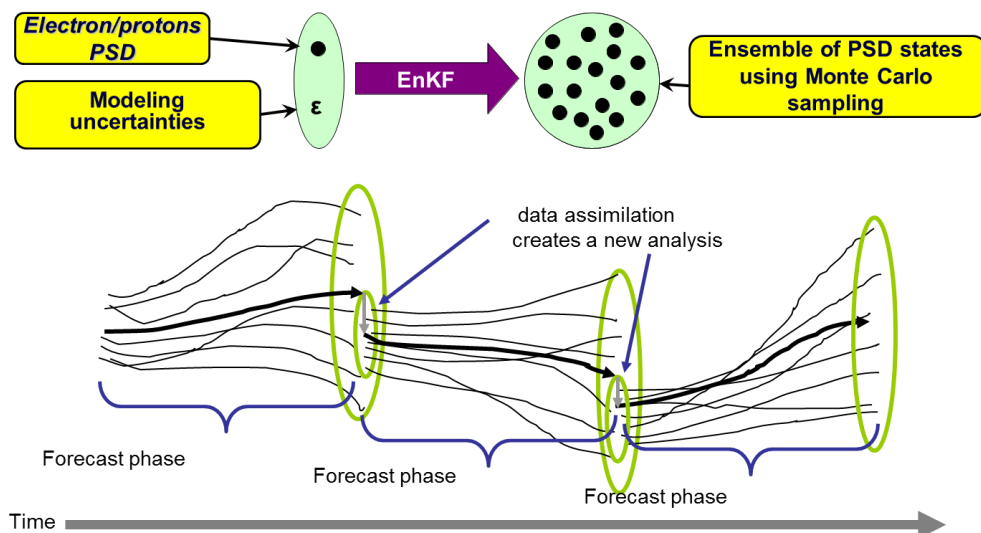


Figure 37 – Description du fonctionnement du filtre de Kalman d'Ensemble

Suite à mon embauche à l'ONERA, j'ai ainsi pu participer à l'évaluation des incertitudes de chaque brique (i.e. les processus et interactions physiques modélisés) de Salammbô, ainsi qu'à l'optimisation de l'ingestion des mesures dans le code d'assimilation. Ces résultats (estimation des incertitudes de modélisation et assimilation dans l'espace des mesures) ont fait l'objet de trois publications conjointes à l'unité ERS (Bourdarie & Maget, 2012; Herrera et al., 2016; Maget et al., 2015) mettant en avant tout le travail réalisé depuis ma thèse, aussi bien sur Salammbô que sur Salammbô-EnKF.

Une première partie des travaux menés depuis ma thèse a consisté en l'estimation de l'incertitude de modélisation. Ces résultats sont synthétisés dans (Bourdarie & Maget, 2012) et (Maget et al., 2015). Estimer les incertitudes de modélisation est complexe et ont différentes origines (Lermusiaux et al., 2006). La liste suivante regroupe les origines principales et sont surlignées en gras celles qui ont été explorées :

- Le cœur diffusif de Salammbô et ses approximations numériques ;
- ***Les processus physiques modélisés à partir de modèles statistiques de l'interaction ;***
- ***Les conditions initiales et les conditions limites du modèle Salammbô.***

Les incertitudes relatives au premier item sont très difficilement estimables, mais cela est une piste à explorer dans un avenir proche, en particulier suite aux résultats de thèse de N. Dahmen (voir paragraphe 3.1) et des cas jouets mis en place. L'estimation des incertitudes de la modélisation des interactions physique a été réalisée sur plusieurs années. En particulier nous nous sommes focalisés sur l'estimation des incertitudes relatives aux interactions onde-particule et à la diffusion radiale. La Figure 38 synthétise la méthodologie mise en place et les résultats obtenus. Sur la partie gauche de cette figure est illustrée la répartition temporelle des données utilisées pour estimer l'amplitude des ondes électromagnétiques dans la magnétosphère interne. Comme décrit dans Sicard-Piet et al. (2014a), des jeux de données hétérogènes sont utilisés pour déterminer l'amplitude moyenne des ondes électromagnétiques en fonction de l'activité magnétique. La dynamique de la magnétosphère interne ne pouvant se résumer à une simple dépendance déterministe en un indice géomagnétique de type Kp, intrinsèquement, une classification statistique ne peut se résumer à l'estimation d'une valeur moyenne uniquement (par intervalle de Kp par exemple). On observe nécessairement une dispersion. Comme le montre la Figure 38 en haut à droite, la distribution d'amplitude des ondes peut être très étalée. Néanmoins, sa forme peut être assimilée à une loi gaussienne (log-gaussienne ici), plus ou moins fidèle mais permettant de limiter le nombre de paramètres de contrôle, pour laquelle nous pouvons estimer un écart-type. C'est ce que nous avons fait pour piloter le filtre de Kalman d'ensemble. Un tirage de Monte Carlo est ensuite réalisé pour initialiser les différents membres de l'ensemble permettant de réaliser l'assimilation de données. Ainsi notre ensemble explorera les différentes possibilités d'évolution selon cette distribution. Dans le même esprit, nous avons également estimé les incertitudes relatives à la modélisation de la diffusion radiale. Cette étude a été initialisée au cours de la thèse de S. Lejosne (Lejosne, 2013). La Figure 38 en bas à droite illustre la dispersion de l'estimation de la diffusion radiale pour différents intervalles de Kp. Une nouvelle fois on remarque que les distributions sont très proches d'une loi log-gaussienne dont on peut estimer l'écart-type. Ces estimations des incertitudes de modélisation nous ont permis d'améliorer notablement la précision des résultats d'assimilation comme discuté dans (Bourdarie & Maget, 2012).

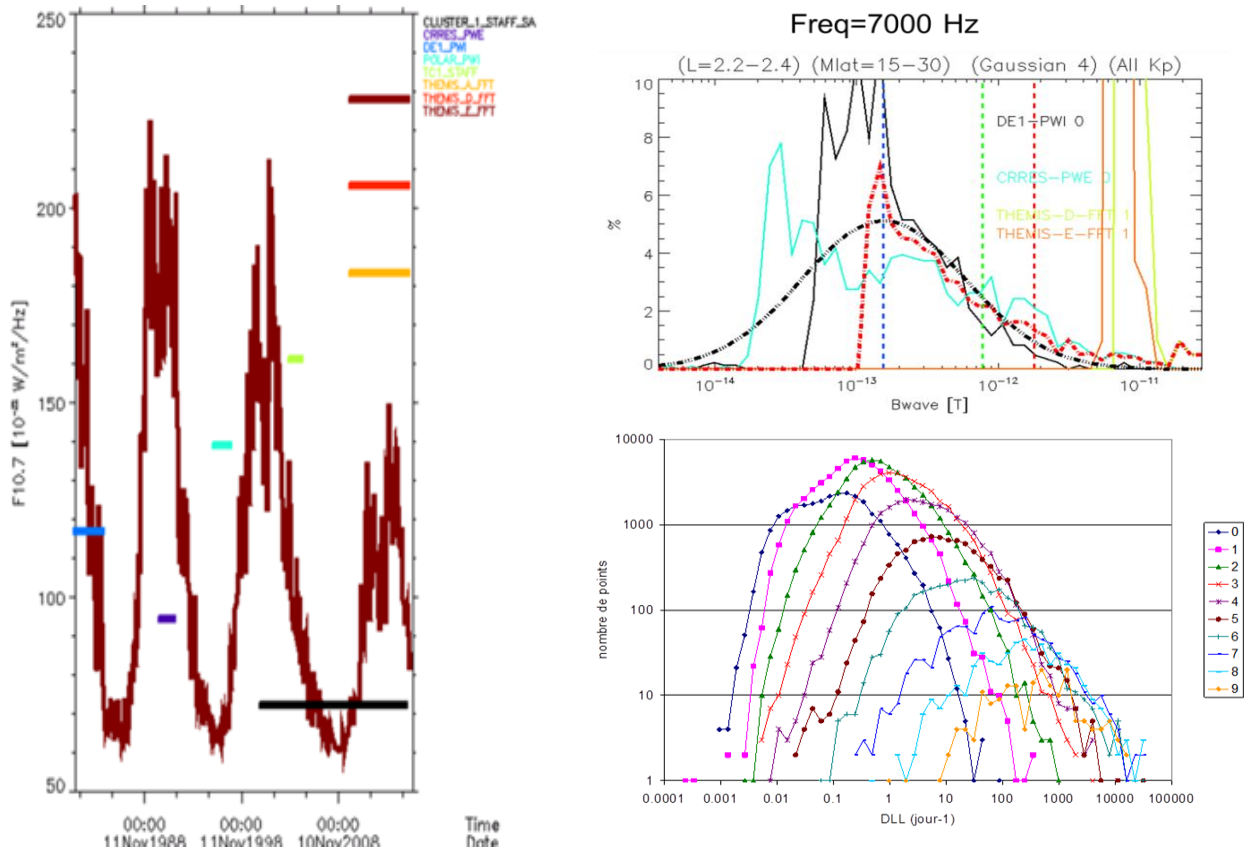
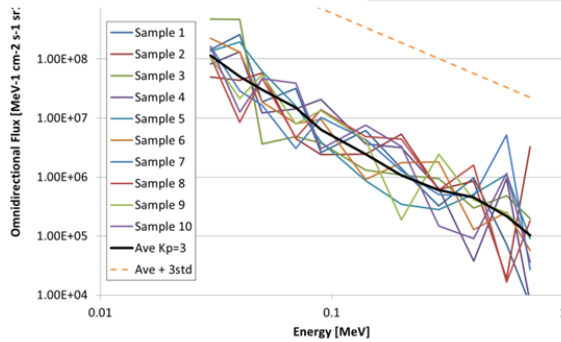


