



HAL
open science

Étude de l'évolution de l'environnement radiatif spatial terrestre et de sa reconstruction

François Ginisty

► **To cite this version:**

François Ginisty. Étude de l'évolution de l'environnement radiatif spatial terrestre et de sa reconstruction. Electronique. Université de Montpellier, 2023. Français. NNT : 2023UMONS012 . tel-04509487

HAL Id: tel-04509487

<https://theses.hal.science/tel-04509487v1>

Submitted on 18 Mar 2024

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.

THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En Électronique

École doctorale Information, Structures et Systèmes

Unité de recherche IES Montpellier, UMR-CNRS 5214

Étude de l'environnement radiatif spatial terrestre et de sa reconstruction

Présentée par François GINISTY

Le 11 septembre 2023

Sous la direction de Frédéric WROBEL

Devant le jury composé de

Jérôme Boch, Professeur, Université de Montpellier

Jean-François RIPOLL, HDR, CEA

Véronique FERLET-CAVOIS, HDR, ESA

Franck MADY, Professeur, Université Côte d'Azur

Mioara MANDEA, Professeure, CNES

Robert ECOFFET, Ingénieur, CNES

Alain MICHEZ, Maître de conférences, Université de Montpellier

Frédéric Wrobel, Professeur, Université de Montpellier

Président du jury

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examinatrice

Co-encadrant de thèse

Co-encadrant de thèse

Directeur de thèse



UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

Nous sommes comme des nains juchés sur des épaules de géants, de telle sorte que nous puissions voir plus de choses et de plus éloignées que n'en voyaient ces derniers. Et cela, non point parce que notre vue serait plus puissante ou notre taille avantageuse, mais parce que nous sommes portés et exhaussés par la haute stature des géants.

Bernard de Chartres - *XII^{ème} siècle*

Remerciements

À tout seigneur, tout honneur, je commencerai mes remerciements par mes deux encadrants principaux pendant ces trois années de labeur.

Tout d'abord, merci à mon directeur de thèse, Frédéric Wrobel. Merci pour tes bons et pertinents conseils, ta rigueur et ton exigence dans le travail et ta confiance tout au long de la thèse.

Merci ensuite, à mon encadrant et référent CNES, Robert Ecoffet. Je sais que c'est un sujet qui te tient très à coeur, tu as su me transmettre ta passion pour ce domaine de l'environnement radiatif spatial terrestre. Merci pour ton expertise dans ce domaine et aussi pour tes bons conseils, ton soutien psychologique et ton humour à toute épreuve. Merci de m'avoir encadré pendant ces 3 années au CNES, me faisant apprendre beaucoup sur le spatial, de m'avoir toujours soutenu pour mes projets de recherche, de conférences et de publications. Ce fut trois belles années à tes côtés, merci pour tout.

Du CNES, je remercie tout le service DTN/QE/EC qui m'a accueilli et entouré pendant toute la durée de la thèse. Merci pour la bonne humeur et la convivialité qui a régné dans nos bureaux. En particulier, je remercie le chef de service, Julien Mekki, pour son accueil et ses bons conseils. Je remercie également Marine, Nicolas et Denis d'avoir suivi et de m'avoir aidé pour mes travaux. Merci à Marie-Do et Marie-France pour leur gentillesse, leur sens de l'accueil et leur aide pour les démarches administratives.

Également, je remercie mon collègue de bureau et de thèse, Hugo ; merci pour les échanges que nous avons pu avoir, à propos de physique spatiale ou de la vie quotidienne de thésard. J'étais très heureux de partager mon bureau avec toi, et te souhaite tout le meilleur pour la suite.

Une pensée aussi pour tous les stagiaires qui ont défilés dans le service pendant ces trois années, merci pour votre bonne humeur et pour les bons moments que nous avons passés ensemble.

Enfin, du CNES, je remercie Mioara Mandea. Merci de m'avoir fait l'honneur d'accepter de m'aider pour mes travaux sur le dernier chapitre de la thèse. Cela n'était pas prévu, donc merci pour votre disponibilité, votre expertise et vos précieux conseils qui m'ont considérablement aidés.

Je remercie Alain Michez, de l'IES Montpellier, qui a accepté d'être mon co-encadrant de thèse. Merci pour ta gentillesse, ton soutien et ton aide pour mes travaux.

Merci ensuite à Véronique Ferlet-Cavrois et Jean-François Ripoll d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit. Merci pour vos précieuses corrections et des échanges que nous

avons pu avoir.

Merci aux membres du jury de ma soutenance, Franck Maddy et Jérôme Boch, président du jury. Merci pour votre intérêt pour mes travaux.

Comme le dit Bernard de Chartres dans la citation que j'ai choisie en épigraphe, je ne suis qu'un "nain juché sur des épaules de géants". Les géants dont il est question sont, en plus des personnes que je viens de nommer, mes professeurs de lycée, prépa et école qui ont participé à ma formation intellectuelle et scientifique. Je vous remercie pour votre exigence, votre volonté de transmettre et d'avoir contribué à me forger un esprit scientifique rigoureux et curieux.

Merci à la famille Debosque et aux colloqs de Ste Philo pour la première année à Toulouse. Bien que marqué par le COVID, ce fut un plaisir de partager cette année avec vous.

Et maintenant, les copains du 32! Quel pied, ma foi, que ces deux incroyables années au 32! Merci pour tout les jeunes, j'ai passé deux superbes années avec vous! Nous restons évidemment en contact, on a pas fini de s'envoyer des coups!

Un merci plus large, à tous les copains de Toulouse, je me suis bien régalé dans la belle ville rose! Merci aussi à tous ceux qui m'ont accueillis en télétravail, à Brest, Oléron, dans les Alpes, le Sud ou ailleurs.

Merci tous les amis de toujours, lycée, prépa, école ou ailleurs, merci d'avoir suivi mes travaux, de votre soutien et de votre amitié fidèle. À très vite pour des bonnes tranches de rigolade!

Enfin, je ne remercierai jamais assez ma famille! Grands parents, oncles et tantes, cousins, cousines, merci pour tous ces moments passés ensemble.

Et évidemment les parents et mes frères et soeurs. Papa, maman, merci pour tout, c'est grâce à vous que j'en suis là, merci pour l'éducation que vous m'avez donné, votre exigence, les valeurs que vous m'avez transmises et tout l'amour dont vous m'avez comblé.

Gabrielle, Tiphaine, Isaure, Grégoire et Étienne, allons-y pour un petit coup de pathos, vous savez combien vous êtes importants pour moi, merci pour tout! Pour votre intérêt pour la thèse, votre soutien indéfectible et tous les moments de joie ensemble passés et à venir.

Restons unis, gardons la pêche, et surtout, surtout...(vous avez la rève).

Résumé

L'environnement radiatif spatial terrestre est un environnement hostile pour les satellites envoyés par l'homme. Constitué de particules à haute énergie, responsables d'anomalies sur les instruments électroniques des satellites, il est primordial pour les agences spatiales internationales et les acteurs de l'industrie spatiale de connaître précisément cet environnement.

Ainsi, les scientifiques tentent de décrire et modéliser l'ensemble de l'environnement. Les modèles sont basés sur des mesures de flux de particules (protons et électrons) *in situ*. Cependant, tandis que l'objectif est de connaître les niveaux de radiations jusqu'à l'orbite géostationnaire, les mesures des flux sont moins coûteuses, plus fiables et plus robustes lorsqu'elles sont effectuées sur des satellites en orbite basse. De fait, il faudrait, avec les modèles théoriques et les mesures dont nous disposons aujourd'hui, être capable de décrire l'ensemble de l'environnement uniquement à partir des données récoltées en orbite basse.

Ainsi, l'objectif de la première partie de cette thèse est de comparer des jeux de données de mesures de flux d'électrons effectuées en orbite basse à des mesures effectuées à plus haute altitude. Nous comparons tout d'abord les flux d'électrons mesurés dans le cadre de la mission CARMEN-3 en orbite basse à ceux mesurés dans le cadre de la mission CARMEN-4. Cette comparaison s'est effectuée de juin à octobre 2019, pendant la phase de la montée en orbite géostationnaire du satellite E7C de la mission CARMEN-4. Nous présentons une fonction de projection qui permet d'estimer les flux mesurés pendant la mission CARMEN-4 à partir des flux mesurés pendant la mission CARMEN-3.

Ensuite, nous effectuons une comparaison similaire entre des mesures de flux d'électrons effectuées dans le cadre des missions CNES CARMEN-2 et CARMEN-3, et celles effectuées sur les satellites des Van Allen Probes (RBSP) de la NASA par un autre moniteur de radiation. Ces derniers satellites suivent une orbite elliptique, jusqu'à 30 600 km. La mission CARMEN-2, quant à elle, embarque l'instrument ICARE-NG sur le satellite JASON-2 qui suit la même orbite basse que le satellite JASON-3 de la mission CARMEN-3.

Nous mettons ainsi en place, à partir de méthodes utilisant des techniques d'apprentissage supervisé, une procédure qui permet d'estimer les flux mesurés par RBSP à partir des flux mesurés par les missions CARMEN-2 et 3.

Nous nous intéressons ensuite aux flux de protons mesurés dans le cadre des missions CARMEN-3 et CARMEN-4. Nous comparons ces deux jeux de données, à l'aide de méthodes statistiques classiques. Nous ne parvenons pas à établir une fonction de projection entre les mesures en orbite basse et celles effectuées à plus hautes altitudes. En revanche, cette étude nous permet de donner un encadrement restreint des flux de protons mesurés pendant les

deux missions.

Enfin, une dernière partie de la thèse consiste à étudier la dynamique de l'Anomalie Sud Atlantique (SAA), celle-ci étant définie, non pas d'un point de vue géomagnétique, mais d'un point de vue de valeur de flux de protons. À partir des flux de protons mesurés sur le satellite en orbite basse NOAA-15, nous étudions l'évolution de la surface et de la position de la SAA, de 1998 à 2022, i.e, sur la durée de plus de deux cycles solaires.

Nous montrons que la surface de la SAA est anti-corrélée avec un léger déphasage avec l'activité solaire. Pour étudier l'évolution de la position de la SAA, nous construisons un barycentre en termes de flux de protons de celle-ci. Nous observons que la latitude de ce barycentre était également anti-corrélée avec l'activité solaire.

Enfin, l'étude de la longitude du barycentre de la SAA, nous permet de voir que celle-ci dérivait globalement vers l'Ouest, à raison de 7 degrés en 24 ans.

Abstract

The Earth’s radiative space environment is a hostile environment for satellites sent by men. Composed of high-energy particles, responsible for anomalies on satellite electronic instruments, it is essential for international space agencies and space industries to have an accurate knowledge of this environment.

Scientists are therefore working to describe and to modelize the entire environment. Models are based on *in situ* measurements of particle flows (protons and electrons). However, while the aim is to obtain radiation levels up to geostationary orbit, flux measurements are less expensive, more reliable and more robust when carried out on low-orbit satellites. In fact, with the theoretical models and measurements available today, it would be necessary to be able to describe the entire environment exclusively on the basis of data collected in low-Earth orbit.

Thus, the aim of the first part of this thesis is to compare data sets of electron flux measurements made in low-Earth orbit with measurements made at higher altitudes.

We began by comparing the electron fluxes measured during the CARMEN-3 mission in low-Earth orbit with those measured during the CARMEN-4 mission. This comparison was carried out from June to October 2019, during the geostationary orbital raising of the CARMEN-4 mission’s E7C satellite.

We presented a projection function that estimates the fluxes measured during the CARMEN-4 mission from the fluxes measured during the CARMEN-3 mission.

Next, we carried out a similar comparison between electron flux measurements made on the CNES CARMEN-2 and CARMEN-3 missions, and those made on the RBSP (Van Allen Probes) satellite by another radiation monitor. The latter satellite follows an elliptical orbit, up to 30,600 km. The CARMEN-2 mission, meanwhile, embarks the ICARE-NG instrument on the JASON-2 satellite, which follows the same low-earth orbit as the JASON-3 satellite of the CARMEN-3 mission.

Using methods based on supervised learning techniques, we set up a procedure for estimating the fluxes measured by RBSP from the fluxes measured by the CARMEN-2 and 3 missions.

We then turned our attention to the proton fluxes measured by the CARMEN-3 and CARMEN-4 missions. We compared these two datasets, using conventional statistical methods. We were unable to establish a projection function between low-orbit measurements and those taken at higher altitudes. On the other hand, this study has enabled us to give a restricted framework for the proton fluxes measured during the two missions.

Finally, the last part of the thesis involved studying the dynamics of the South Atlantic Anomaly (SAA), but from a proton flux point of view. Using proton fluxes measured on the low-orbiting NOAA-15 satellite, we studied the evolution of the SAA's surface and position, from 1998 to 2022, i.e., over the duration of more than two solar cycles.

We have shown that the SAA's surface is anti-correlated with a slight phase shift to the solar activity.

To study the evolution of the SAA's position, we constructed a barycenter in terms of proton fluxes. We observed that the latitude of this barycentre was also anti-correlated to the solar activity.

Finally, a study of the longitude of the SAA's barycentre showed that it was drifting westwards by 7 degrees over 24 years.