Figure 38 – Illustration de l’analyse statistique conduite pour estimer les incertitudes de modélisation intrinsèque à Salammbô. A gauche est tracée la répartition temporelle des mesures utilisées pour construire le modèle statistique de l’intensité des ondes électromagnétiques dans la magnétosphère interne. A droite sont tracés deux exemples d’analyses statistiques des mesures utilisées pour estimer la diffusion liée à l’interaction onde-particule (en haut) et la diffusion radiale (en bas).

Suite à cela, nous avons pu continuer à améliorer Salammbô-EnKF à travers le contrat européen FP7-MAARBLE, en particulier par la prise en compte des pertes par traversée de la magnétopause, et sur la définition de conditions limites externes (au niveau de la source d’injection de plasma depuis la queue de la magnétosphère) dédiées à un tel schéma d’assimilation (Maget et al., 2015). En effet, la condition limite extérieure est primordiale dans la restitution de la dynamique des ceintures de radiation. Dans le cadre de Salammbô-EnKF, il est nécessaire d’estimer également son incertitude afin de pouvoir représenter toutes les possibilités d’évolution. Le modèle de condition limite étant également basé sur une analyse statistique (et donc représentant un état moyen uniquement), nous ajoutons initialement une incertitude sur le spectre moyen estimé pour chaque énergie, indépendamment. Cela nous donnait alors un spectre très peu réaliste comme illustré sur la Figure 39 de gauche. Nous avons alors mené une étude afin de déterminer les variances et covariances (entre non seulement les énergies, mais également entre angles d’attaque) relatives à ce modèle grâce au jeu de données THEMIS-SST. En appliquant ensuite un tirage de Monte Carlo multivarié, nous avons finalement obtenu une distribution de la condition limite bien plus réaliste comme l’illustre la Figure 39 de droite. Les améliorations obtenues sont présentées dans l’article (Maget et al., 2015). Un gain d’un facteur 2 à 4 a été obtenu par amélioration de la prise en compte de la condition limite.

Monte-Carlo sampling not using energy correlation



Monte-Carlo sampling using energy correlation

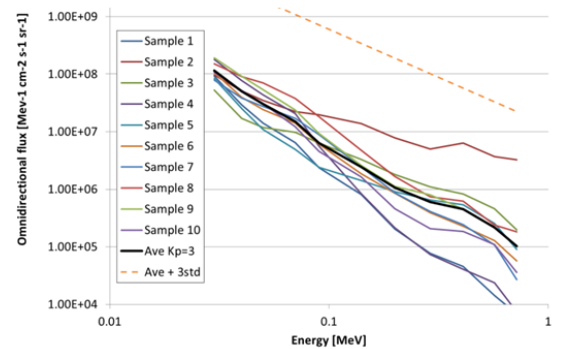


Figure 39 – Illustration des résultats de l’estimation de l’incertitude de la condition limite en utilisant une loi multi-variée de sorte à conserver une consistance physique du spectre de flux (extrait de (Maget et al., 2015)).

En parallèle, nous avons pu mettre en place une évolution de Salammbô-EnKF en proposant la réalisation de l’assimilation dans l’espace des mesures, que ce soit en termes de flux mesurés, ou de comptages lorsque la fonction de transfert de l’instrument était disponible. Ceci a permis d’éviter une inversion matricielle très coûteuse et pour laquelle des hypothèses fortes devaient être faites (Bourdarie & Maget, 2012). La Figure 40 synthétise cette méthodologie mise en place. Cette optimisation nous a permis de gagner notablement en temps de calcul et en précision en évitant les approximations relatives à l’inversion numérique d’une matrice souvent mal conditionnée (voir pour cela les résultats d’inversion de matrices par méthode SVD détaillée dans (Maget et al., 2014)).

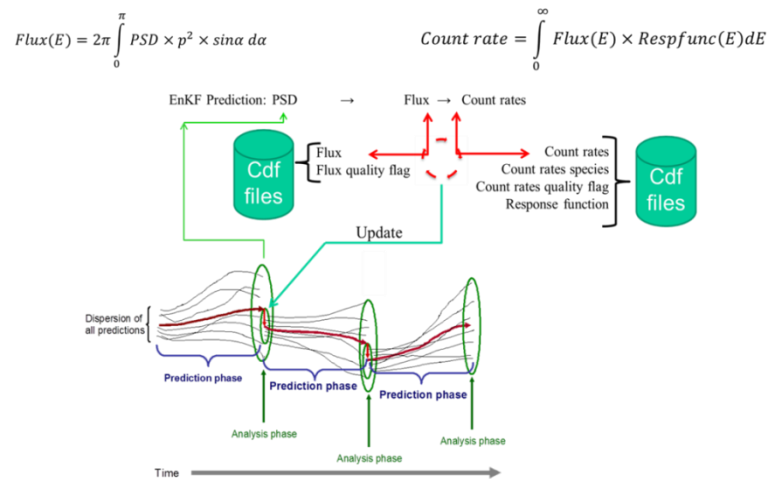


Figure 40 – Schéma illustratif de la méthodologie développée pour assimiler de manière optimale les mesures satellites dans Salammbô-EnKF

Aujourd’hui, Salammbô-EnKF repose sur des bases solides d’estimation des incertitudes de modélisation et de mesures. Pour l’améliorer encore de ce côté-là, il faudrait maintenant :

- **prendre en compte les avancées de Salammbô au jour le jour.** Pour cela, il serait intéressant de mieux coupler Salammbô et Salammbô-EnKF. Pour faciliter cela, et conserver une bonne cohérence entre notre modèle et notre outil d’assimilation, l’utilisation d’un coupleur de code (type OpenPalm développé par le CERFACS) ou d’une bibliothèque d’assimilation de données (type PDAF) serait bénéfique.

- **Déterminer une méthodologie pour estimer les incertitudes relatives au schéma numérique de diffusion de Salammbô.** Les résultats récents de la thèse de N. Dahmen sont encourageants en ce sens (voir paragraphe 3.1). En effet, la mise en place de cas jouets et de solutions de références analytiques nous permettraient de disposer d'un benchmark nous permettant d'estimer les différences de précision entre plusieurs méthodes numériques.
- **reprendre le cœur numérique même de notre assimilation de données.** Une première idée serait de lisser temporellement cette assimilation séquentielle, c'est-à-dire, introduire une sorte de longueur de corrélation temporelle (Bocquet & Sakov, 2014).
- **Prendre globalement plus de recul sur l'assimilation de données et la quantification des incertitudes** de sorte à mieux maîtriser ce domaine dans notre contexte des ceintures de radiation. Pour cela, j'ai initié une collaboration avec le Centre National de Recherche Météorologique (CNRM) avec O. Pannekoucke qui vient de co-encadrer avec moi le stage M2 de Martin Sabathier, et dont il sera également le directeur de thèse à partir d'octobre 2020.

4. Conclusions et perspectives de recherche

Mes travaux se sont ainsi axés sur différentes briques de modélisation des ceintures de radiation terrestres, aussi bien du point de vue numérique que du point de vue physique. Comme mentionné en introduction, les recherches que nous menons à l'ONERA ont pour objectif direct l'apport et l'aide aux industriels du spatial dans ce domaine particulier. Dans chacun des paragraphes de ce manuscrit j'ai présenté les conclusions ainsi que les perspectives relatives aux recherches auxquelles j'ai pu participer. En effet, tous ces travaux sont la plupart du temps menés en équipe (permanents et étudiants) afin de regrouper nos expertises complémentaires.

Plus globalement, et à l'échelle de l'équipe dans laquelle je suis, il reste encore aujourd'hui de nombreux axes à explorer pour parfaire notre connaissance des mécanismes physiques régissant la dynamique des ceintures de radiation, que ce soit autour de la Terre ou des autres planètes magnétisées. Ainsi, de ce point de vue, compléter les modélisations physiques actuelles, par exemple par la modélisation des interactions onde EMIC – particule, ainsi que de maîtriser les aspects numériques de notre modélisation restent prioritaires. En particulier, étendre le modèle Salammbô vers les basses énergies (Salammbô 4D) reste un objectif fort à suivre pour les prochaines années afin de s'assurer par ce biais de la précision de restitution de la dynamique des particules constituant le cœur des ceintures de radiation. La finalité associée reste toujours l'idée de disposer à l'ONERA d'un laboratoire virtuel le plus précis possible afin de nous épauler pour :

- mieux comprendre la dynamique globale des ceintures de radiation et l'équilibre des processus modélisés ;
- nous permettre de fournir aux agences et industries du spatial des modèles de spécifications et de compréhension d'anomalies les plus pertinents possibles.

Par ailleurs, étendre notre maîtrise de la modélisation des ceintures de radiation nous permettra également de mieux modéliser ses limites et par conséquent ses interactions avec les régions connexes de la magnétosphère interne. Par exemple, les travaux récents de Nourallah Dahmen nous permettent d'imaginer à court terme être en capacité d'estimer les précipitations dans la haute atmosphère lors de périodes d'orages géomagnétiques. Pour aller plus loin dans les années à venir, il est nécessaire de

poursuivre nos efforts de collaborations avec les autres instituts scientifiques étudiant la magnétosphère interne. Le Tableau 2 synthétise les idées de collaborations qui nous permettraient d’aller plus loin dans le domaine de la modélisation de la dynamique des ceintures de radiation. Les priorités selon moi sont en premier lieu l’utilisation d’un modèle de plasma froid (plasmasphère et plasmatrôugh) évolué ainsi que l’utilisation d’indices géomagnétiques et pilotes d’activité plus évolués que simplement Kp. Pour le plasma froid, un projet européen, H2020-SAFESPACE, est actuellement démarré et nous permet de collaborer avec l’IASB, spécialiste du domaine. En parallèle de ce projet, une autre proposition a été faite à l’Europe, proposition FARBES (mais non retenue cette année), afin d’explorer les possibilités de caractériser plus précisément les variations d’activités dans la magnétosphère interne (ondes, injections, plasma) depuis le sol lors d’épisodes d’orages géomagnétiques.

Tableau 2 – Synthèse des recherches collaboratives à mener dans l’avenir pour poursuivre nos avancées

Souhait	Influence dans Salammbô	Action à mener ?
Distribution complète et dynamique en L*=8	<ul style="list-style-type: none"> • Zone externe • Zone du « slot » en période active 	<ul style="list-style-type: none"> • Identifier les drivers de la dynamique • Spécialistes du feuillet neutre proche Terre et du vent solaire
Modèle de densité de plasma et de plasmopause	<ul style="list-style-type: none"> • Interactions ondes-particules • Séparation spatiale des types d’ondes 	<ul style="list-style-type: none"> • Identifier les drivers de la dynamique • Spécialistes de la plasmasphère
Modèle de magnétopause et champ magnétique	<ul style="list-style-type: none"> • Pertes rapides dans les ceintures externes • Influence sur la typologie des ceintures 	<ul style="list-style-type: none"> • Drivers ? • Influence de la dynamique de la magnétopause sur les coquilles de dérives
Mesures sectorielles de champs magnétiques	<ul style="list-style-type: none"> • Diffusion radiale 	<ul style="list-style-type: none"> • Drivers • Spécialistes indices et de leur exploitation
Quels drivers pour quel processus dans la magnétosphère interne ?	<ul style="list-style-type: none"> • Toute la dynamique 	<ul style="list-style-type: none"> • Etudes conjointes ?

Enfin, depuis quelques années, nous orientons petit à petit une part de nos activités vers la météorologie et climatologie de l’Espace. En effet, du fait de l’apparition des orbites de type EOR (« Earth Orbit Rising ») et des besoins des industriels en prévisions plus précises de l’environnement de leurs satellites, les modèles de spécification doivent également évoluer. Jusqu’à maintenant, ces modèles disposaient principalement d’une dépendance simple au cycle solaire (une valeur en minimum et une valeur en maximum solaire pour les modèles AE8-AP8, et au mieux une dépendance annuelle pour des modèles locaux comme IGE 2006). Actuellement, deux développements sont conduits en parallèle. D’une part, Aerospace Corporation développe les nouvelles versions AE9-AP9. D’autre part, l’ONERA et le CNES développent le modèle GREEN. L’ambition de ces nouveaux modèles est de fournir une estimation plus précise de la variabilité de l’environnement radiatif sur les orbites communes. De même, dans un souci de prévision à court terme des perturbations sur une orbite donnée, il devient nécessaire d’être en mesure de fournir aux opérateurs des informations précises du type : combien de temps l’évènement en cours va-t-il durer et/ou quel niveau maximum de perturbations l’évènement actuel risque-t-il d’atteindre ?

Dans cette optique, deux études ont été menées au cours des dernières années à l'ONERA. La première a permis de définir un nouvel indice géomagnétique dédié à la caractérisation de la perturbation engendrée dans les ceintures de radiation terrestres, nommé Ca (Rochel et al., 2016). Basé sur ce nouvel indice, une étude a ensuite été menée pour caractériser les événements dits extrêmes dans les ceintures de radiation terrestres (Bernoux & Maget, 2020). Ces études nous permettent aujourd'hui d'appréhender mieux les questions de prévision à court-terme et long terme dans les ceintures de radiation terrestres. La Figure 41 illustre ce que nous souhaitons mettre en place, en particulier à travers le contrat européen H2020-SafeSpace et un contrat ESA-SSA en cours. En se basant sur les résultats de Bernoux & Maget (2020), il est possible de classer un orage géomagnétique en cours en terme d'événement décennal, centennal, etc... Cela permet de donner une information importante aux opérateurs du spatial et en déduire un « abaque » type d'évolution associée.

Radiation belts risk assessment from Ca index: major risk

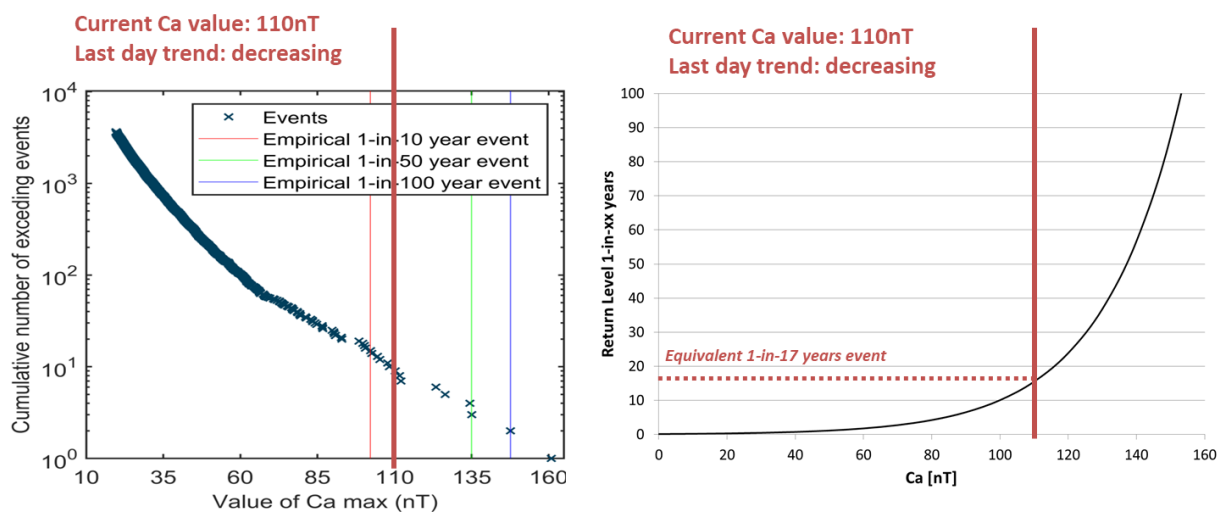


Figure 41 – Exemple d'application dédiée opérateur spatial basé sur les travaux de (Rochel et al., 2016) et (Bernoux & Maget, 2020).

Enfin, ces premières études restent des études usuelles de type déterministe. Depuis quelques années, nous développons également dans l'unité une expertise en réseau de neurones et intelligence artificielle. Ces nouveaux outils vont, dans les années à venir, par couplage avec nos développements passés ainsi que l'assimilation de données, nous permettre de proposer de nouvelles méthodes plus originales et actuelles pour répondre aux besoins de nos partenaires étatiques et industriels.