Table des matières

Résumé	iv
Abstract	vi
1 Introduction	9
2 L'environnement radiatif spatial terrestre	12
2.1 La Terre, une planète magnétique	12
2.1.1 Le champ magnétique interne terrestre	12
2.1.2 L'Anomalie Sud Atlantique	15
2.1.3 La magnétosphère terrestre	17
2.2 Les sources de radiations	19
2.2.1 Le Soleil	19
2.2.2 Les rayons cosmiques	24
2.3 Les ceintures de radiations	26
2.3.1 Origine des particules des ceintures de radiations	27
2.3.2 Mouvements des particules dans les ceintures de radiations	29
2.3.3 Points miroirs et invariants adiabatiques	31
2.3.4 Les paramètres L et L^*	32
2.3.5 Le temps magnétique local (MLT)	34
2.3.6 Structure des ceintures de radiations	34
2.4 Effets des radiations sur les composants	37
2.4.1 Les radiations, responsables d'erreurs sur les satellites?	37
2.4.2 Les différents types d'anomalies	38
2.4.3 Les solutions	40
2.5 Mesure des niveaux de flux de radiations	41
2.5.1 Missions CARMEN	41
2.5.2 Van Allen Probes (RBSP)	43
2.5.3 Missions POES	45
2.6 Conclusion	47
3 Corrélation entre les flux d'électrons mesurés	48
3.1 Corrélations entre CARMEN-3 et CARMEN-4	48
3.1.1 Les données CARMEN-3 et CARMEN-4 : les fichiers CDFs de l'ONERA	49

3.1.2	Étude des diagrammes L^* -temps	51
3.1.3	Allures temporelles des flux	54
3.1.4	Estimation des flux CARMEN-4 à partir des flux CARMEN-3	61
3.1.5	Conclusion sur la comparaison entre les données CARMEN-3 et 4	68
3.2	Corrélations entre CARMEN 2 & 3 et RBSP	70
3.2.1	Présentation des données utilisées dans l'étude	72
3.2.2	Comparaison et estimation avec des flux moyennés dans le temps	75
3.2.3	Comparaison et estimation avec des flux moyennés dans le temps et filtrés	80
3.2.4	Prise en compte du champ magnétique	89
3.2.5	Conclusion sur la comparaison entre les flux d'électrons mesurés par CARMEN 2 & 3 et RBSP	94
3.3	Conclusion pour les flux d'électrons	96
4	Corrélations entre les flux de protons mesurés	98
4.1	Les données en flux de protons des missions CARMEN-3 et CARMEN-4	98
4.2	Comparaison selon les diagrammes L^* -temps	100
4.2.1	Méthode basée sur la moyenne journalière	101
4.2.2	Méthode des distances	104
4.2.3	Méthode de la moyenne et de l'écart-type	108
4.2.4	Conclusion sur la comparaison selon les L^* -temps	108
4.3	Comparaison selon le L^* et la longitude	109
4.3.1	Méthode de la régression linéaire	111
4.3.2	Méthode sans moyenniser les données	113
4.3.3	Méthode du couple L^* -longitude	116
4.3.4	Conclusion sur la comparaison selon L^* et la longitude	116
4.4	Conclusion pour les flux de protons	117
5	Étude de la dynamique de l'Anomalie Sud-Atlantique	119
5.1	Introduction	119
5.2	Données utilisées dans l'étude	120
5.3	Dynamique de la SAA	122
5.3.1	Methodologie	123
5.3.2	Étude de la surface de la SAA	124
5.4	Position du barycentre de la SAA	131

5.5	Latitude du barycentre	133
5.6	Longitude du barycentre de la SAA	136
5.7	Comparaison entre différentes énergies	140
5.8	Conclusion sur l'étude de la dynamique de la SAA	144
6	Conclusion	146

Table des figures

2.1	Schéma de la structure interne de la Terre (crédit : Science Cycles).	13
2.2	Dipôle magnétique terrestre (crédits : Gary Quinsac). Intensité du champ magnétique terrestre en 2014 (ESA).	14
2.3	Dérive du pôle Nord Magnétique de 1840 à nos jours (ESA).	15
2.4	L'Anomalie Sud Atlantique en 2016 (à gauche) et en 2020 (à droite). Crédits : Division of Geomagnetism, DTU Space.	16
2.5	Vue d'artiste de la magnétosphère terrestre (NASA).	17
2.6	Structure de la magnétosphère. Source : [Pietryk, 2007]	18
2.7	Terre et Soleil à l'échelle. (crédit : NASA).	20
2.8	Taches solaires à l'échelle du Soleil et de la Terre (crédit : NASA).	20
2.9	Évolution du nombre par an de taches solaires (crédit : Global Warming Art project).	21
2.10	Éruption solaire à gauche (SOHO) et CME à droite (NASA).	22
2.11	Éruption solaire modélisée par les satellites STEREO.	23
2.12	Nébuleuse du crabe observée par le satellite HUBBLE (crédit : NASA).	24
2.13	Vue simplifiée de l'héliosphère (crédit : Techno-Science.net).	25
2.14	Flux des rayons cosmiques (en bleu) et nombre de Wolf (en rouge) (à gauche). Flux de particules provenant des rayons cosmiques (à droite).	26
2.15	Vue d'artiste des ceintures de Van Allen (crédit : NASA/G. Reeves/M. Henderson).	27
2.16	Processus CRAND	28
2.17	Reconnexion magnétique (Crédits : J. Goldstein).	29
2.18	Trajectoire d'une particule dans les ceintures de radiations.	30
2.19	Angle d'attaque et cône de pertes.	32
2.20	Paramètre L (à gauche). $L^* = 4$ (en bleu) et $L^* = 8$ (en rouge) (à droite).	33
2.21	Le temps magnétique local (MLT).	34
2.22	Ceinture de protons (à gauche) et ceintures d'électrons (à droite) [Ruffenach, 2020].	35
2.23	Les orbites des satellites dans les ceintures, avec les ceintures de protons $\lesssim 10$ MeV à gauche et celle des électrons $\lesssim 1$ MeV à droite (image modifiée de la NASA).	37
2.24	Erreurs recensées sur les satellites en orbite basse.	37

2.25 Répartitions des anomalies dues à l'environnement spatial sur 10 satellites en orbite basse.	38
2.26 Doses annuelles de radiations en fonction de l'orbite (crédit : CNES).	40
2.27 Calendrier des missions CARMEN.	41
2.28 Satellite JASON-2 (à gauche) et l'instrument ICARE-NG (à droite).	43
2.29 Van Allen Probes (NASA) (à gauche) et l'instrument MagEIS [Blake et al., 2013] (à droite).	44
2.30 Vue d'artiste du satellite NOAA-19 (NASA) (à gauche) et l'instrument SEM-2 (à droite).	46
3.1 Calendrier des missions CARMEN	49
3.2 Distribution des qualités des flux FEIO 1,6 MeV pour CARMEN-3 et CARMEN-4	51
3.3 Diagramme L^* -temps pour CARMEN-3 et CARMEN-4	52
3.4 Nombre de points étudiés pour CARMEN-3 et CARMEN-4	53
3.5 Allures temporelles des flux FC3 et FC4 pour $L^* = 4, 25$	55
3.6 Allure temporelle de l'indice magnétique Dst	56
3.7 Temps caractéristiques de la décroissance exponentielle de FC3 et FC4 en fonction de L^*	57
3.8 Allure temporelle des flux mesurés et modélisation par une exponentielle décroissante de FC3 et FC4; $L^* = 4, 4$	60
3.9 Allure temporelle de FC4 and FC3 pour $L^* = 4,0$ et de l'indice solaire Dst	62
3.10 $\text{Log}(\text{FC4})$ en fonction de $\text{Log}(\text{FC3})$ pour $L^* = 4,0$	63
3.11 Évolution de r^2 , la pente et l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire en fonction de L^*	64
3.12 $\text{Log}(\text{FC4})$ en fonction de $\text{Log}(\text{FC3})$ pour $L^* = 5,2$	65
3.13 Allure temporelle de FC4 and FC3 pour $L^* = 5,2$, et l'indice solaire Dst	67
3.14 Allure temporelle de FC4 et de celui estimé à partir de FC3 pour $L^* = 4,2$	68
3.15 Recouvrement des missions CARMEN, RBSP et OMNI	71
3.16 Diagramme L^* -temps pour les missions CARMEN-2 et 3 et RBSP pour des électrons à 1,6 MeV.	73
3.17 Schéma de la méthode numérique de la projection des données C2 sur les données RBSP	75
3.18 Allure temporelle de FC2 & FCRBSP et partage des jeux de données	76

3.19	Le coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir de FC2 et FC3	77
3.20	Allures temporelles des valeurs mesurées et estimées de FRBSP à partir des données FC2	79
3.21	FC2 en fonction de L^* et de B	80
3.22	B et FC2 en fonction du temps du 15 au 24 mai 2017	81
3.23	Spectre fréquentiel de FC2	82
3.24	Allure temporelle de FC2 et FFC2 pour $L^* = 4,0$	83
3.25	Coefficient r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir de FC2 et FFC2	85
3.26	Valeur estimée et mesurée de FRBSP à partir de FFC2	86
3.27	Coefficient r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir de FC3 et FFC3	88
3.28	B_r le long d'une ligne de champ magnétique	90
3.29	Schéma de la méthode numérique de la projection des données C2 sur les données RBSP prenant le B_r en compte	91
3.30	Coefficient r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir des FC2 et FC3 non moyennés	92
3.31	Valeurs estimées et mesurées de FRBSP à partir des données non moyennées, non filtrées de FC2 $L^* = 4.0$	93
4.1	Calendrier des missions CARMEN	98
4.2	Distribution des qualités des flux FPDO 91 MeV pour CARMEN-3 et CARMEN-4	99
4.3	Diagramme L^* -temps des missions CARMEN-3 et CARMEN-4, FPDO 91 MeV	100
4.4	Coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^*	102
4.5	FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne	103
4.6	Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne	103
4.7	Nombre de couples (FC3, FC4) à créer en fonction de L^*	104
4.8	Méthode d'association d'une mesure FC3 à une mesure FC4	106
4.9	FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne	106
4.10	Dispersion de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne	107
4.11	Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne	108
4.12	Diagramme L^* -longitude des missions CARMEN-3 et CARMEN-4, FPDO 91 MeV	110

4.13	Coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^*	112
4.14	FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne	112
4.15	Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne	113
4.16	Nombre de couples (FC3, FC4) à créer en fonction de L^* et la longitude	114
4.17	FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne, à une longitude de -30°	115
4.18	Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne, à une longitude de -30°	115
4.19	Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne	116
5.1	Anomalie Sud-Atlantique et SEUs	120
5.2	L'indice solaire F 10.7 cm entre 1998 et 2022	121
5.3	Anomalie Sud-Atlantique en terme de flux de protons en janvier 2000	123
5.4	Évolution temporelle de la surface de la SAA et de l'activité solaire	125
5.5	Évolution temporelle de l'altitude de NOAA-15 entre 2015 et 2022	127
5.6	Spectre fréquentiel de la surface de la SAA avant et après le filtre passe-bas	128
5.7	Évolution temporelle de la surface de la SAA filtrée et de l'activité solaire	129
5.8	Pentes des variations la surface de la SAA	130
5.9	Pentes des variations la surface comparées à l'activité solaire	131
5.10	Évolution temporelle de la position du barycentre de la SAA	132
5.11	Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA et de l'activité solaire	133
5.12	Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA filtrée et de l'activité solaire	134
5.13	Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA magnétique	135
5.14	Pentes des variations la latitude du barycentre de la SAA	135
5.15	Pentes des variations de la latitude comparées à l'activité solaire	136
5.16	Évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA filtrée et de l'activité solaire	137
5.17	Évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA magnétique	138
5.18	Pentes des variations de la longitude du barycentre de la SAA	139
5.19	Évolution temporelle de la surface de la SAA à différentes énergies et de l'activité solaire	140
5.20	Pentes des variations la surface comparées à l'activité solaire pour les différentes énergies	141

5.21	Évolution temporelle de la position du barycentre de la SAA à différentes énergies	141
5.22	Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA à différentes énergies et de l'activité solaire	142
5.23	Pentes des variations de la latitude comparées à l'activité solaire pour les différentes énergies	143
5.24	Évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA à différentes énergies et de l'activité solaire	143

1 Introduction

L'observation, en février 2023, d'aurores boréales, en France, et en particulier au Mont Saint Michel, a mis pour quelques jours le sujet de l'environnement radiatif spatial terrestre au coeur de l'actualité médiatique. De magnifiques clichés photographiques ont poussé journalistes et curieux à s'intéresser à l'influence des radiations émanant de l'activité solaire sur la Terre. En particulier, le grand public a pu apprendre que l'activité solaire suivait un cycle de 11 ans.

Lors du maximum du cycle de son activité, le Soleil est source de nombreux événements ou éruptions solaires. Ces derniers sont des jets de matière ionisée dont les particules sont transportées via le vent solaire jusqu'à la Terre et ses environs. Avec les rayons cosmiques, le Soleil est ainsi la source des particules à hautes énergies, constituant l'environnement radiatif spatial terrestre. Ces particules sont piégées par le champ magnétique terrestre pour ainsi créer les ceintures de Van Allen. Au nombre de deux, ces dernières ont été découvertes dès 1958 à partir de mesures effectuées par un compteur Geiger embarqué sur le satellite Explorer 1. La première, appelée ceinture interne, est située entre 400 et 10 000 km d'altitude, et est essentiellement peuplée de protons, d'une énergie pouvant atteindre quelques centaines de MeV. Elle contient également des électrons ayant une énergie de quelques centaines de keV. La seconde, la ceinture externe, est située entre 13 000 et 65 000 km, et est majoritairement peuplée d'électrons d'énergie pouvant aller jusqu'à une dizaine de MeV.

L'étude de la dynamique de ces ceintures, et de l'environnement radiatif spatial terrestre est primordiale dans la mesure où les radiations sont responsables de nombreuses erreurs et anomalies recensées sur les satellites. De plus, l'apparition d'événements solaires peut avoir des conséquences au sol, avec par exemple des dysfonctionnements dans les réseaux électriques. C'est pourquoi, les agences spatiales du monde entier, et particulièrement le CNES, étudient la physique de l'environnement radiatif spatial terrestre.

Des modèles, basés sur des mesures *in-situ* et sur les modèles théoriques, tentent de reproduire et prédire fidèlement les valeurs de flux de particules. Pour cela, des moniteurs de radiations sont embarqués sur des satellites évoluant à différentes orbites, dans le but de cartographier, en termes de flux de particules, l'ensemble de l'environnement radiatif spatial terrestre. Cependant, toutes les orbites ne peuvent être parcourues et ainsi nous ne disposons pas de mesures à toute altitude. De plus, moins coûteuses, plus faciles à mettre en oeuvre et plus fiables, les missions de mesures en orbites basses sont privilégiées. Ainsi, la démarche sous jacente de l'étude présentée dans les deux premiers chapitres est de décrire l'ensemble de l'environnement radiatif uniquement à partir des mesures effectuées en orbite basse.

Le premier chapitre de la thèse présente un état de l’art et une description de l’environnement radiatif spatial terrestre. Nous y décrivons la magnétosphère de la Terre, les sources de radiations, les ceintures de radiations, les effets des radiations sur les composants et ,enfin, les différents jeux de données de mesures de flux particules utilisées pour cette étude.

La seconde partie de la thèse compare des mesures de flux d’électrons effectuées à des altitudes différentes. Tout d’abord, nous disposons des deux jeux de données de mesures de flux d’électrons des missions CARMEN-3 et CARMEN-4. Ces deux missions CNES sont contemporaines et consistent à embarquer le même moniteur de radiation ICARE-NG sur deux orbites différentes. L’objectif est de déterminer s’il est possible d’estimer les flux mesurés dans le cadre de la mission CARMEN-4 pendant sa montée en orbite géostationnaire à partir des flux mesurés par l’instrument ICARE-NG sur le satellite JASON-3 de la mission CARMEN-3 en orbite basse. La comparaison entre les deux jeux de données se fait par des méthodes de statistiques classiques.

Dans un second temps, nous avons effectué une comparaison similaire entre des mesures de flux d’électrons effectuées dans le cadre des missions CNES CARMEN-2 et CARMEN-3, et celles effectuées sur le satellite RBSP (Van Allen Probes) par un autre moniteur de radiations. Ce dernier satellite suit une orbite elliptique montant jusqu’à 30 600 km. La comparaison s’effectue par une méthode basée sur des algorithmes utilisant des techniques d’apprentissages supervisés (machine learnig, ML). De même, il s’agit de trouver un moyen d’estimer les flux d’électrons mesurés par RBSP à partir des données mesurées en orbite basse par les missions CARMEN.

Dans le troisième chapitre, nous effectuons une comparaison des flux de protons mesurés dans le cadre des missions CARMEN-3 et CARMEN-4, toujours pendant la phase ascensionnelle en géostationnaire du satellite E7C. Cette étude est faite en utilisant des méthodes statistiques classiques, et a pour objectif d’atteindre la description de la ceinture interne de protons, à partir des mesures effectuées en orbite basse.

Enfin, le dernier chapitre de la thèse consiste à étudier la dynamique de l’Anomalie Sud Atlantique (South Atlantic Anomaly, SAA), du point de vue des flux de protons mesurés par les instruments embarqués sur des satellites en orbite basse. Cette zone, qui se situe approximativement au dessus du Brésil, se caractérise par une faible intensité du champ magnétique terrestre. Ce dernier étant moins intense, les ceintures de radiations, en particulier la ceinture interne de protons, sont plus proches de la Terre, et donc pour une même altitude, les valeurs des flux de protons sont plus grandes qu’à d’autres latitudes et longitudes. Nous étudions l’évolution de la surface et du déplacement de la SAA à travers le temps de 1998 à 2022, et

nous comparons ces paramètres à l'évolution de l'activité solaire.

2 L'environnement radiatif spatial terrestre

L'environnement radiatif spatial de la Terre résulte de l'interaction entre son champ magnétique interne et les différentes sources de radiations que sont le Soleil et les rayons cosmiques. Dans cette première partie, qui propose un état de l'art des connaissances actuelles sur l'environnement radiatif spatial terrestre, nous allons dans un premier temps présenter le champ magnétique terrestre, l'Anomalie Sud Atlantique (SAA) ainsi que la magnétosphère terrestre. Nous allons ensuite décrire les différentes sources de radiations spatiales avant de nous intéresser précisément aux caractéristiques des ceintures de radiations. Enfin, les effets des radiations sur les composants seront abordés avant de décrire les différents jeux de données de mesures de flux de particules radiatives utilisés pendant cette thèse.

2.1 La Terre, une planète magnétique

La Terre, à la différence de ses planètes voisines directes, possède un noyau de métal liquide qui génère un champ magnétique interne. Ce dernier est responsable de la formation d'une cavité magnétique protectrice appelée la magnétosphère.

2.1.1 Le champ magnétique interne terrestre

Origine Le champ magnétique interne est la somme d'un champ principal, également appelé champ nucléaire, et d'un champ crustal. Le champ principal a sa source dans le noyau externe de la Terre : il est engendré par les mouvements de convection de métal liquide (essentiellement du Fer et du Nickel) qui constitue ce noyau. Ces métaux liquides sont mis en mouvements par un effet « dynamo auto-entretenu ». Le champ principal représente plus de 90 % du champ mesuré à la surface de la Terre et varie en intensité entre 65 000 nT aux pôles et 30 000 nT à l'équateur. Sa valeur est par exemple de 47 000 nT à Paris. Le champ crustal a ses sources dans la croûte terrestre. Il est engendré par des roches aimantées, situées immédiatement sous la surface de la Terre, au-dessus de la surface isotherme dite de Curie, c'est-à-dire au-dessus de la température de Curie à laquelle les roches perdent leurs propriétés magnétiques. Le champ crustal représente quelques centaines de nT [Mandea, 2022].

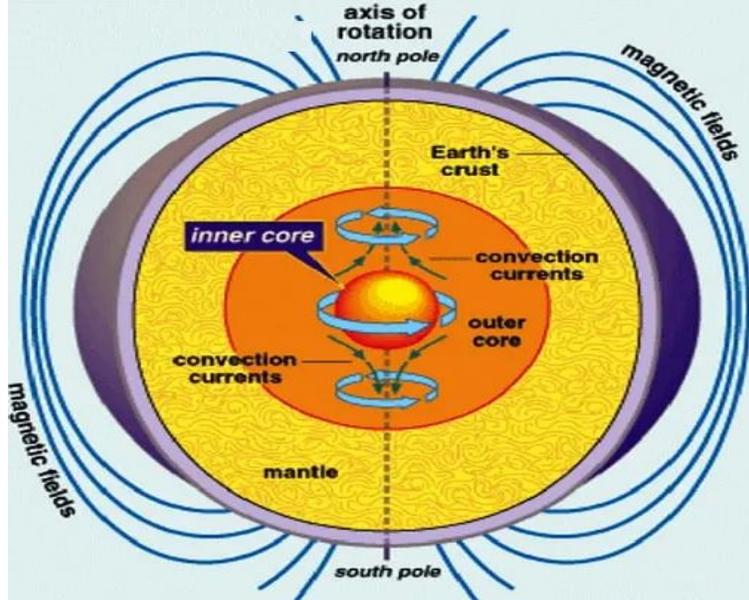


FIGURE 2.1 – Schéma de la structure interne de la Terre (crédit : Science Cycles).

Modèle dipolaire En première approche, on peut approximer le champ magnétique terrestre interne à un dipôle magnétique. Le champ magnétique terrestre est alors en coordonnées sphériques géocentriques [Walt, 2005] :

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

Avec :

- $B_0 = 3.12 \cdot 10^{-5} T$: la valeur moyenne du champ magnétique à l'équateur magnétique à la surface de la Terre.
- $R_T = 6370$ km : le rayon moyen de la Terre.
- r : la distance radiale depuis le centre de la Terre.
- θ : l'azimut mesuré depuis le pôle Nord magnétique.

L'axe de ce dipôle magnétique n'est pas aligné sur l'axe de rotation de la Terre : il est incliné de 11° et est excentré d'environ 500 km du centre de la Terre. Ceci explique l'existence de l'Anomalie Sud Atlantique (SAA), zone au dessus du Brésil, où, à altitude donnée, l'amplitude du champ magnétique est plus faible. Nous reviendrons en détail sur les possibles causes et la description de la SAA.

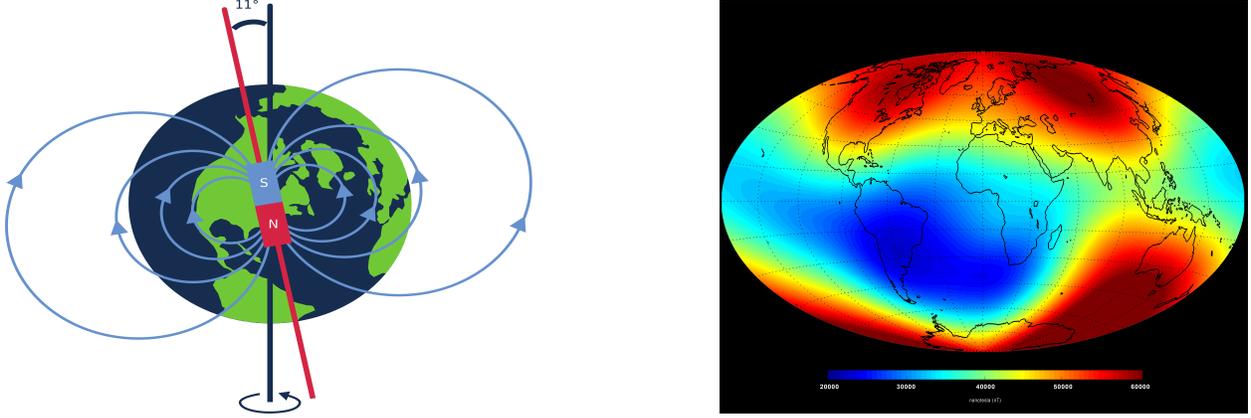


FIGURE 2.2 – Dipôle magnétique terrestre (crédits : Gary Quinsac). Intensité du champ magnétique terrestre en 2014 (ESA).

Le modèle IGRF L'Association Internationale de Géomagnétisme et Aéronomie (AIGA) propose le modèle mathématique du champ magnétique le plus utilisé par les scientifiques appelé modèle IGRF (International Geomagnetic Reference Field). Il définit à tout point M , à tout instant t , le potentiel magnétique $V(M, t)$, tel que $\mathbf{B}(M, t) = -\nabla V(M, t)$ selon l'équation [Zmuda, 1971] :

$$V(r, \theta, \phi, t) = a \sum_{l=1}^{L_T} \sum_{m=0}^{m=l} \left(\frac{a}{r}\right)^{l+1} \times [g_l^m(t) \cos(m\phi) + h_l^m(t) \sin(m\phi)] P_l^m(\cos(\theta)) \quad (2)$$

pour laquelle $(r, \theta$ et $\phi)$ sont les coordonnées sphérique du point M , $a = 6371.2$ km le rayon de la Terre, $g_l^m(t)$ et $h_l^m(t)$ sont les coefficients de Gauss (exprimé en nT) et P_l^m représente le polynôme de Legendre associé, normalisé selon la méthode de Schmidt de degré l et d'ordre m [Bourdarie et al., 2019]. $L_T = 13$ est le degré de troncation de l'expansion en harmoniques sphériques. Les coefficients de Gauss sont données tous les 5 ans par l'AIGA, à partir de mesures acquises à partir de satellites et d'observatoires magnétiques. Les dernières données datent de 2019 avec la 13^{ème} génération [Alken et al., 2021].

La dérive séculaire du champ Les coefficients de Gauss présents dans l'équation (2) permettent de prendre en compte la dérive séculaire du temps. En effet, le champ magnétique terrestre n'est pas statique, mais bien dynamique, avec des variations sur des échelles temporelles du mois voire de l'année et du siècle. On donne par exemple, en figure 2.3, la dérive



FIGURE 2.3 – Dérive du pôle Nord Magnétique de 1840 à nos jours (ESA).

de la position du pôle Nord magnétique¹ de 1840 à 2019. On remarque une importante accélération de celle-ci ces dernières décennies. Les scientifiques s’interrogent sur les raisons de ce phénomène, et, celui-ci étant couplé à une baisse globale de l’intensité du champ magnétique terrestre, sur une possible future inversion des pôles magnétiques.

2.1.2 L’Anomalie Sud Atlantique

L’axe du dipôle magnétique terrestre n’étant pas aligné sur l’axe de rotation de la Terre (inclinaison de 11°) et ne passant pas par le centre de la Terre, une zone à faible intensité magnétique apparaît à la surface de la Terre, au niveau du Brésil, appelée Anomalie Sud Atlantique (SAA). Cette Anomalie, très étudiée par les géophysiciens contemporains [Hulot et al., 2002], [Aubert, 2015], peut expliquer selon [Finlay et al., 2016] la décroissance de l’intensité du champ géomagnétique, voire même être un indice d’une future inversion du champ magnétique terrestre [De Santis et al., 2013], [Laj and Kissel, 2015]. La SAA est classiquement associée avec des patches de flux inversé - Reversed Flux Patches (RFP) en anglais - présents à la limite noyau-manteau de la Terre (Core-Mantle Boundary, CMB en anglais [Hulot et al., 2002], [Olson and Amit, 2006], [Laj and Kissel, 2015], [Pavón-Carrasco and De Santis, 2016], [Terra-Nova et al., 2016]. Les RFPs correspondent à des régions avec une polarité magnétique opposée à celle attendue. En particulier, selon des modèles de champs magnétiques basés sur des données paléomagnétiques [Campuzano et al., 2019], [Terra-Nova et al., 2017], la SAA est associée avec le RFP situé au Sud de l’Afrique, endroit où la SAA

1. En toute rigueur, il s’agit ici du pôle Sud magnétique. Mais, ce dernier étant positionné dans l’hémisphère Nord, les scientifiques ont pris l’habitude de parler de pôle Nord magnétique. De même le pôle Nord magnétique au sens physique est couramment désigné comme le pôle Sud magnétique.

serait apparue à la fin du premier millénaire de notre ère. [Tarduno et al., 2015] suggère que la composition inhabituelle de la CMB et de la structure terrestre interne à cet endroit favorise des expulsions venant du noyau, ce qui résulte d'une faible intensité du champ magnétique. De plus, selon la même étude et [Shah et al., 2016] cette région pourrait avoir toujours été témoin de patch de flux inversés, et donc un lieu clé dans le déclenchement d'une inversion des pôles magnétiques. Cette zone contient en fait dans les profondeurs du noyau terrestre un « Superpanache » (ou Large Low Shear Velocity Province, LLSVP en anglais), *i.e* une région caractérisée par une plus faible vitesse de propagation des ondes S [Cottaar and Lekic, 2016]. Ces dernières sont des ondes sismiques, appelées aussi ondes de cisaillement, à leur passage les mouvements du sol s'effectuent perpendiculairement au sens de propagation de l'onde.