Références bibliographiques

- Abel, B., Thorne, R. M., & Vampola, A. L. (1994). Solar cyclic behavior of trapped energetic electrons in Earth's inner radiation belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *99*(A10), 19427–19431. <https://doi.org/10.1029/94JA01626>
- Albert, J. M. (2009). The coupling of quasi-linear pitch angle and energy diffusion. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*(16), 1664–1668. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2008.11.014>
- Aryan, H., Yearby, K., Balikhin, M., Agapitov, O., Krasnoselskikh, V., & Boynton, R. (2014). Statistical study of chorus wave distributions in the inner magnetosphere using Ae and solar wind parameters. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(8), 6131–6144. <https://doi.org/10.1002/2014JA019939>
- Asikainen, T., & Ruopsa, M. (2016). Solar wind drivers of energetic electron precipitation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2015JA022215. <https://doi.org/10.1002/2015JA022215>
- Baker, D. N., Kanekal, S. G., Pulkkinen, T. I., & Blake, J. B. (1999). Equinoctial and solstitial averages of magnetospheric relativistic electrons: A strong semiannual modulation. *Geophysical Research Letters*, *26*(20), 3193–3196. <https://doi.org/10.1029/1999GL003638>
- Baker, D. N., Kanekal, S. G., & Blake, J. B. (2004). Characterizing the Earth's outer Van Allen zone using a radiation belt content index. *Space Weather*, *2*(2). <https://doi.org/10.1029/2003SW000026>
- Baker, D. N., Erickson, P. J., Fennell, J. F., Foster, J. C., Jaynes, A. N., & Verronen, P. T. (2017). Space Weather Effects in the Earth's Radiation Belts. *Space Science Reviews*, *214*(1), 17. <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0452-7>
- Baker, Daniel N., & Panasyuk, M. I. (2017). Discovering Earth's radiation belts. *Physics Today*, *70*(12), 46–51. <https://doi.org/10.1063/PT.3.3791>
- Battistoni, G., Cerutti, F., Fassò, A., Ferrari, A., Muraro, S., Ranft, J., et al. (2007). The FLUKA code: description and benchmarking. *AIP Conference Proceedings*, *896*(1), 31–49. <https://doi.org/10.1063/1.2720455>
- Benacquista, R. (2017, November 23). *Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation Terrestres* (thesis). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2017ESAE0029>
- Bernoux, G., & Maget, V. (2020). Characterizing Extreme Geomagnetic Storms Using Extreme Value Analysis: A Discussion on the Representativeness of Short Data Sets. *Space Weather*, *18*(6), e2020SW002450. <https://doi.org/10.1029/2020SW002450>
- Beutier, T. (1993, January 1). *Modélisation tridimensionnelle pour l'étude de la dynamique des ceintures de radiation* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/1993ESAE0012>
- Beutier, T., Boscher, D., & France, M. (1995). SALAMMBO: A three-dimensional simulation of the proton radiation belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *100*(A9), 17181–17188. <https://doi.org/10.1029/94JA02728>
- Bocquet, M., & Sakov, P. (2014). An iterative ensemble Kalman smoother. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *140*(682), 1521–1535. <https://doi.org/10.1002/qj.2236>
- Borovsky, J. E. (1986). Magnetic pumping by magnetosonic waves in the presence of noncompressive electromagnetic fluctuations. *The Physics of Fluids*, *29*(10), 3245–3260. <https://doi.org/10.1063/1.865842>
- Borovsky, J. E., & Shprits, Y. (2017). Is the Dst Index Sufficient to Define All Geospace Storms? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017JA024679. <https://doi.org/10.1002/2017JA024679>
- Borovsky, J. E., Thomsen, M. F., & Elphic, R. C. (1998). The driving of the plasma sheet by the solar wind. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *103*(A8), 17617–17639. <https://doi.org/10.1029/97JA02986>
- Bourdarie, S. (1996). *Modélisation de la dynamique des ceintures de radiations à l'échelle de l'orage magnétique*. Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/1996ESAE0020>

- Bourdarie, S. A., & Maget, V. F. (2012). Electron radiation belt data assimilation with an ensemble Kalman filter relying on the Salammbô code. *Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences*, 30(6), 929.
- Brautigam, D. H., & Albert, J. M. (2000). Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A1), 291–309. <https://doi.org/10.1029/1999JA900344>
- Camporeale, E., Delzanno, G. L., Zaharia, S., & Koller, J. (2013a). On the numerical simulation of particle dynamics in the radiation belt: 2. Procedure based on the diagonalization of the diffusion tensor. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6), 3476–3484. <https://doi.org/10.1002/jgra.50278>
- Camporeale, E., Delzanno, G. L., Zaharia, S., & Koller, J. (2013b). On the numerical simulation of particle dynamics in the radiation belt. Part I: implicit and semi-implicit schemes. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, n/a–n/a. <https://doi.org/10.1002/jgra.50293>
- Chambodut, A., Marchaudon, A., Lathuillère, C., Menvielle, M., & Foucault, E. (2015). New hemispheric geomagnetic indices α with 15 min time resolution. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(11), 9943–9958. <https://doi.org/10.1002/2015JA021479>
- Charbonneau, P. (2010). Dynamo Models of the Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 7(1), 3. <https://doi.org/10.12942/lrsp-2010-3>
- Combiér, N., Claret, A., Laurent, P., Maget, V., Boscher, D., Ferrari, A., & Brugger, M. (2017). Improvements of FLUKA Calculation of the Neutron Albedo. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1), 614–621. <https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2611019>
- Cooke, D. J. (1983). Geomagnetic-Cutoff Distribution Functions for Use in Estimating Detector Response to Neutrinos of Atmospheric Origin. *Physical Review Letters*, 51(4), 320–323. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.51.320>
- Dahmen, N., Rogier, F., & Maget, V. (2020). On the modelling of highly anisotropic diffusion for electron radiation belt dynamic codes. *Computer Physics Communications*, 254, 107342. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107342>
- Davis, L., & Chang, D. B. (1962). On the effect of geomagnetic fluctuations on trapped particles. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 67(6), 2169–2179. <https://doi.org/10.1029/JZ067i006p02169>
- Denton, M. H., Borovsky, J. E., Skoug, R. M., Thomsen, M. F., Lavraud, B., Henderson, M. G., et al. (2006). Geomagnetic storms driven by ICME-and CIR-dominated solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 111(A7), A07S07.
- Desorgher, L., Flückiger, E. O., Gurtner, M., Moser, M. R., & Büttikofer, R. (2005). Atmocosmics: a geant 4 code for computing the interaction of cosmic rays with the earth's atmosphere. *International Journal of Modern Physics A*, 20(29), 6802–6804. <https://doi.org/10.1142/S0217751X05030132>
- Dessler, A. J. (1968). Solar Wind Interactions and the Magnetosphere. In R. L. Carovillano, J. F. McClay, & H. R. Radoski (Eds.), *Physics of the Magnetosphere* (pp. 65–105). Dordrecht: Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-94-010-3467-8_2
- Diu, B. (Ed.). (1989). *Éléments de physique statistique*. Paris: Hermann.
- Droniou, J. (2014). Finite volume schemes for diffusion equations: Introduction to and review of modern methods. *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, 24(08), 1575–1619. <https://doi.org/10.1142/S0218202514400041>
- Dungey, J. W. (1961). Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones. *Physical Review Letters*, 6(2), 47–48. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47>
- Elkington, S. R., Hudson, M. K., & Chan, A. A. (1999). Acceleration of relativistic electrons via drift-resonant interaction with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations. *Geophysical Research Letters*, 26(21), 3273–3276. <https://doi.org/10.1029/1999GL003659>
- Evensen, G. (1994). Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 99(C5), 10143–10162. <https://doi.org/10.1029/94JC00572>