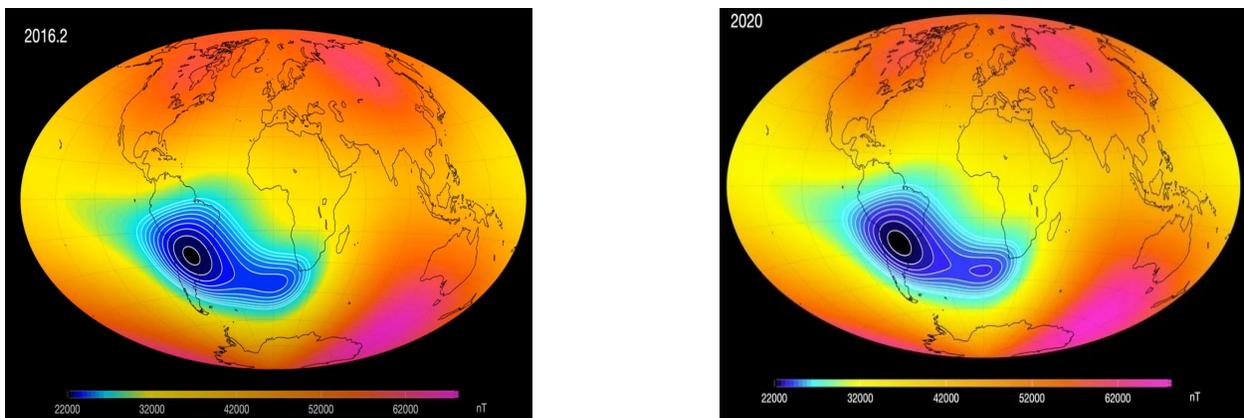


FIGURE 2.4 – L'Anomalie Sud Atlantique en 2016 (à gauche) et en 2020 (à droite). Crédits : Division of Geomagnetism, DTU Space.

Une origine possible des superpanaches pourrait être la collision de la proto-Terre avec Theia [Yuan et al., 2020]. Une centaine de millions d'années après la formation du système Solaire, la Terre aurait été percutée par la planétoïde Theia d'à peu près la taille de Mars. À l'impact, Theia aurait alors laissé sur la Terre des roches magnétiques correspondant aux superpanaches actuels. Les débris de cet impact géant se seraient ensuite regroupés pour former la Lune.

Enfin, comme on peut le constater sur la figure 2.4, sur les relevés magnétiques des satellites en orbite basse Swarm de l'ESA, on voit apparaître une deuxième « Anomalie » en 2020, toujours dans cette même région du sud de l'Afrique, évoquée également dans [Tarduno et al., 2015].

2.1.3 La magnétosphère terrestre

Théorisée dès la fin du *XIX^{ème}* siècle et découverte en 1958 par la sonde Explorer 1, la magnétosphère terrestre est définie pour la première fois par [Gold, 1959] comme « *la région au-dessus de l'ionosphère, dans laquelle le flux magnétique de la Terre a un contrôle dominant sur les gaz et particules chargées rapides, [...] connue pour s'étendre sur une distance de 10 fois le rayon terrestre* ». Cette cavité magnétique constitue la dernière enveloppe de la Terre avant le milieu interplanétaire et résulte de l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre. Comme représenté sur la figure 2.5, le vent solaire comprime la magnétosphère à une dizaine de rayons terrestres dans la direction du Soleil, et lui confère la forme d'une queue de comète du côté nuit où elle s'étend alors sur une distance 10 fois plus importante.

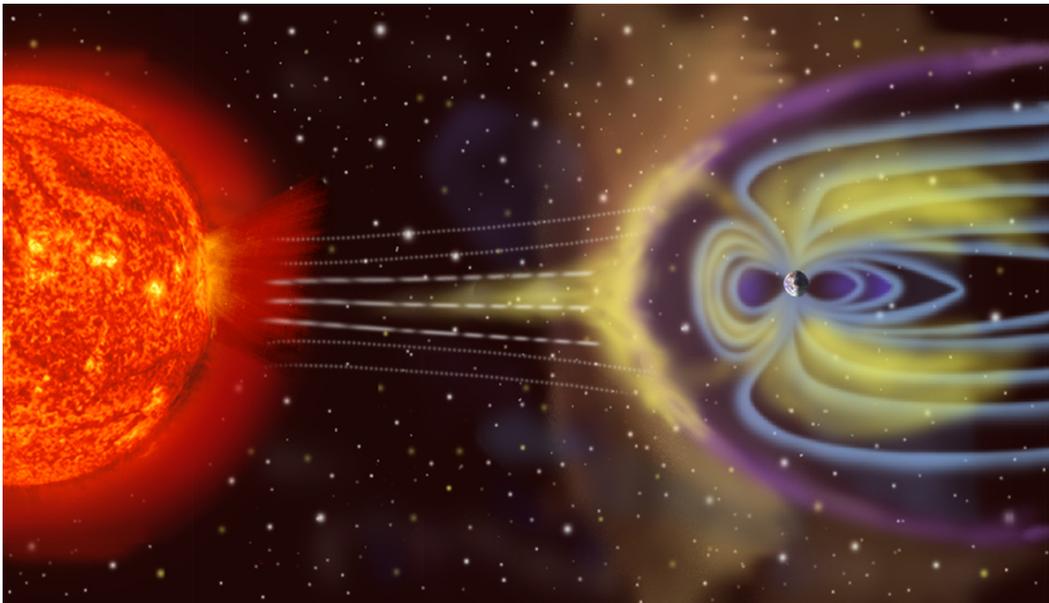


FIGURE 2.5 – Vue d'artiste de la magnétosphère terrestre (NASA).

La figure 2.6 donne une structure détaillée de la magnétosphère. Le plasma peu dense constituant le vent solaire, composé à 75% d'Hydrogène et 25 % d'Hélium, se dirige vers la Terre à une vitesse de quelques centaines de km par seconde. Le champ magnétique terrestre dévie la majeure partie du plasma solaire : seulement 2% de l'énergie cinétique du vent solaire est transférée dans la cavité magnétique qu'est la magnétosphère [Maget, 2021]. La frontière de celle-ci est une onde de choc située à environ 100 000 km de la Terre. Ce choc est dû au fait que le vent solaire a une vitesse d'ensemble supérieure à toutes les vitesses possibles de propagation des ondes dans le milieu. À travers cette frontière, le vent

solaire passe d'une vitesse supersonique à une vitesse subsonique. Le qualificatif supersonique (subsonique) signifie que la vitesse de l'écoulement est supérieure (inférieure) à la vitesse de propagation des ondes compressibles de petite amplitude. Derrière l'onde de choc, se trouve la magnétogaine, zone très turbulente, où le plasma du vent solaire est ralenti et chauffé. Dans cette région, le champ magnétique est toujours celui du vent solaire.

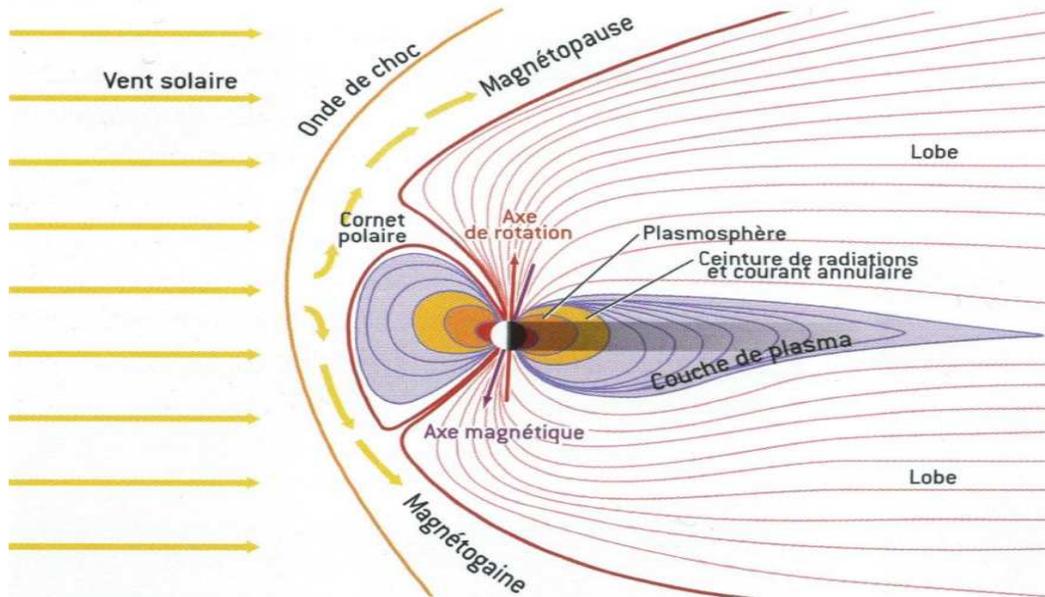


FIGURE 2.6 – Structure de la magnétosphère. Source : [Pietryk, 2007]

La magnétopause constitue la frontière de la magnétosphère à proprement parler, zone d'influence du champ magnétique terrestre. Dans la plus simple des approximations, la magnétopause peut être définie comme une couche de courant se formant au point d'équilibre entre la pression dynamique du vent solaire et la pression magnétique du champ géomagnétique. Les cornets polaires marquent la séparation entre les lignes de champ magnétique situées côté jour (*i.e* côté Soleil) et côté nuit (à l'opposé du Soleil) de la magnétosphère. Ces cornets polaires constituent une zone d'entrée directe du plasma. Côté nuit, la queue de la magnétosphère est constituée de deux lobes quasiment dépourvus de plasma et de la couche de plasma. Dans cette zone très instable s'accumule la majeure partie du plasma de la magnétosphère. Lorsque la quantité de plasma accumulée devient trop importante, la couche de plasma s'affine et finit par craquer via une reconnexion magnétique [Rezeau and Belmont, 2018]. Une partie du plasma part alors vers l'espace et une autre vers la Terre. Les particules du plasma qui se dirige vers la Terre excitent par collision des dizaines de particules et molécules à leur arrivée dans l'ionosphère (couche de l'atmosphère terrestre situé entre 60

et 1 000 km). Ces derniers se désexcitent en émettant des photons, la lumière ainsi produite constitue le spectacle sublime des aurores polaires². La couleur des aurores polaires dépend de la nature des atomes rencontrés, par exemple les aurores vertes correspondent à une collision avec des atomes d'oxygène. Ces épisodes de reconfiguration de la couche de plasma constituent des sous-orages magnétiques. Plusieurs sous-orages magnétiques arrivent chaque jour. Lors d'épisodes de tempêtes solaires ou orages magnétiques, le Soleil envoie plus de vent solaire vers la Terre, les sous-orages magnétiques sont alors plus intenses et plus fréquents, et les aurores polaires plus nombreuses.

2.2 Les sources de radiations

Les ceintures de radiations qui seront décrites dans la prochaine section sont alimentées en particules à haute énergie par deux sources que sont le Soleil et les rayons cosmiques.

2.2.1 Le Soleil

Caractéristiques générales Le Soleil, l'étoile de notre système solaire, est une étoile de type naine jaune âgée d'environ 4,6 milliards d'années. D'une masse de presque 2×10^{30} kg, il représente 99,85% de la masse du système solaire. Situé à 1 unité astronomique (1 u.a. = 149 598 000 km) de la Terre, il faut plus de 8 minutes pour que sa lumière atteigne la Terre. Son rayon équatorial est $R_s = 696\,342$ km, soit plus de 100 fois celui de la Terre. Sa structure interne est constituée d'un noyau (jusqu'à $0,25R_s$), d'une zone radiative en rotation uniforme (les $0,45R_s$ suivants) et d'une zone convective en rotation différentielle ($0,3R_s$). En surface, le Soleil subit une rotation différentielle de période moyenne de 27,3 jours allant de 24 jours à l'équateur, jusqu'à 30 jours aux pôles. Il est composé principalement d'Hydrogène (74% de la masse ou 92% du volume et d'Hélium (25% de la masse ou 8% du volume). À sa surface on trouve également des éléments plus lourds appelés éléments réfractaires dont l'oxygène, le carbone et l'azote. La température en son centre est de 15,1 MK et de 5700 K en surface. Le coeur du Soleil est le siège de réactions thermonucléaires exothermiques, aussi appelées fusions nucléaires. Chaque seconde environ 620 millions de tonnes d'hydrogène sont converties en 614 millions de tonnes d'hélium, ce qui libère une énergie équivalent à plusieurs milliards de bombes atomiques. Ces réactions libèrent des photons qui mettent entre 10 000 et 170 000 années pour transiter du coeur à la surface du Soleil.

2. On parle d'aurores boréales lorsque celles-ci sont produites au pôle Nord et d'aurores australes pour celles observées au pôle Sud.

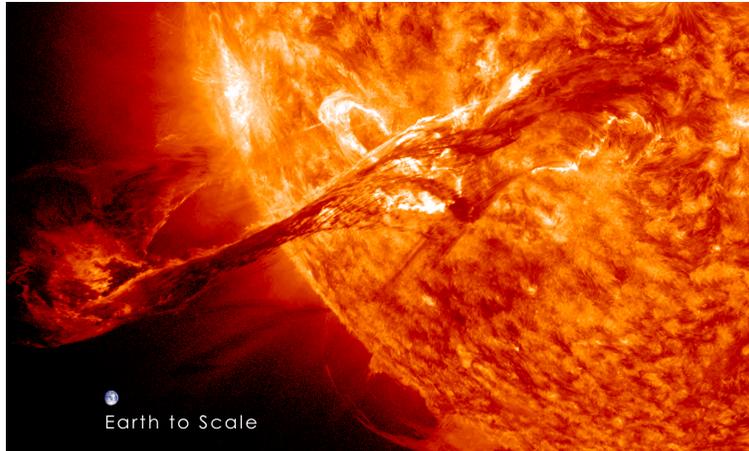


FIGURE 2.7 – Terre et Soleil à l'échelle. (crédit : NASA).