- Evensen, G. (2003). The Ensemble Kalman Filter: theoretical formulation and practical implementation. *Ocean Dynamics*, 53(4), 343–367. <https://doi.org/10.1007/s10236-003-0036-9>
- Evensen, G. (2009). *Data Assimilation*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-03711-5>
- Fälthammar, C.-G. (1965). Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 70(11), 2503–2516. <https://doi.org/10.1029/JZ070i011p02503>
- Fei, Y., Chan, A. A., Elkington, S. R., & Wiltberger, M. J. (2006). Radial diffusion and MHD particle simulations of relativistic electron transport by ULF waves in the September 1998 storm. *J. Geophys. Res.*, 111, A12209.
- Ferrari, A., Sala, P. R., Fassò, A., & Ranft, J. (2005). *FLUKA: A multi-particle transport code (program version 2005)*. Geneva: CERN.
- Forsyth, C., Rae, I. J., Murphy, K. R., Freeman, M. P., Huang, C.-L., Spence, H. E., et al. (2016). What effect do substorms have on the content of the radiation belts? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(7), 6292–6306. <https://doi.org/10.1002/2016JA022620>
- Foster, J. C., Erickson, P. J., Omura, Y., Baker, D. N., Kletzing, C. A., & Claudepierre, S. G. (2017). Van Allen Probes observations of prompt MeV radiation belt electron acceleration in nonlinear interactions with VLF chorus. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(1), 324–339. <https://doi.org/10.1002/2016JA023429>
- Glauert, S. A., Horne, R. B., & Meredith, N. P. (2014). Three-dimensional electron radiation belt simulations using the BAS Radiation Belt Model with new diffusion models for chorus, plasmaspheric hiss, and lightning-generated whistlers. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 119(1), 268–289. <https://doi.org/10.1002/2013JA019281>
- Hartinger, M., Angelopoulos, V., Moldwin, M. B., Glassmeier, K.-H., & Nishimura, Y. (2011). Global energy transfer during a magnetospheric field line resonance. *Geophysical Research Letters*, 38(12). <https://doi.org/10.1029/2011GL047846>
- Hasegawa, H., Kitamura, N., Saito, Y., Nagai, T., Shinohara, I., Yokota, S., et al. (2016). Decay of mesoscale flux transfer events during quasi-continuous spatially extended reconnection at the magnetopause. *Geophysical Research Letters*, 43(10), 4755–4762. <https://doi.org/10.1002/2016GL069225>
- Hathaway, D. H. (2015). The Solar Cycle. *Living Reviews in Solar Physics*, 12(1), 4. <https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-4>
- Herrera, D., Maget, V. F., & Sicard-Piet, A. (2016). Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(10), 2016JA022825. <https://doi.org/10.1002/2016JA022825>
- Herrera, Damien. (2017, October 9). *Prise en compte du temps local dans la modélisation des ceintures de radiation terrestres* (thesis). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2017ESAE0015>
- Hirsch, C. (2007). The Mathematical Models for Fluid Flow Simulations at Various Levels of Approximation. In C. Hirsch (Ed.), *Numerical Computation of Internal and External Flows (Second Edition)* (pp. 21–25). Oxford: Butterworth-Heinemann. <https://doi.org/10.1016/B978-075066594-0/50040-0>
- Hudson, M. K., Denton, R. E., Lessard, M. R., Miftakhova, E. G., & Anderson, R. R. (2004). A study of Pc-5 ULF oscillations. *Annales Geophysicae*, 22(1), 289–302. <https://doi.org/10.5194/angeo-22-289-2004>
- Kane, R. P. (2005). Sun–Earth relation: Historical development and present status – A brief review. *Advances in Space Research*, 35(5), 866–881. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.03.142>
- Kivelson, M. G., & Russell, C. T. (Eds.). (1995). *Introduction to Space Physics* (1st Edition). Cambridge ; New York: Cambridge University Press.
- Lam, H.-L. (2017). On the predictive potential of Pc5 ULF waves to forecast relativistic electrons based on their relationships over two solar cycles. *Space Weather*, 15(1), 163–179. <https://doi.org/10.1002/2016SW001492>

- Lejosne, S. (2013, September 30). *Modélisation du phénomène de diffusion radiale au sein des ceintures de radiation terrestres par technique de changement d'échelle* (These de doctorat). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2013ESAE0027>
- Lejosne, S. (2019). Analytic Expressions for Radial Diffusion. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124(6), 4278–4294. <https://doi.org/10.1029/2019JA026786>
- Lejosne, S. (2020). Electromagnetic Radial Diffusion in the Earth's Radiation Belts as Determined by the Solar Wind Immediate Time History and a Toy Model for the Electromagnetic Fields. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125(6), e2020JA027893. <https://doi.org/10.1029/2020JA027893>
- Lejosne, S., & Kollmann, P. (2020). Radiation Belt Radial Diffusion at Earth and Beyond. *Space Science Reviews*, 216(1), 19. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-0642-6>
- Lejosne, S., Boscher, D., Maget, V., & Rolland, G. (2012). Bounce-averaged approach to radial diffusion modeling: From a new derivation of the instantaneous rate of change of the third adiabatic invariant to the characterization of the radial diffusion process. *Journal of Geophysical Research*, 117(A8), A08231.
- Lejosne, S., Boscher, D., Maget, V., & Rolland, G. (2013). Deriving electromagnetic radial diffusion coefficients of radiation belt equatorial particles for different levels of magnetic activity based on magnetic field measurements at geostationary orbit. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6), 3147–3156. <https://doi.org/10.1002/jgra.50361>
- Lermusiaux, P. F. J., Chiu, C. S., Gawarkiewicz, G. G., Abbot, P., Robinson, A. R., Miller, R. N., et al. (2006). Quantifying uncertainties in ocean predictions. *Oceanography*, 19(SPL.ISS. 1), 90–103. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2006.93>
- Liu, W. W., Rostoker, G., & Baker, D. N. (1999). Internal acceleration of relativistic electrons by large-amplitude ULF pulsations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 104(A8), 17391–17407. <https://doi.org/10.1029/1999JA900168>
- Lyons, L. R., & Thorne, R. M. (1973). Equilibrium structure of radiation belt electrons. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 78(13), 2142–2149. <https://doi.org/10.1029/JA078i013p02142>
- Ma, Q., Li, W., Thorne, R. M., Ni, B., Kletzing, C. A., Kurth, W. S., et al. (2015). Modeling inward diffusion and slow decay of energetic electrons in the Earth's outer radiation belt. *Geophysical Research Letters*, 2014GL062977. <https://doi.org/10.1002/2014GL062977>
- Maget, V., Bourdarie, S., Boscher, D., & Friedel, R. H. W. (2007). Data assimilation of LANL satellite data into the Salammbô electron code over a complete solar cycle by direct insertion. *Space Weather*, 5(10), S10003.
- Maget, V., Bourdarie, S., & Boscher, D. (2008). Direct Data Assimilation Over Solar Cycle Time-Scales to Improve Proton Radiation Belt Models. *Nuclear Science, IEEE Transactions On*, 55(4), 2188–2196.
- Maget, V., Bourdarie, S., & Rolland, G. (2013). Characterizing Solar Energetic Particles Access to any Earth-Space Location. *IEEE Transactions on Nuclear Science, PP(99)*, 1–7. <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2233756>
- Maget, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Boscher, D., Rolland, G., Ecoffet, R., & Lorgeve, E. (2014). Unfolding JASON-2/ICARE-NG High-Energy Particles Measurements Using a Singular Value Decomposition Approach. *IEEE Transactions on Nuclear Science, Early Access Online*. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2300161>
- Maget, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., & Sandberg, I. (2015). Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbô-EnKF code. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(7), 2015JA021001. <https://doi.org/10.1002/2015JA021001>
- Maget, Vincent. (2007, January 1). *Développement et comparaison de méthodes d'assimilation de données appliquées à la restitution de la dynamique des ceintures de radiation terrestres* (These de doctorat). Toulouse, ISAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2007ESAE0012>

- McComas, D. J., Ebert, R. W., Elliott, H. A., Goldstein, B. E., Gosling, J. T., Schwadron, N. A., & Skoug, R. M. (2008). Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophysical Research Letters*, *35*(18), L18103. <https://doi.org/10.1029/2008GL034896>
- Mead, G. D., & Fairfield, D. H. (1975). A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, *80*(4), 523–534. <https://doi.org/10.1029/JA080i004p00523>
- Miyoshi, Y. S., Jordanova, V. K., Morioka, A., & Evans, D. S. (2004). Solar cycle variations of the electron radiation belts: Observations and radial diffusion simulation. *Space Weather*, *2*(10). <https://doi.org/10.1029/2004SW000070>
- Nordbotten, J. M., Aavatsmark, I., & Eigestad, G. T. (2007). Monotonicity of control volume methods. *Numerische Mathematik*, *106*(2), 255–288. <https://doi.org/10.1007/s00211-006-0060-z>
- Northrop, T. G. (1963). Adiabatic charged-particle motion. *Reviews of Geophysics*, *1*(3), 283–304. <https://doi.org/10.1029/RG001i003p00283>
- O’Brien, T. P., Claudepierre, S. G., Guild, T. B., Fennell, J. F., Turner, D. L., Blake, J. B., et al. (2016). Inner zone and slot electron radial diffusion revisited. *Geophysical Research Letters*, *2016GL069749*. <https://doi.org/10.1002/2016GL069749>
- Olson, W. P., & Pfizter, K. A. (1974). A quantitative model of the magnetospheric magnetic field. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, *79*(25), 3739–3748. <https://doi.org/10.1029/JA079i025p03739>
- Onsager, T. G., Rostoker, G., Kim, H.-J., Reeves, G. D., Obara, T., Singer, H. J., & Smithtro, C. (2002). Radiation belt electron flux dropouts: Local time, radial, and particle-energy dependence. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *107*(A11), SMP 21-1–SMP 21-11. <https://doi.org/10.1029/2001JA000187>
- Orlova, K., & Shprits, Y. (2014). Model of lifetimes of the outer radiation belt electrons in a realistic magnetic field using realistic chorus wave parameters. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(2), 770–780. <https://doi.org/10.1002/2013JA019596>
- Ozeke, L. G., Mann, I. R., Murphy, K. R., Rae, I. J., & Milling, D. K. (2014). Analytic expressions for ULF wave radiation belt radial diffusion coefficients. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *119*(3), 1587–1605. <https://doi.org/10.1002/2013JA019204>
- Pawula, R. F. (1967). Approximation of the Linear Boltzmann Equation by the Fokker-Planck Equation. *Physical Review*, *162*(1), 186–188. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.162.186>
- Petrinec, S. M., & Russell, C. T. (1996). Near-Earth magnetotail shape and size as determined from the magnetopause flaring angle. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *101*(A1), 137–152. <https://doi.org/10.1029/95JA02834>
- Pierrard, V., & Stegen, K. (2008). A three-dimensional dynamic kinetic model of the plasmasphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *113*(A10). <https://doi.org/10.1029/2008JA013060>
- Reeves, G. D., McAdams, K. L., Friedel, R. H. W., & O’Brien, T. P. (2003). Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms. *Geophysical Research Letters*, *30*(10), n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2002GL016513>
- Reeves, Geoffrey D., Friedel, R. H. W., Larsen, B. A., Skoug, R. M., Funsten, H. O., Claudepierre, S. G., et al. (2016). Energy-dependent dynamics of keV to MeV electrons in the inner zone, outer zone, and slot regions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *2015JA021569*. <https://doi.org/10.1002/2015JA021569>
- Reitz, G. (1993). Radiation Environment in the Stratosphere. *Radiation Protection Dosimetry*, *48*(1), 5–20. <https://doi.org/10.1093/oxfordjournals.rpd.a081837>
- Risken, H., & Frank, T. (1996). *The Fokker-Planck Equation: Methods of Solution and Applications* (2nd ed.). Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61544-3>
- Rochel, S., Boscher, D., Benacquista, R., & Roussel, J. F. (2016). A radiation belt disturbance study from the space weather point of view. *Acta Astronautica*, *128*, 650–656. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2016.07.012>
- Roederer, J. G. (1970). *Dynamics of geomagnetically trapped radiation*. Springer-Verlag.

- Roederer, J. G., & Zhang, H. (2014). *Dynamics of Magnetically Trapped Particles: Foundations of the Physics of Radiation Belts and Space Plasmas* (2nd ed.). Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-41530-2>
- Russell, C. T. (2000). The solar wind interaction with the Earth's magnetosphere: a tutorial. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 28(6), 1818–1830. <https://doi.org/10.1109/27.902211>
- Santos Costa, D. (2001, January 1). *Modélisation des ceintures de radiation d'électrons de Jupiter internes à Io* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2001ESAE0010>
- Sauvaud, J. A. (2002). Earth magnetosphere. Space environment : Prevention and Risks related to Spacecraft Charging, p. page 81.
- Schulz, M., & Lanzerotti, L. J. (1974). *Particle Diffusion in the Radiation Belts*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-65675-0>
- Schulz, MICHAEL. (1991). 2 - The Magnetosphere. In J. A. Jacobs (Ed.), *Geomagnetism* (pp. 87–293). London: Academic Press. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-378674-6.50008-X>
- Selesnick, R. S. (2015). High energy radiation belt electrons from CRAND. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2014JA020963. <https://doi.org/10.1002/2014JA020963>
- Selesnick, R. S., Hudson, M. K., & Kress, B. T. (2013). Direct observation of the CRAND proton radiation belt source. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(12), 7532–7537. <https://doi.org/10.1002/2013JA019338>
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., et al. (1998). Magnetopause location under extreme solar wind conditions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 103(A8), 17691–17700. <https://doi.org/10.1029/98JA01103>
- Sicard, A. (2004, January 1). *Modélisation des ceintures de radiation d'électrons et d'ions de Jupiter* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2004ESAE0007>
- Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., & Maget, V. (2014a). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis. *Ann. Geophys.*, 32(8), 1059–1071. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014>
- Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., & Maget, V. (2014b). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis. *Ann. Geophys.*, 32(8), 1059–1071. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014>
- Smart, D. (1999). Calculated vertical cutoff rigidities for the International Space Station during magnetically quiet times. In *International Cosmic Ray Conference* (Vol. 7, p. 394). Retrieved from <http://adsabs.harvard.edu/full/1999ICRC....7..394S>
- Smart, D. F., & Shea, M. A. (2003). The space-developed dynamic vertical cutoff rigidity model and its applicability to aircraft radiation dose. *Advances in Space Research*, 32(1), 103–108.
- Smart, D. F., & Shea, M. A. (2005). A review of geomagnetic cutoff rigidities for earth-orbiting spacecraft. *Advances in Space Research*, 36(10), 2012–2020.
- Smart, D. F., Shea, M. A., Tylka, A. J., & Boberg, P. R. (2006). A geomagnetic cutoff rigidity interpolation tool: accuracy verification and application to space weather. *Advances in Space Research*, 37(6), 1206–1217.
- Stern, D. P. (1977). Large-scale electric fields in the Earth's magnetosphere. *Reviews of Geophysics*, 15(2), 156–194. <https://doi.org/10.1029/RG015i002p00156>
- Störmer, C. (1956). The polar aurora. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 82(351), 115–115. <https://doi.org/10.1002/qj.49708235123>
- Summers, D., Ni, B., & Meredith, N. P. (2007). Timescales for radiation belt electron acceleration and loss due to resonant wave-particle interactions: 1. Theory. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A4). <https://doi.org/10.1029/2006JA011801>
- Thorne, R. M. (2010). Radiation belt dynamics: The importance of wave-particle interactions. *Geophysical Research Letters*, 37(22), n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2010GL044990>
- Tsurutani, B. T., & Smith, E. J. (1974). Postmidnight chorus: A substorm phenomenon. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 79(1), 118–127. <https://doi.org/10.1029/JA079i001p00118>

- Tsyganenko, N. A. (1989). A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet. *Planetary and Space Science*, 37(1), 5–20. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(89\)90066-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(89)90066-4)
- Tsyganenko, N. A., & Sitnov, M. I. (2007). Magnetospheric configurations from a high-resolution data-based magnetic field model. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 112(A6). <https://doi.org/10.1029/2007JA012260>
- Turner, D. L., Morley, S. K., Miyoshi, Y., Ni, B., & Huang, C.-L. (2012). Outer Radiation Belt Flux Dropouts: Current Understanding and Unresolved Questions. *Geophysical Monograph Series*, 199, 195–212. <https://doi.org/10.1029/2012GM001310>
- Vacaresse, A., Boscher, D., Bourdarie, S., Blanc, M., & Sauvaud, J. A. (1999). Modeling the high-energy proton belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 104(A12), 28601–28613. <https://doi.org/10.1029/1999JA900411>
- Varotsou, A. (2005, January 1). *Utilisation de modèles physiques pour comprendre la dynamique des ceintures de radiation d'électrons de la Terre* (These de doctorat). Toulouse, ENSAE. Retrieved from <http://www.theses.fr/2005ESAE0032>
- Varotsou, A., Boscher, D., Bourdarie, S., Horne, R. B., Meredith, N. P., Glauert, S. A., & Friedel, R. H. (2008). Three-dimensional test simulations of the outer radiation belt electron dynamics including electron-chorus resonant interactions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 113(A12), n/a–n/a. <https://doi.org/10.1029/2007JA012862>
- Vassiliadis, D., Klimas, A. J., Kanekal, S. G., Baker, D. N., & Weigel, R. S. (2002). Long-term-average, solar cycle, and seasonal response of magnetospheric energetic electrons to the solar wind speed. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 107(A11), SMP 22-1–SMP 22-18. <https://doi.org/10.1029/2001JA000506>
- Volland, H. (1973). A semiempirical model of large-scale magnetospheric electric fields. *Journal of Geophysical Research*, 78(1), 171–180. <https://doi.org/10.1029/JA078i001p00171>
- Weimer, D. R. (2001). An improved model of ionospheric electric potentials including substorm perturbations and application to the Geospace Environment Modeling November 24, 1996, event. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A1), 407–416. <https://doi.org/10.1029/2000JA000604>
- Wentworth, R. C., MacDonald, W. M., & Singer, S. F. (1959). Lifetimes of Trapped Radiation Belt Particles Determined by Coulomb Scattering. *The Physics of Fluids*, 2(5), 499–509. <https://doi.org/10.1063/1.1705940>
- Wing, S., Johnson, J. R., Camporeale, E., & Reeves, G. D. (2016). Information theoretical approach to discovering solar wind drivers of the outer radiation belt. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(10), 9378–9399. <https://doi.org/10.1002/2016JA022711>
- Xiang, Z., Li, X., Selesnick, R., Temerin, M. A., Ni, B., Zhao, H., et al. (2019). Modeling the Quasi-Trapped Electron Fluxes From Cosmic Ray Albedo Neutron Decay (CRAND). *Geophysical Research Letters*, 46(4), 1919–1928. <https://doi.org/10.1029/2018GL081730>
- Xu, J., He, Z., Baker, D. N., Roth, I., Wang, C., Kanekal, S. G., et al. (n.d.). Characteristics of high energy proton responses to geomagnetic activities in the inner radiation belt observed by the RBSP satellite. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 0(ja). <https://doi.org/10.1029/2018JA026205>
- Zhao, H., & Li, X. (2013). Inward shift of outer radiation belt electrons as a function of Dst index and the influence of the solar wind on electron injections into the slot region. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(2), 756–764. <https://doi.org/10.1029/2012JA018179>
- Zhao, H., Baker, D. N., Jaynes, A. N., Li, X., Elkington, S. R., Kanekal, S. G., et al. (2017). On the relation between radiation belt electrons and solar wind parameters/geomagnetic indices: Dependence on the first adiabatic invariant and L*. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 122(2), 1624–1642. <https://doi.org/10.1002/2016JA023658>