Champ magnétique et activité solaire La rotation différentielle du Soleil engendre par un effet dynamo un champ magnétique global environ mille fois plus intense que celui de la Terre. Il est composé de multiples champs localisés. Le champ magnétique global solaire peut être approximé par un dipôle et s'inverse tous les 11 ans.

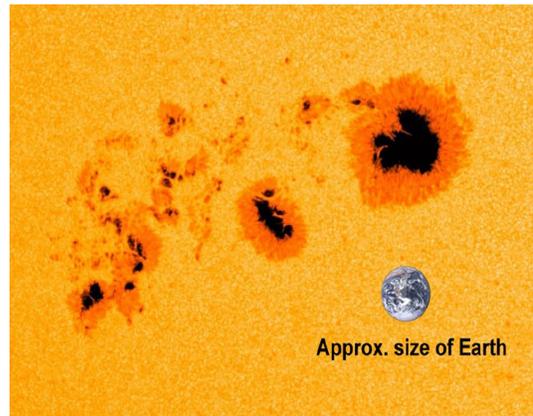
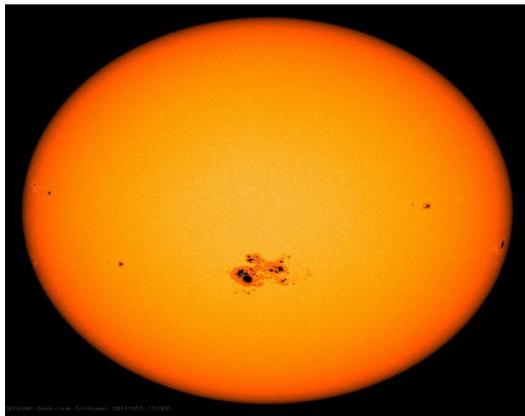


FIGURE 2.8 – Taches solaires à l'échelle du Soleil et de la Terre (crédit : NASA).

La non uniformité du champ magnétique solaire engendre l'apparition de tâches solaires dans les zones à forte intensité magnétique. Ces taches, observées depuis l'antiquité ont une largeur allant du point (alors appelées des pores) jusqu'à près de 300 000 km. Elles se caractérisent par un coeur sombre signe d'une température plus basse (environ 4 700 K) que la température de la photosphère (environ 5 700 K) qui est la surface du Soleil [Pierrard, 2009]. Une tache solaire a une durée de vie moyenne de 2 semaines.

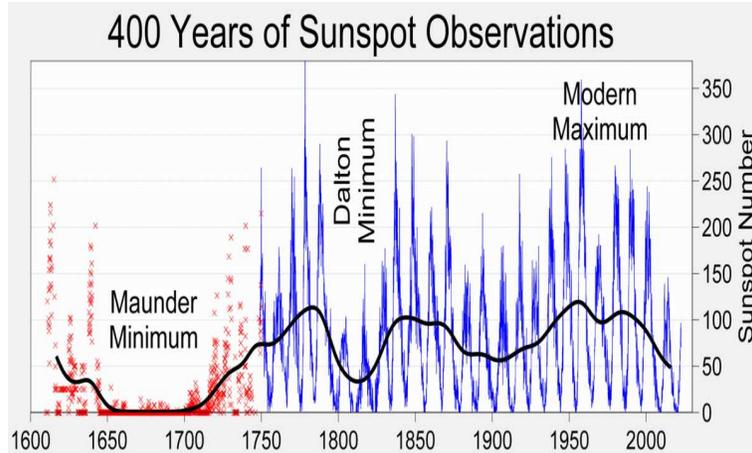


FIGURE 2.9 – Évolution du nombre par an de taches solaires (crédit : Global Warming Art project).

L'apparition et le nombre de taches solaires constituent un excellent indicateur de l'activité magnétique du Soleil. D'autres grandeurs permettent de caractériser l'activité du Soleil, en particulier l'indice F 10.7. Ce dernier est la mesure du niveau de bruit émis par le Soleil à la longueur d'onde de 10,7 cm. La figure 2.9 présente l'évolution du nombre de taches solaires (appelé nombre de Wolf), observées sporadiquement de 1600 à 1750, puis régulièrement jusqu'à aujourd'hui. On observe un cycle de 11 ans, appelé cycle solaire. Les cycles solaires sont numérotés depuis le maximum de 1761. En 2023, nous sommes dans le cycle 25, prévoyant d'atteindre son maximum en 2025. L'amplitude de chacun des cycles n'est pas la même. En particulier, on appelle minimum de Maunder la période de 1600 à 1750 et minimum de Dalton la période de 1790 à 1830, période où peu de taches solaires ont été observées. Enfin on observe un sur-cycle d'une centaine d'années, appelé cycle de Gleisberg [Hathaway, 2015].

Éruptions solaires Pendant les maxima de l'activité solaire, on constate un nombre plus important d'éruptions solaires. Ces dernières sont des phénomènes locaux extrêmement violents de dissipation d'énergie magnétique et d'émission de photons et de particules jusqu'à une centaine de MeV, représenté à gauche sur la figure 2.10. Elles proviennent du stockage d'énergie magnétique au niveau des taches solaires suivie par une brusque libération de cette énergie. Elles sont souvent accompagnées d'éjections de masse coronale (Coronal Mass Ejection, CME en anglais). Une CME, à droite sur la figure 2.10, dont l'existence a été théorisée dès 1931 par [Chapman and Ferraro, 1931], est une éjection d'électrons, de protons et d'ions à hautes énergies, appelés ions lourds, sous forme de plasma expulsée dans une direction donnée et atteignant la Terre en quelques jours. C'est un phénomène de grande ampleur dégageant

une énergie colossale : la taille des CMEs, en se propageant, peut atteindre plusieurs dizaines de rayons solaires. La vitesse des éjections de matière varie de quelques centaines à quelques milliers de kilomètres par seconde. La fréquence des CMEs varie, jusqu'à 3 par jour durant les périodes de maximum d'activité solaire.

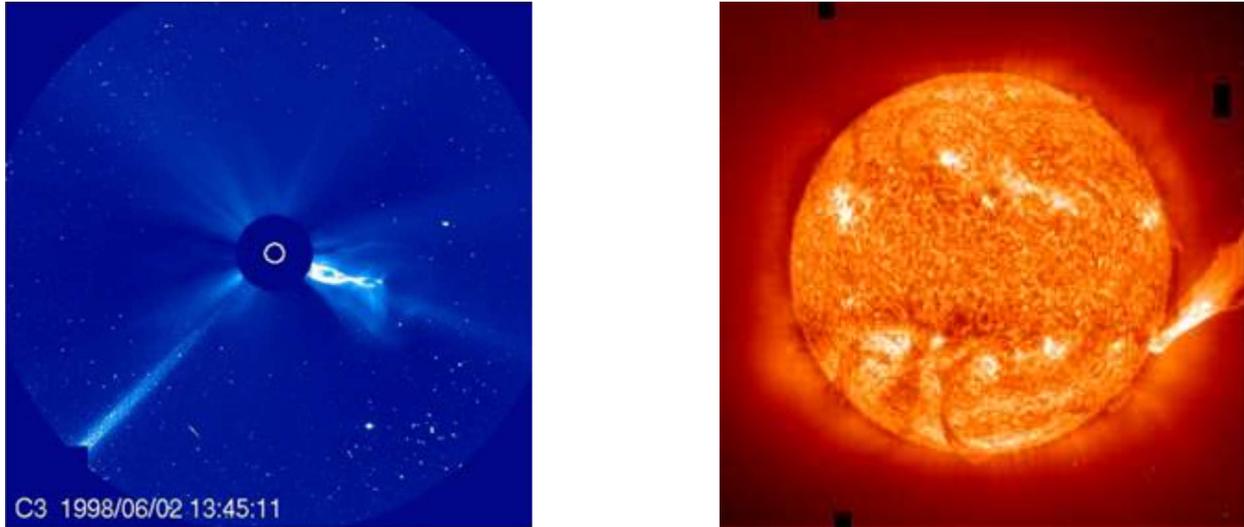


FIGURE 2.10 – Éruption solaire à gauche (SOHO) et CME à droite (NASA).

L'éjection de masse coronale couplée à la rotation du Soleil donne au champ magnétique interplanétaire une forme de spirale : il s'agit de la spirale de Parker [Parker, 1958]. En figure 2.11, on donne la modélisation d'une éruption solaire par les satellites STEREO A et B de la NASA. Ces derniers se trouvent en amont et en aval de l'orbite de la Terre autour du Soleil (aux points de Lagrange L4 et L5). Leur rôle est de scruter les faces du Soleil que nous ne voyons pas, et de réaliser des modèles 3D des éruptions solaires. Sur cette modélisation on observe que le plasma émergent du Soleil peut atteindre l'environnement de la Terre (représenté par un point jaune sur la figure), provoquant alors des orages magnétiques, évoqués dans la section précédente sur la description de la magnétosphère.

Un orage magnétique, peut avoir des conséquences catastrophiques. La tempête de 1989 a, par exemple, perturbé fortement le réseau électrique du Québec ce qui l'a plongé dans le noir pendant plus de 9 heures. On peut également citer la tempête de 2003, dite tempête de Halloween puisque survenue début novembre, la plus forte enregistrée en 40 ans. Cet événement est en fait constitué de 3 tempêtes successives dans la même région ; elle est responsable de plus de 30 anomalies sur différents satellites.

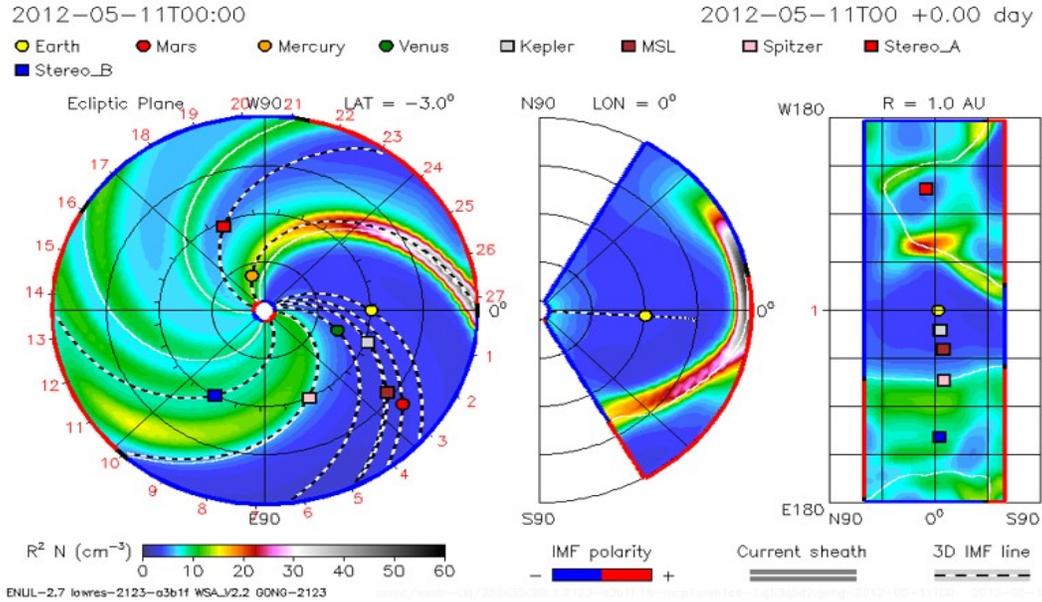


FIGURE 2.11 – Éruption solaire modélisée par les satellites STEREO.

Enfin, en 2014, la NASA annonce dans un communiqué que la Terre a échappé, le 23 juillet 2012, à une « gigantesque tempête solaire ». Cette éruption aurait pu perturber les communications par satellite et les réseaux de distribution électriques, affecter la distribution d'électricité, les communications satellitaires, les GPS, les astronautes de la station spatiale internationale et contraindre des compagnies aériennes à changer leurs routes pour éviter les régions polaires. Sans exagérer, ni minimiser, les risques liés à de tels évènements, les acteurs industriels ou gouvernementaux du spatial doivent le prendre en considération et dimensionner les systèmes au sol ou envoyés dans l'espace en prenant en compte ces phénomènes naturels.

2.2.2 Les rayons cosmiques

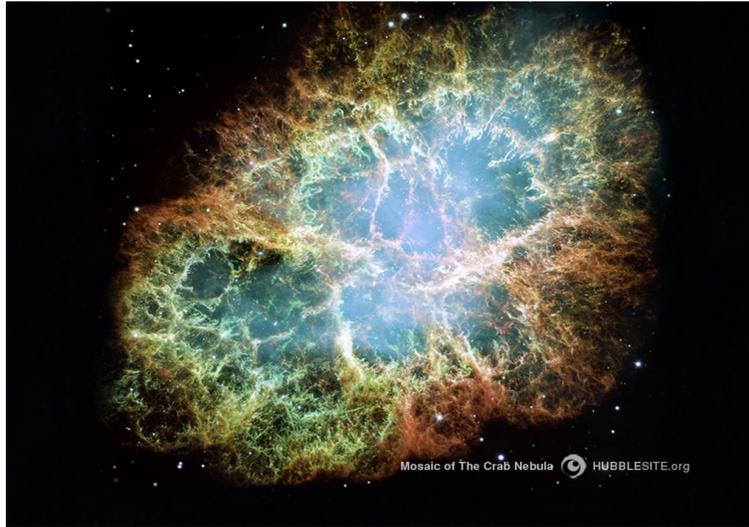


FIGURE 2.12 – Nébuleuse du crabe observée par le satellite HUBBLE (crédit : NASA).

Origine et caractéristiques Les rayons cosmiques sont des particules provenant des milieux interstellaires et intergalactiques. Ils sont composés de particules très énergétiques (énergies supérieures à 300 MeV/nucléons), en particulier de protons (83%), d'électrons (3%), d'ions He^+ (13%) et d'ions plus lourds en faible proportion, avec des énergies pouvant atteindre la centaine de GeV. Ces particules pourraient avoir été accélérées lors d'explosion de Supernovae. La figure 2.12 montre la nébuleuse du crabe observée par le satellite HUBBLE, rémanent de l'explosion d'une supernova historique (SN 104). Les particules des rayons cosmiques nourrissent les ceintures de radiations via le processus CRAND que nous décrirons dans la section consacrée aux ceintures de radiations.

Modulation des rayons cosmiques par le Soleil De la même manière que le champ magnétique terrestre crée une cavité magnétique appelée magnétosphère, le champ magnétique du Soleil crée l'héliosphère. Sa frontière - l'héliopause -, située à plus de 100 unités astronomiques de la Terre, correspond à la frontière où le vent solaire s'éteint et où l'espace interstellaire commence. Une vue simplifiée de l'héliosphère est présentée en figure 2.13.

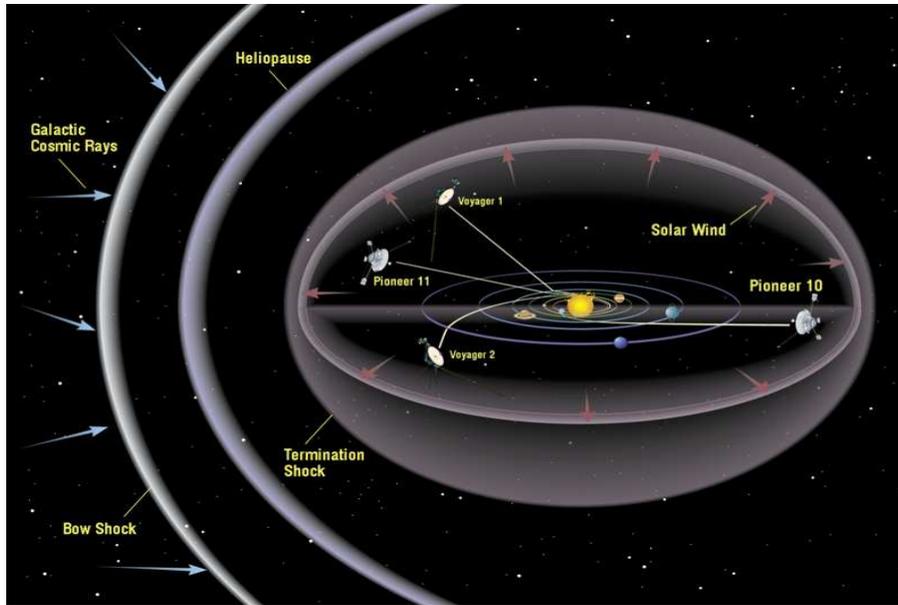


FIGURE 2.13 – Vue simplifiée de l'héliosphère (crédit : Techno-Science.net).

L'héliosphère agit comme un bouclier vis à vis des rayons cosmiques. La quantité et l'intensité de ces derniers va donc dépendre de l'activité solaire. Plus le Soleil est actif, plus les flux de particules à haute énergie provenant des rayons cosmiques seront faibles au voisinage de la Terre. La figure 2.14 droite donne les flux de différentes particules mesurés en fonction de l'énergie de ces particules, et ceci pendant un maximum solaire (courbes repérées par un triangle rouge) et pendant un minimum solaire (courbes repérées par un carré vert). On remarque, que ce soit pour l'hydrogène (H), l'hélium (He), le carbone et l'oxygène (C-O), ou le fer (Fe) que les flux de particules sont toujours inférieurs pendant un maximum solaire.

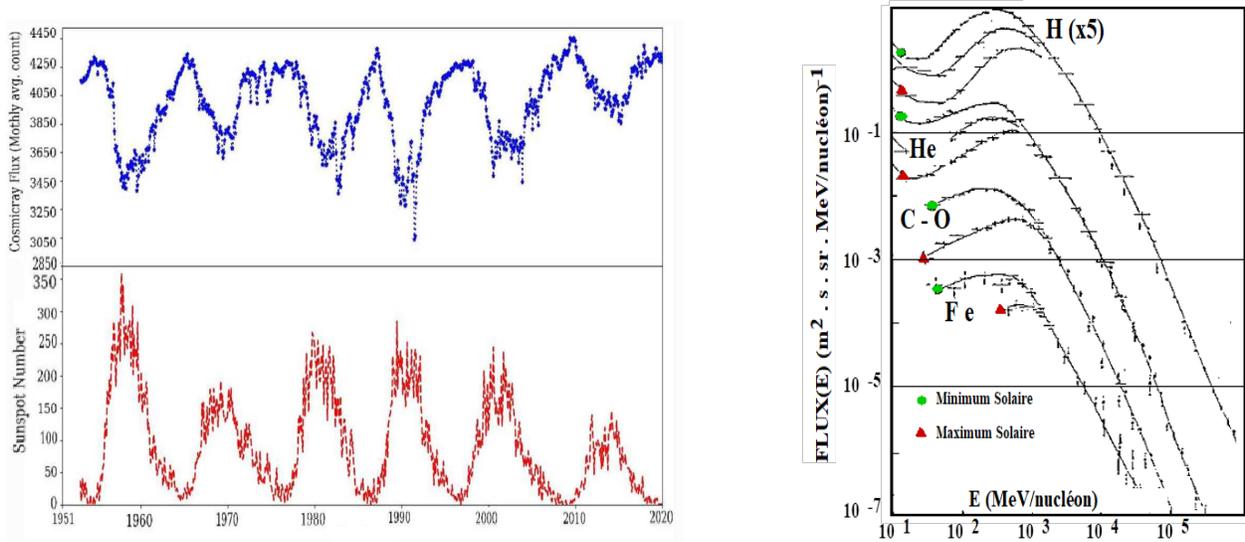


FIGURE 2.14 – Flux des rayons cosmiques (en bleu) et nombre de Wolf (en rouge) (à gauche). Flux de particules provenant des rayons cosmiques (à droite).

De même, la figure 2.14 gauche, tiré de [Nandy et al., 2021], donne l'évolution du flux des rayons cosmiques en bleu et l'évolution du nombre de taches solaires en rouge de 1950 à 2021. On a vu dans la section précédente que ce dernier indice était un excellent indice de l'activité solaire. On constate que le flux des rayons cosmiques est clairement anti-corrélé avec l'activité solaire.

2.3 Les ceintures de radiations

Découvertes en 1958 par le scientifique américain James Van Allen, grâce aux données des sondes américaines Explorer 1 et 3, les ceintures de radiation (ou de Van Allen) sont deux régions de forme toroïdale autour de la Terre très denses en particules à haute énergie (jusqu'à plusieurs centaines de MeV) [Li and Hudson, 2019], [Ripoll et al., 2020]. La ceinture intérieure, entre 400 et 10 000 kilomètres d'altitude, renferme des protons dont l'énergie peut atteindre plusieurs centaines de mégaélectronvolts, tandis que la ceinture extérieure, qui s'étend entre 13 000 et 65 000 kilomètres, abrite une forte densité d'électrons de plusieurs mégaélectronvolts. Entre les deux, une région dynamique, nommée slot se remplit de particules de manière épisodique.

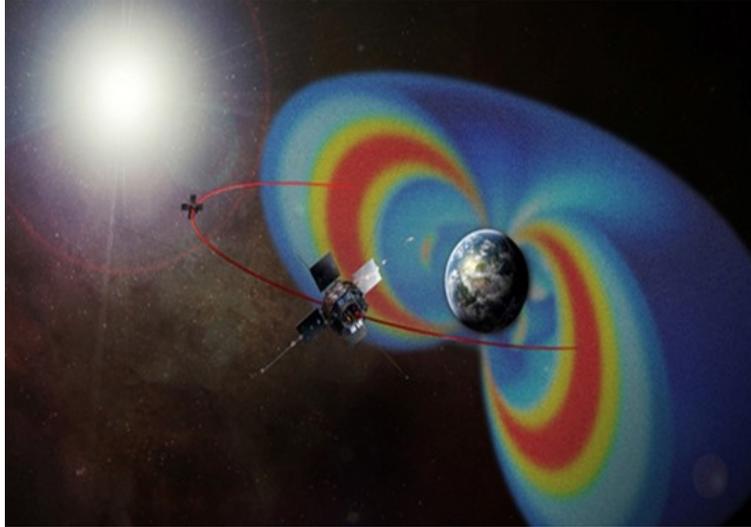


FIGURE 2.15 – Vue d’artiste des ceintures de Van Allen (crédit : NASA/G. Reeves/M. Henderson).

2.3.1 Origine des particules des ceintures de radiations

Les particules à haute énergie constituant les ceintures de Van Allen proviennent du Soleil via le vent solaire, ou d’au-delà du système solaire via les rayons cosmiques. Différents processus sont alors à l’oeuvre :

Le CRAND Le processus CRAND (Cosmic Ray Albedo Neutron Decay) est basé sur l’interaction entre les rayons cosmiques et les atomes d’oxygène ou d’azote de la haute atmosphère de la Terre. Comme décrit sur la figure 2.16, les particules à hautes énergies venant des rayons cosmiques (décrits dans la section précédente), interagissent avec les atomes de l’atmosphère pour créer des neutrons [Singer, 1958].

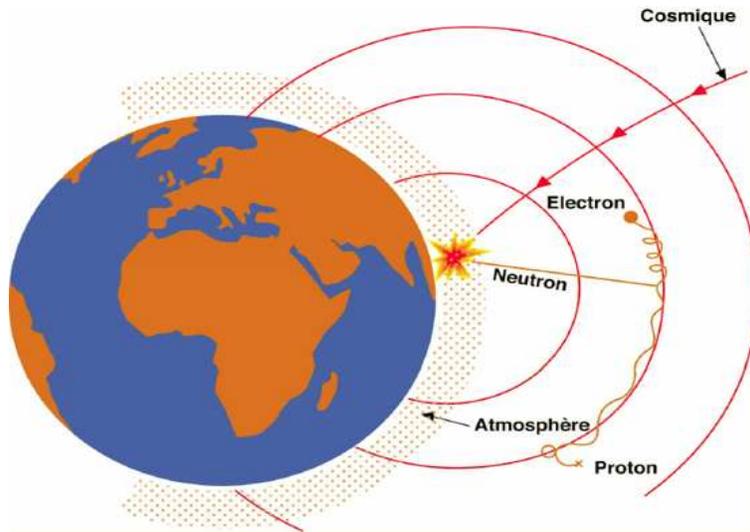


FIGURE 2.16 – Processus CRAND

Une minorité (10%) de ces neutrons s'échappent vers l'espace (on parle alors de neutrons Albedo), et se désintègrent selon un processus β^- (équation 3) pour créer un proton, un électron et un antineutrino :



Une partie de ces protons et électrons est alors piégée par les lignes du champ magnétique terrestre et alimentent la ceinture interne [Lenchek and Singer, 1962].

Le SPAND Les protons provenant du Soleil suivent quant à eux le processus SPAND (Solar Proton Albedo Neutron Decay) [Dragt et al., 1966]. De même, ils interagissent avec les autres atomes à leur arrivée dans l'atmosphère créant par une réaction nucléaire des neutrons qui se désintègrent à leur tour selon le même processus β . Les électrons et protons créés alimentent alors les ceintures de radiations. Ce processus constitue une source 10 fois plus faible que le CRAND.

Évènements solaires Enfin les évènements solaires décrits dans la partie précédente sur le Soleil peuvent s'accompagner d'un remplissage des ceintures de radiations. En effet, pendant un évènement solaire, la magnétosphère est comprimée par le vent solaire, entraînant une reconfiguration lente (quelques heures) des lignes de champ magnétique via une reconnexion magnétique afin de revenir à une configuration dipolaire [Rezeau and Belmont, 2018]. Comme illustré sur la figure 2.17, sous l'effet du vent solaire émanant d'un évènement solaire, les lignes de champ du champ magnétique terrestre sont étirées au niveau de la queue de la

magnétosphère (magnetotail). Les lignes de champ vont alors se reconfigurer au niveau du feuillet neutre (Tail Reconnection). Les particules du feuillet neutre sont alors accélérées vers la Terre et alimentent les ceintures de radiations. Au cours de ce phénomène, le flux de particules dans la magnétosphère peut gagner trois ordres de grandeur.

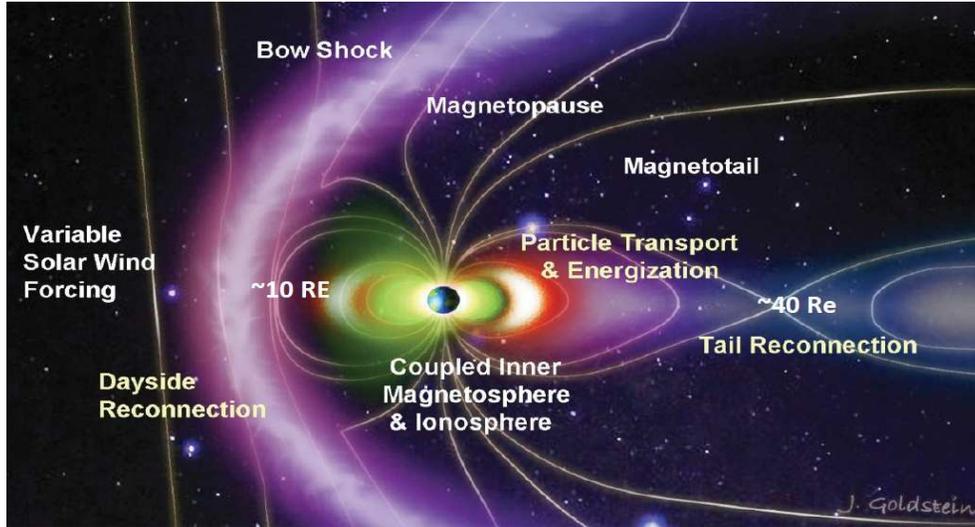


FIGURE 2.17 – Reconnexion magnétique (Crédits : J. Goldstein).