CV, activités liées à la recherche et publications

1.1 Identité

MAGET Vincent

Né le : 25/10/1979 à Blois (41)

Nationalité : Française

1.2 Formation initiale

- 2007 - Doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (SUPAERO), avec félicitations du jury, ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales), Toulouse.
- 2004 - DEA Astrophysique, Planétologie, Sciences et Techniques Spatiales, mention TB, Université Paul Sabatier, Toulouse.
- 2004 - Diplôme d'ingénieur de l'école SUPAERO, Toulouse (31), option Sciences et Techniques Spatiales et approfondissement Avionique et Architecture Informatique des véhicules spatiaux.
- 1998-2000 – Classes préparatoires (MPSI, PSI*) au Lycée Pothier, Orléans (45).
- 1997 - Baccalauréat S, mention B, lycée Dessaignes, Blois (41).

1.3 Parcours professionnel

- Depuis 2008 : Ingénieur de Recherches à l'ONERA/DESP (maintenant DPHY) sur la modélisation des ceintures de radiation de la Terre et l'assimilation de données.
- 2007-2008 : Ingénieur à C-S Toulouse, département Dynamique du Vol et Simulation, Conception logicielle et développement du centre de mécanique spatiale des satellites militaires ELISA.
- 2004-2007 : Thèse -" Restitution/prédiction de la dynamique des ceintures de radiation par méthodes d'assimilation de données"- à l'ONERA-Centre de Toulouse dans le Département Environnement SPatial (DESP).
- 2002-2003 : Année de césure - "Suivi en vol et déstockage des gyromètres de Spot 4, Helios 1A et 1B", EADS-ASTRIUM, Toulouse.

1.4 Responsabilités et investissement scientifique

- 2020-2022 : Responsable de contrat ESA-SSA regroupant 6 laboratoires Européens
- Depuis 2020 : Principal Investigator du détecteur miniaturisé de mesures des radiations sur le projet CREME
- Depuis 2020 : Membre du Groupe de Travail Soleil Héliosphère Magnétosphère (SHM CNES)

- Depuis 2019 : En charge du réseau interne ONERA de développement de l'axe de recherche autour des nanosats, et responsable de la feuille de route associée.
- Depuis 2017 : Editeur au journal à comité de lecture Annales Geophysicae.
- Depuis 2017 : Membre du comité scientifique INSU-PNST (Programme National Soleil-Terre).
- Depuis 2016 : Membre du comité de pilotage du CSUT (Centre Spatial Universitaire de Toulouse).
- Depuis 2012 : Vice-chair du panel PRBEM (Panel on Radiation Belts Environment and Modelling) au COSPAR.
- 2004 : Prix de l'ONERA-ISAE pour le stage de DEA réalisé à l'ONERA sur l'impact de la comète Shoemaker-Levy sur la dynamique des ceintures de radiation joviennes.
- 13 communications invitées dans des colloques nationaux et internationaux.
- Referee régulier pour les journaux : Journal of Geophysical Research, Geophysical Research Letters, Acta Astronautica, Proceedings RADECS (IEEE Trans. Nuc. Sci.), Annales Geophysicae.
- Referee de plusieurs propositions scientifiques NSF.
- Participation à des projets européens (FP7) et au montage de projets européens (FP7, H2020)

1.5 Enseignement

Depuis 2005, je suis vacataire enseignant à l'ISAE (Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace) pour la formation SUPAERO. Dans ce cadre-ci, j'ai d'abord donné des cours de conception satellite (du fait de ma formation ingénieur), puis depuis 2009 je donne des cours d'environnement spatial sous deux formes :

- TP sur le logiciel OMERE de 3h pour appréhender de manière pratique les spécifications de l'environnement radiatif terrestre et leurs effets sur satellites (étudiants de dernière année de Supaéro) ;
- Cours en Anglais de 3h (Master européen) sur la sensibilité des orbites aux radiations, en insistant sur la sensibilité au niveau système même plutôt que simplement composant, complété par une introduction à la météorologie spatiale.

Je réalise également une introduction à l'environnement radiatif et ses effets à l'université Paul Sabatier (formation MSAS) de 3h. Enfin, je suis intervenant auprès de l'organisme EUROSAS de formation continue sur les mêmes thèmes. Je donne en particulier un TP sur le logiciel OMERE de 3h, et je réalise une introduction à l'environnement radiatif et ses effets, couplé au TP OMERE sur une journée (6h), en français ou en anglais. Cette dernière activité d'enseignement est plus aléatoire en fonction des besoins industriels. En 2017, je suis intervenu une fois auprès d'EUROSAS, en 2018, je suis intervenu deux fois et deux fois également en 2019.

1.6 Encadrement

Depuis 2010, j'ai dirigé ou co-dirigé 6 stages et 4 thèses :

1.6.1 Thèses

- 2020-présent : Encadrant (direction assurée par O. Pannekoucke du CNRM) de la thèse de Martin Sabathier dédiée à la refonte du cœur d'assimilation adapté aux ceintures de radiation.
- 2017-2020 : Direction (dérogation HdR par l'école doctorale AA de l'ISAE) de la thèse de Nourallah Dahmen à l'ONERA, cofinancement CNES, intitulée « Mise en place d'un schéma implicite volumes finis dans la modélisation Salammbô ». La direction de cette thèse se fait en partenariat avec François Rogier de l'ONERA DTIS et a démarré en octobre 2017.
- 2017 (juin à novembre) : encadrement de la fin de thèse de Rémi Bénacquista, pour palier à l'absence temporaire de ces encadrants. Le sujet de thèse était « Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation terrestres ». Rémi Bénacquista a soutenu sa thèse avec succès.
- 2014-2017 : Co-direction, avec Sébastien Bourdarie, de la thèse de Damien Herrera à l'ONERA, cofinancement CNES, intitulée « Ajout de la dimension temps local dans la modélisation Salammbô ». J'ai encadré cette thèse environ à 90%, Sébastien Bourdarie n'étant intervenu que pour des points d'avancement. Damien Herrera a soutenu sa thèse avec succès et a obtenu les félicitations "orales" du jury.
- 2010-2013 : Co-direction, avec Daniel Boscher, de la thèse de Solène Lejosne, à l'ONERA, cofinancement CNES, intitulée « Modélisation du phénomène de diffusion radiale au sein des ceintures de radiation terrestres par technique de changement d'échelle ». J'ai encadré cette thèse environ à 50%. Solène Lejosne a soutenu sa thèse avec succès et a obtenu les félicitations "orales" du jury.

1.6.2 Stages

- 2020 : Encadrement du stage de Master 2 de Martin Sabathier intitulé « Météorologie et climatologie de l'Espace dans les ceintures de radiation terrestres : Méthodes d'assimilation de données appliquées aux codes Salammbô », de Mars à Août 2020.
- 2017 : Encadrement du projet d'initiation à la recherche de Guillaume Bernoux intitulé « Caractérisation des événements extrêmes par méthodes EVA : application à la météorologie spatiale », d'Avril à Juin 2017.
- 2016 : Encadrement de stage de Master d'Arthur Garcin intitulé « Prise en compte des contraintes radiatives et optimisation de l'architecture du nanosatellite NIMPH », de Juillet à Septembre 2016.

- 2014 : Encadrement du stage de Master 2 de Damien Herrera intitulé « Analyse des pertes rapides par traversée de la magnétopause par méthode de superposition d'événements », de Mars à Juin 2014.
- 2012 : Encadrement du stage de Master 2 d'Elodie Garault, "Modélisation de la diffusion radiale à partir de modèles de champs magnétiques dynamiques", de Mars à Juillet 2012.
- 2010 : Direction du stage de Master 2 de Solène Lejosne, "Analyse des données NOAA-POES pour mieux définir les conditions limites du modèle Salammbô", de Mars à Juillet 2010.

Articles sélectionnés

Ces articles choisis permettent d’approfondir les résumés des travaux de recherches que j’ai menés sur les différents thèmes présentés dans la première partie de ce document. En voici la liste et le lien avec les parties précédentes :

1. Développements conduits autour de l’assimilation de données :

Bourdarie, S. A. and Maget, V. F.: Electron radiation belt data assimilation with an ensemble Kalman filter relying on the Salammbô code, *Ann. Geophys.*, 30, 929–943, <https://doi.org/10.5194/angeo-30-929-2012>, 2012.