2.3.2 Mouvements des particules dans les ceintures de radiations

Nous cherchons maintenant à décrire le mouvement de charge q dans le plasma que constituent les ceintures de radiations. Dans ce milieu, il règne un champ électrique \mathbf{E} et un champ magnétique \mathbf{B} , les forces de pesanteur sont négligées. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule donne :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E} + q(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (4)$$

Avec \mathbf{p} sa quantité de mouvement et \mathbf{v} sa vitesse.

Pour les particules avec une énergie supérieure à 100 keV, la contribution due au champ électrique dans la force de Lorentz peut être négligée. Les particules étudiées dans la suite des travaux ayant une énergie supérieure à 100 keV, on la néglige.

Avec un champ magnétique \mathbf{B} constant et uniforme, les particules décriraient un simple mouvement de giration autour des lignes de champ magnétiques. Ce n'est pas le cas ici, la trajectoire d'une particule est donc plus complexe et peut se décomposer en trois mouvements [Roederer, 1970] :

- un mouvement de giration autour d'une ligne de champ magnétique
- un mouvement de rebond entre les deux points miroirs
- un mouvement de dérive

La trajectoire d'une particule est décrite en figure 2.18. Donnons quelques ordres de grandeurs. Le rebond est caractérisé par une période allant d'une seconde pour les protons à un dixième de seconde pour les électrons. Le mouvement de dérive autour de la Terre, d'Est en Ouest pour les protons et d'Ouest en Est pour les électrons a une période de quelques 1000 secondes. On appelle « coquille de dérive » la région toroïdale dans laquelle la particule se déplace.

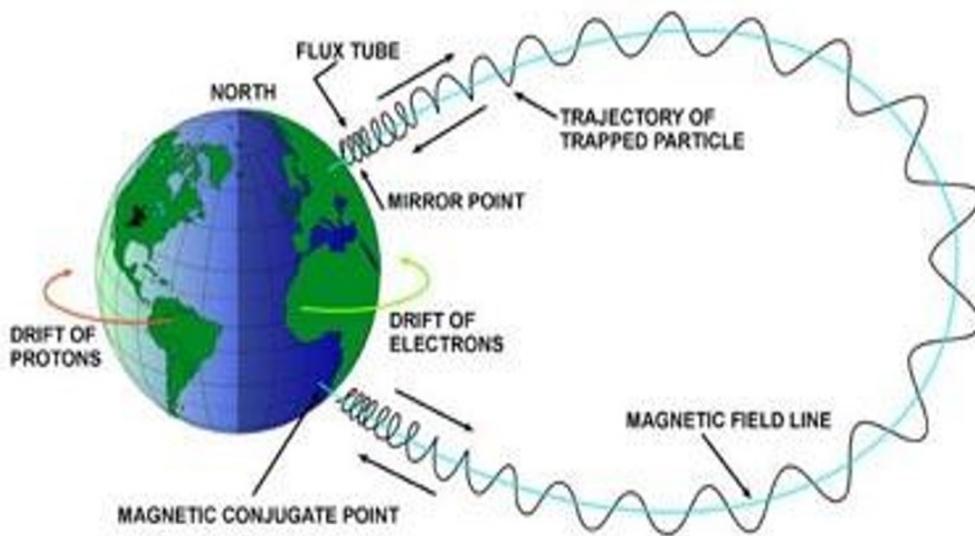


FIGURE 2.18 – Trajectoire d'une particule dans les ceintures de radiations.

Le champ magnétique peut être approximé localement comme étant constant, uniforme, et sans perturbation extérieure. La particule, de masse effective m , suit alors une trajectoire circulaire autour d'une ligne de champ magnétique, de rayon (appelé rayon de Larmor) $r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB}$, de période $T = \frac{2\pi m}{qB}$, et de moment magnétique $\mu_b = \frac{mv_{\perp}^2}{qB}$. Avec v_{\perp} , la composante de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique : $v_{\perp} = v \sin(\alpha)$, avec α l'angle formé entre le vecteur vitesse et la ligne de champ magnétique (voir figure 2.19). À une altitude de 2000 km, pour un électron d'une énergie de 1 MeV, le rayon de giration est de 320 m. À la même altitude pour un proton d'une énergie de 10 MeV, le rayon est de 30 km.

Le flux magnétique au travers du cercle décrit par une particule autour d'une ligne de champ magnétique se conservant, le moment magnétique μ_B est lui aussi constant et constitue

le premier invariant adiabatique, à condition que les variations du champ magnétique ne soient pas plus rapides que les périodes des mouvements associés.

2.3.3 Points miroirs et invariants adiabatiques

La position des points miroirs d'une particule peut être déterminée à l'aide de la conservation du premier invariant adiabatique. En effet, si la vitesse des particules a une composante parallèle au champ magnétique, alors les particules se déplacent le long de la ligne de champ magnétique. Or, le champ magnétique terrestre n'est pas constant le long d'une ligne de champ : il est minimal à l'équateur magnétique et croît à mesure qu'il se rapproche des pôles, zones où les lignes de champ magnétique sont rapprochées. Lors du déplacement des particules le long d'une ligne de champ magnétique, le champ magnétique augmente. Par conservation du premier invariant adiabatique, la composante perpendiculaire au champ magnétique de la vitesse de la particule augmente également. De fait, par conservation de l'énergie cinétique de la particule, l'augmentation de la composante perpendiculaire de la vitesse de la particule entraîne une diminution de la composante parallèle de la vitesse. Cette évolution est possible jusqu'à ce que la composante parallèle de la vitesse soit nulle, et que la vitesse de la particule ne comporte que la composante perpendiculaire au champ magnétique. La particule n'avance alors plus le long de la ligne de champ magnétique. Ce point où la composante parallèle de la vitesse de la particule devient nulle est appelé point miroir. Cette particule repart ensuite en sens inverse jusqu'à atteindre l'autre point miroir situé dans l'autre hémisphère. La particule décrit alors un mouvement de rebond entre les deux points miroirs.

Plus précisément, par égalité du premier invariant adiabatique, à l'équateur et au point miroir (où par définition, $\alpha = \alpha_M = 90 \text{ deg}$), on a :

$$B_M = \frac{B_{eq}}{\sin^2(\alpha_{eq})} \quad (5)$$

Où :

- B_{eq} est l'intensité du champ magnétique à l'équateur magnétique
- α_{eq} est l'angle d'attaque à l'équateur magnétique

Ainsi, l'intensité du champ magnétique au point miroir est fonction de l'angle d'attaque équatorial. Plus l'angle d'attaque à l'équateur est faible et plus le point miroir sera bas sur les lignes de champ magnétique. Dans le cas où ce point miroir est situé à une plus haute altitude que la limite de l'atmosphère, le rebond peut se faire et la particule est dite

piégée. Dans le cas contraire, la particule est précipitée dans l'atmosphère. L'ensemble des angles d'attaque trop faibles pour que le point miroir soit situé au dessus de l'atmosphère est appelé le cône de perte (figure 2.19). Toute particule dans ce cône de perte sera donc précipitée quelques instants plus tard dans l'atmosphère. Par conséquent, on note qu'à faibles altitudes, les particules piégées auront systématiquement un angle d'attaque élevé.

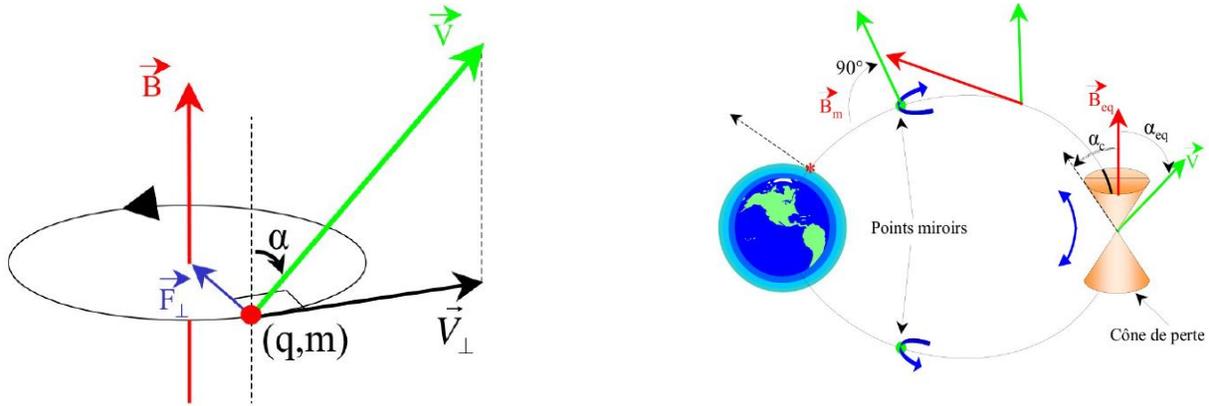


FIGURE 2.19 – Angle d'attaque et cône de pertes.

[Roederer, 1970] introduit deux autres invariants :

- L'invariant intégral $J = \oint P_{\parallel} dS$, avec P_{\parallel} la composante du vecteur quantité de mouvement parallèle au champ magnétique
- Le flux magnétique $\Phi = \int B dS$

De même que pour le moment magnétique, ils sont conservés à condition que les variations du champ magnétique ne soient pas plus rapides que les périodes des mouvements associés.

2.3.4 Les paramètres L et L^*

Nous l'avons vu, la trajectoire d'une particule dans les ceintures de radiations est très liée au champ magnétique. Ainsi, plutôt que de raisonner avec les variables spatiales classiques de positions (cartésiennes ou sphériques), nous préférons utiliser le paramètre de McIlwain L . Introduit par [McIlwain, 1961], ce paramètre permet de numéroter les lignes de champ magnétiques. Quel que soit l'endroit où une particule se trouve dans l'environnement radiatif spatial terrestre, elle se situe nécessairement sur une ligne de champ magnétique. La valeur de L nous donne la distance au centre de la Terre en nombre de rayons terrestres à laquelle cette ligne de champ coupe l'équateur magnétique. Par exemple sur l'image de gauche de la figure 2.20, la particule repérée par le point rouge est située sur la ligne de champ qui coupe

l'équateur magnétique à $L = 4$ rayons terrestres du centre de la Terre. C'est un nombre sans dimension.

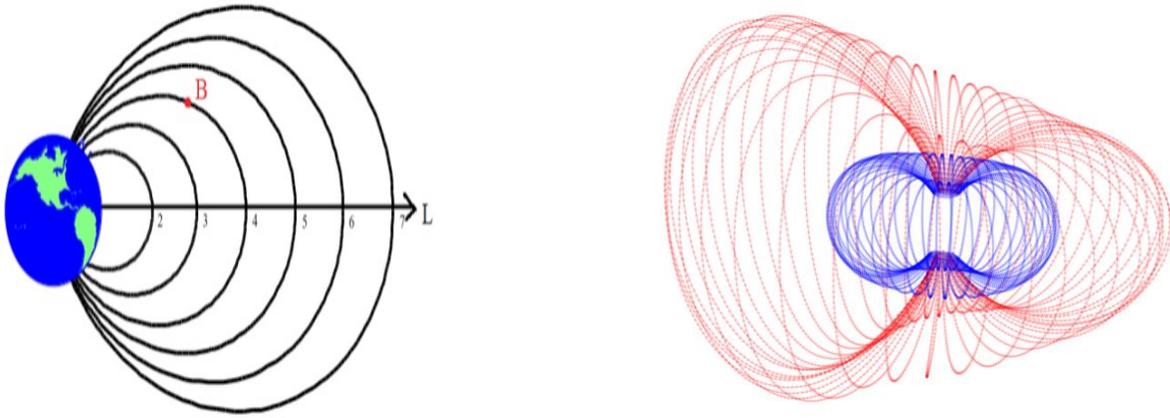


FIGURE 2.20 – Paramètre L (à gauche). $L^* = 4$ (en bleu) et $L^* = 8$ (en rouge) (à droite).

Mais du fait de la compression (côté jour) et de l'étirement (côté nuit) des lignes du champ magnétique par le vent solaire, une même particule parcourra d'autres valeurs de L durant son mouvement de dérive. Une coquille de dérive correspond donc à plusieurs valeurs de L en fonction du temps magnétique local.

C'est pourquoi, Roederer introduit en 1970 le paramètre L^* [Roederer, 1970]. Ce paramètre est lui défini afin d'être constant sur toute une coquille de dérive. Il est défini à partir du troisième invariant adiabatique. Chaque coquille de dérive est donc caractérisée par une valeur unique de L^* . Plus ce L^* est faible et plus la coquille est située à l'intérieur des ceintures. Dans le cas où le champ magnétique peut-être apparenté à un dipôle, les paramètres L^* et L sont identiques. C'est le cas notamment pour les faibles valeurs de L . À plus grandes distances de la Terre en revanche, la composante externe du champ magnétique est plus importante et L^* et L diffèrent.

Nous donnons sur l'image de droite de la figure 2.20, les coquilles de dérive pour $L^* = 4$ (en bleu) et $L^* = 8$ (en rouge) [Benacquista, 2017]. Nous constatons qu'en effet, pour $L^* = 4$, $L^* = L$ et la dérive de la coquille est faible contrairement à $L^* = 8$, où les effets de non-dipolarité du champ magnétique sont d'autant plus significatifs.

2.3.5 Le temps magnétique local (MLT)

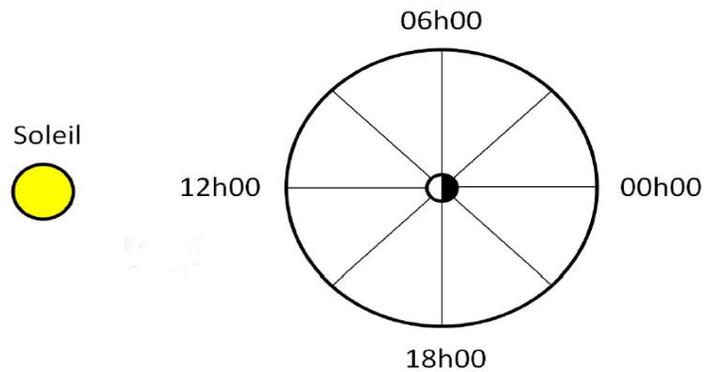


FIGURE 2.21 – Le temps magnétique local (MLT).