Maget, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., and Sandberg, I. (2015), Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbô-EnKF code, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 5608– 5622, doi:10.1002/2015JA021001.

2. Développements conduits autour de la modélisation Salammbô :

V. Maget, S. Bourdarie and G. Rolland, "Characterizing Solar Energetic Particles Access to any Earth-Space Location," in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, no. 4, pp. 2404-2410, Aug. 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2233756.

Herrera, D., Maget, V. F., and Sicard-Piet, A. (2016), Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, 9517– 9530, doi:10.1002/2016JA022825.

3. Développements conduits autour du cœur numérique de Salammbô :

Dahmen, N., Rogier, F., and Maget, V., “On the modelling of highly anisotropic diffusion for electron radiation belt dynamic codes”, *Computer Physics Communications*, vol. 254, 2020. doi:10.1016/j.cpc.2020.107342.

4. Développements conduits autour de la thématique Météorologie de l’Espace :

Bernoux, G., & Maget, V. (2020). Characterizing extreme geomagnetic storms using extreme value analysis: A discussion on the representativeness of short data sets. *Space Weather*, 18, e2020SW002450. <https://doi.org/10.1029/2020SW002450>

Liste de mes publications

- [L1] Bourdarie, S., **Maget**, V., Friedel, R., Boscher, D., Sicard, A., & Lazaro, D. (2007). Complementarity of Measurements and Models in Reproducing Earth's Radiation Belt Dynamics. In J. Lilensten (Ed.), *Space Weather* (pp. 219–229). Springer Netherlands. Retrieved from http://link.springer.com/chapter/10.1007/1-4020-5446-7_20
- [P1] **Maget**, V., Bourdarie, S., Boscher, D., & Friedel, R. H. W. (2007). Data assimilation of LANL satellite data into the Salammbô electron code over a complete solar cycle by direct insertion. *Space Weather*, 5(10), S10003.
- [P2] **Maget**, V., Bourdarie, S., & Boscher, D. (2008). Direct Data Assimilation Over Solar Cycle Time-Scales to Improve Proton Radiation Belt Models. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 55(4), 2188–2196.
- [P3] Bourdarie, S. A., & **Maget**, V. F. (2012). Electron radiation belt data assimilation with an ensemble Kalman filter relying on the Salammbô code. *Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheresand Space Sciences*, 30(6), 929.
- [P4] Lejosne, S., Boscher, D., **Maget**, V., & Rolland, G. (2012). Bounce-averaged approach to radial diffusion modeling: From a new derivation of the instantaneous rate of change of the third adiabatic invariant to the characterization of the radial diffusion process. *Journal of Geophysical Research*, 117(A8), A08231.
- [P5] Horne, R. B., Glauert, S. A., Meredith, N. P., **Maget** V., Koskinen, H., Vainio, R., Afanasiev, A., et al. (2013). Forecasting the Earth's radiation belts and modelling solar energetic particle events: Recent results from SPACECAST. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 3, A20. <https://doi.org/10.1051/swsc/2013042>
- [P6] Lejosne, S., Boscher, D., **Maget**, V., & Rolland, G. (2013). Deriving electromagnetic radial diffusion coefficients of radiation belt equatorial particles for different levels of magnetic activity based on magnetic field measurements at geostationary orbit. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6), 3147–3156. <https://doi.org/10.1002/jgra.50361>
- [P7] **Maget**, V., Bourdarie, S., & Rolland, G. (2013). Characterizing Solar Energetic Particles Access to any Earth-Space Location. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(4), 2404–2410. <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2233756>
- [P8] Horne, R. B., Glauert, S. A., Meredith, N. P., Boscher, D., **Maget**, V., Heynderickx, D., & Pitchford, D. (2013). Space weather impacts on satellites and forecasting the Earth's electron radiation belts with SPACECAST. *Space Weather*, n/a–n/a. <https://doi.org/10.1002/swe.20023>
- [P9] Boscher, D., Cayton, T., **Maget**, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Baldran, T., et al. (2014). In-Flight Measurements of Radiation Environment on Board the Argentinean Satellite SAC-D. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(6), 3395–3400. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2365212>
- [P10] **Maget**, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Boscher, D., Rolland, G., Ecoffet, R., & Lorfèvre, E. (2014). Unfolding JASON-2/ICARE-NG High-Energy Particles Measurements Using a Singular Value Decomposition Approach. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Early Access Online. <https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2300161>

- [P11] Sicard-Piet, A., Boscher, D., Horne, R. B., Meredith, N. P., **Maget**, V. (2014). Effect of plasma density on diffusion rates due to wave particle interactions with chorus and plasmaspheric hiss: extreme event analysis. *Ann. Geophys.*, 32(8), 1059–1071. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1059-2014>
- [P12] **Maget**, V., Sicard-Piet, A., Bourdarie, S., Lazaro, D., Turner, D. L., Daglis, I. A., & Sandberg, I. (2015). Improved outer boundary conditions for outer radiation belt data assimilation using THEMIS-SST data and the Salammbó-EnKF code. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120(7), 2015JA021001. <https://doi.org/10.1002/2015JA021001>
- [P13] Matéo-Vélez, J.-C., Sicard-Piet, A., Lazaro, D., Inguibert, V., Sarrailh, P., Hess, S., **Maget** V., et al. (2016). Severe Geostationary Environments: Numerical Estimation of Spacecraft Surface Charging from Flight Data. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 53(2), 304–316. <https://doi.org/10.2514/1.A33376>
- [P14] Herrera, D., **Maget**, V. F., & Sicard-Piet, A. (2016). Characterizing magnetopause shadowing effects in the outer electron radiation belt during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(10), 2016JA022825. <https://doi.org/10.1002/2016JA022825>
- [P15] Combier, N., Claret, A., Laurent, P., **Maget**, V., Boscher, D., Ferrari, A., & Brugger, M. (2017). Improvements of FLUKA Calculation of the Neutron Albedo. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 64(1), 614–621. <https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2611019>
- [P16] Benacquista, R., Boscher, D., Rochel, S., **Maget**, V. (2018). Variations of the Electron Fluxes in the Terrestrial Radiation Belts Due To the Impact of Corotating Interaction Regions and Interplanetary Coronal Mass Ejections. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2017JA024796. <https://doi.org/10.1002/2017JA024796>
- [P17] Dahmen, N., Rogier, F., and **Maget**, V., “On the modelling of highly anisotropic diffusion for electron radiation belt dynamic codes”, *Computer Physics Communications*, vol. 254, 2020. doi:10.1016/j.cpc.2020.107342.
- [P18] Bernoux, G., & **Maget**, V. (2020). Characterizing extreme geomagnetic storms using extreme value analysis: A discussion on the representativeness of short data sets. *Space Weather*, 18, e2020SW002450. <https://doi.org/10.1029/2020SW002450>

La dynamique des ceintures de radiation terrestres : Un équilibre complexe entre processus physiques

L'ONERA est le centre français de la recherche aéronautique, spatiale et de défense. Il a été fondé en 1946 au sortir de la seconde guerre mondiale pour apporter des solutions technologiques et lever les verrous scientifiques auxquels les industries aéronautiques et spatiales françaises sont confrontées. C'est un établissement public à intérêt commercial (EPIC) dont le fonctionnement est dual. La part principale du temps de recherche est dédiée à répondre aux problématiques posées par nos partenaires industriels et étatiques sous une forme contractualisée, tandis qu'une part moindre est réservée à pérenniser notre expertise scientifique amont. Les activités de recherches et par conséquent les thèses qui y sont menées présentent toujours un caractère applicatif très prononcé.

Mots-clés :

CEINTURE RADIATION ; ASSIMILATION DONNEES ; MODELISATION ; ÉQUATION DIFFUSION

The Dynamics of the Earth Radiation Belts : A complex balance between physical interactions

In this document, I present synthetically my research project orientations over the last decade, from my PhD thesis to today. I conclude it by the perspective of research I would like to follow in the near to mid-term future.

The Earth radiation belts system is a complex one in which the dynamics are driven by many interactions of many different kinds. Modelling it thus requires interacting and digging into many different fields of research and collaborating with many scientists. In chapter 1, I focus on the radiation belts dynamics, the related physics and the foundations of their modelling. In chapter 2, I then introduce the practical case followed at ONERA with the Salammbô code, along with improvements I was able to participate to. Finally, chapter 4 presents some numerical aspects that I studied, with particular focus on data assimilation and enhance numerical scheme dedicated to our physics.

Keywords :

RADIATION BELTS ; DATA ASSIMILATION ; MODELLING ; DIFFUSION EQUATION



ONERA - BP 80100 - 91123 PALAISEAU CEDEX - Tél. : +33 1 80 38 60 60 - Fax : +33 1 80 38 65 10

www.onera.fr