L'influence du Soleil étant primordiale dans la physique des ceintures de radiations, une autre coordonnée caractérise la position d'une particule vis à vis du Soleil. Il s'agit du temps magnétique local (MLT). Spécifiée sur la figure 2.21, cette coordonnée permet de déterminer le positionnement d'un événement par rapport au Soleil et est définie en fonction de la longitude et de la latitude magnétique, ainsi que du Temps Magnétique Local. Le méridien magnétique qui est face au Soleil, centré sur $MLT=12$ correspond au côté jour. Le côté opposé est le côté nuit, centré sur $MLT=0$. Sur les flancs, nous retrouvons le côté matin ou aube centré sur $MLT=6$ et celui du soir centré sur $MLT=18$.

2.3.6 Structure des ceintures de radiations

Nous comptons deux ceintures de radiations pour les électrons et une ceinture pour les protons. Pour la ceinture interne d'électrons et pour celle des protons, leur limite inférieure est la haute atmosphère tandis que leur limite supérieure dépend de l'activité solaire.

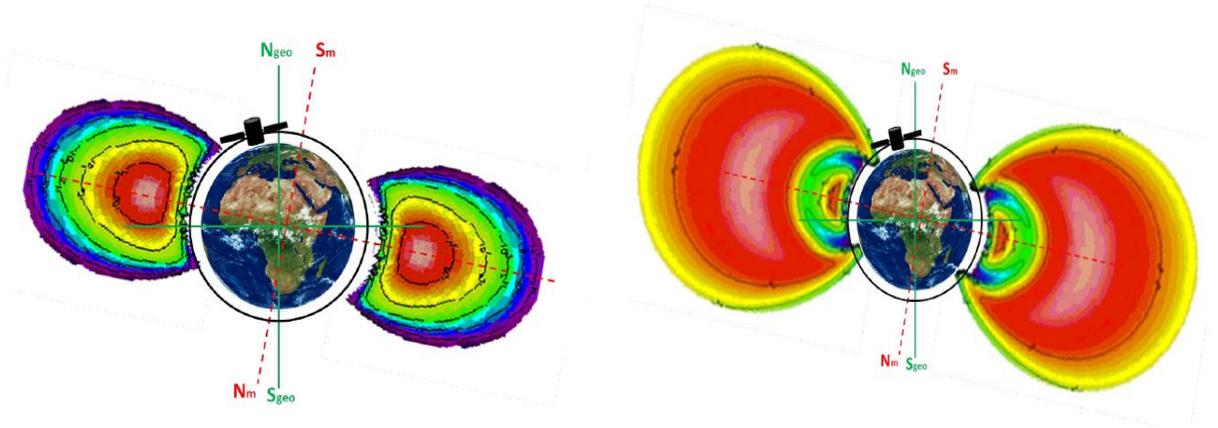


FIGURE 2.22 – Ceinture de protons (à gauche) et ceintures d’électrons (à droite) [Ruffenach, 2020].

La ceinture de protons s’étend du haut de l’atmosphère à 7 rayons terrestres. Les protons la constituant ont une énergie de quelques keV à quelques centaines de MeV. La position des maxima de flux dépend de l’énergie. Par exemple, pour les protons d’une énergie de 5 MeV, le maximum de flux se trouve à $L = 2$. Les flux de protons ayant une énergie supérieure à 40 MeV sont très stables, alors que les flux de protons ayant des énergies inférieures dépendent de l’activité du Soleil [Benacquista, 2017].

Pour les électrons, on distingue deux ceintures séparées par le « Slot ». La ceinture interne, relativement stable, s’étend de $L = 1$ à $L = 2,8$ avec un maximum de flux en $L = 1,4$. Elle est peuplée d’électrons avec une énergie pouvant atteindre 10 MeV. La seconde, ou ceinture externe, s’étend elle de $L = 2,8$ jusqu’à $L = 10$. Elle est peu stable, *i.e* elle se remplit épisodiquement d’électrons. Cela dépend de l’activité solaire, en particulier des orages magnétiques. Les électrons qui la peuplent ont une énergie de l’ordre du MeV.

La structure et l’extension des ceintures jusqu’à un L maximum dépendent de l’énergie, formant une structure en S [Reeves et al., 2016], [Ripoll et al., 2016].

Les modèles empiriques des ceintures Nous le verrons dans la prochaine section, les effets des radiations sur les composants pouvant être irréversibles, les industriels du spatial veulent connaître la distribution des flux de particules dans les ceintures de radiations. Des modèles de spécification de l’environnement ionisant empiriques sont donc développés sur la base des données acquises en orbite.

Les modèles de référence depuis des décennies sont les modèles AE8 pour les électrons et AP8 pour les protons, développés par l’Aerospace Group pour la NASA dans les années

1970 [Vette, 1991], [Sawyer and Vette, 1976]. Ces modèles sont basés sur des extrapolations de mesures satellites faites de 1960 aux années 1980. Ils permettent d’avoir une estimation globale de la population des ceintures de radiations, mais ne prennent pas en compte l’activité solaire. Des améliorations AE8-MIN et AP8-MIN (respectivement AE8-MAX et AP8-MAX) permettent de configurer les modèles et donc les prédictions en minimum (respectivement maximum) solaire. Les flux sont donnés de $L = 1,15$ à $L = 6,6$ pour les protons d’une énergie de 100 keV à 300 MeV et de $L = 1,2$ à $L = 11$ pour les électrons d’une énergie de 40 keV à 7 MeV. Ces modèles bien qu’imparfaits (par exemple ils ne prennent pas en compte la variation séculaire du champ magnétique interne et donc la dérive de la SAA), sont très utilisés dans l’industrie spatiale.

Une version plus récente de ces précédents modèles est en cours de développement : AE9 et AP9 [Ginet et al., 2013]. Basés sur des mesures effectuées de 1976 à aujourd’hui, ces modèles prennent eux en compte la météorologie spatiale et donnent les doses de radiations reçues le long d’une orbite spécifiée par l’utilisateur.

Enfin, l’ONERA développe depuis 2017 le modèle GREEN (Global Radiation Earth Environment) [Sicard et al., 2018]. Basés sur des mesures effectuées en vol durant plus de 3 cycles solaires, ce modèle permet de calculer les flux pour $L = 1$ à $L = 8$ pour des protons d’une énergie de 1 keV à 800 MeV et des électrons d’une énergie de 1 keV à 10 MeV. GREEN prend en compte la dépendance du cycle solaire, mais ne permet pas une résolution temporelle plus précise que l’année.

Malgré l’émergence de nouveaux modèles comme AE9, AP9 ou GREEN, les modèles de référence les plus utilisés restent aujourd’hui encore AE8 et AP8 pour les acteurs de l’industrie spatiale. Ces modèles sont réputés plus robustes et plus fiables que leurs successeurs. Dans les années qui viennent, l’émergence des méthodes d’apprentissage (machine learning en anglais) et de l’intelligence artificielle va certainement rebattre les cartes, un grand nombre de données étant disponible pour élaborer des modèles toujours plus précis.

2.4 Effets des radiations sur les composants

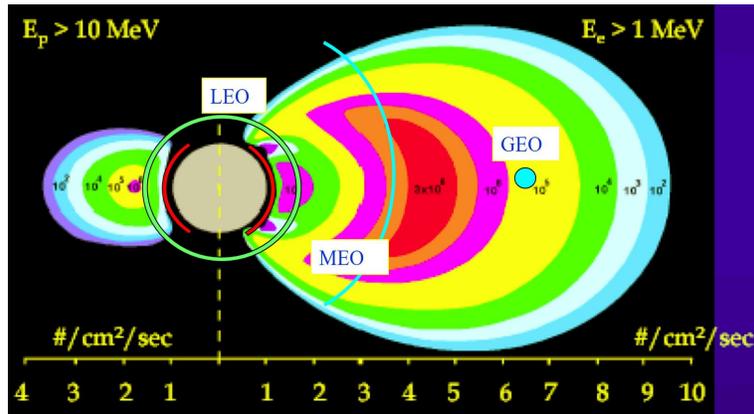


FIGURE 2.23 – Les orbites des satellites dans les ceintures, avec les ceintures de protons ≥ 10 MeV à gauche et celle des électrons ≥ 1 MeV à droite (image modifiée de la NASA).

La figure 2.23 montre les différentes orbites autour de la Terre dans les ceintures de radiations. On constate que l'orbite soit basse (Low Earth Orbit, LEO), moyenne (Medium Earth Orbit, MEO) ou géostationnaire (GEO), les satellites passent dans les ceintures. Les particules à haute énergie constituant les ceintures étant ionisantes, il convient de s'interroger sur les effets de ces radiations sur les composants.

2.4.1 Les radiations, responsables d'erreurs sur les satellites ?

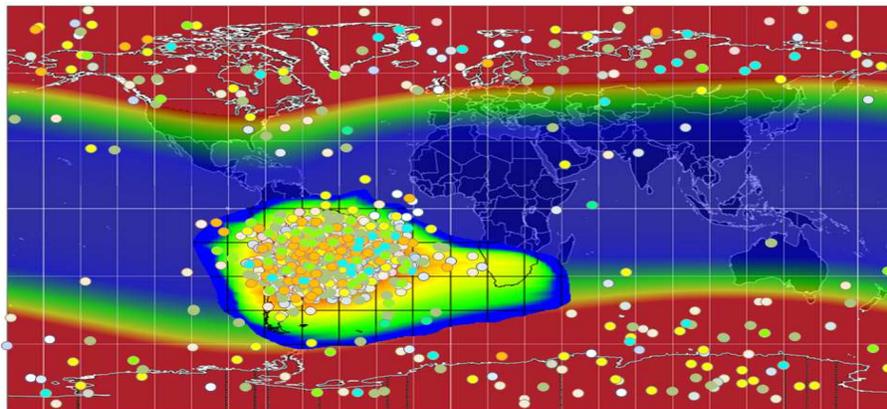


FIGURE 2.24 – Erreurs recensées sur les satellites en orbite basse.

La figure 2.24, obtenue avec l'aide du logiciel OMERE, donne la position de 1028 erreurs recensées par une dizaine de satellites en orbite basse (altitude inférieure à 2000 km). À

chaque fois qu'un de ces satellites avait un problème sur un composant, il envoyait un message donnant sa position, repérée sur la figure par un point. Sur le planisphère, on a projeté, grâce aux modèles AE8 et AP8, les niveaux de flux de particules en fonction de la position. On constate que la grande majorité des erreurs se situent à des positions à flux élevés de particules (en orange/rouge sur la carte). En effet, les erreurs se concentrent aux pôles, et surtout dans la SAA, endroits où, nous l'avons vu, les niveaux de flux de particules sont les plus élevés. Ainsi, il est indéniable que les radiations spatiales sont responsables d'erreurs sur les satellites.

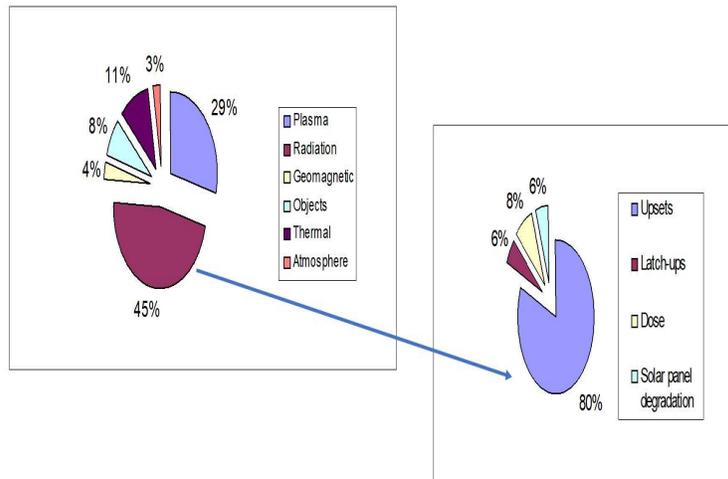


FIGURE 2.25 – Répartitions des anomalies dues à l'environnement spatial sur 10 satellites en orbite basse.

Ceci est confirmé par une étude menée par la NASA en 1995 sur la répartition des anomalies sur les satellites dues à l'environnement spatial [Bedingfield et al., 1995]. Comme indiqué sur la figure 2.25, les auteurs attribuent 45% des anomalies aux effets des radiations. Le détail de ces anomalies est également donné, avec différentes types d'anomalies que nous allons détailler.

2.4.2 Les différents types d'anomalies

Les effets des radiations sur les composants électroniques des satellites sont divers et n'ont pas tous les mêmes conséquences, certains sont destructifs, *i.e* amènent à la destruction d'un composant électronique.

Dans les effets destructifs, il y a les évènements à effets cumulatifs et les évènements singuliers. Les premiers vont engendrer une dérive paramétrique et à terme une défaillance

fonctionnelle. Ils sont soit des effets de dose ionisante (génération paires électrons-trous dans les isolants), soit des effets de déplacements atomiques (liés à la collision d'une particule avec un atome du réseau). Ensuite, il y a des événements singuliers, générés par une seule particule incidente, qui crée des court-circuits ou un claquage diélectrique et qui peut avoir comme conséquence une possible destruction immédiate du composant électronique.

Nous donnons ici les 7 principaux événements singuliers [Bezerra et al., 2009], [Koga et al., 1997] :

- SET (Single Event Transient) : erreur logicielle qui perturbe la fonctionnalité du composant de manière temporaire
- SEU (Single Event Upset) : change la valeur d'un bit (0 en 1 ou 1 en 0)
- SEL (Latch-up) : équivaut à un court-circuit pour un CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconducto), peut être destructif si le composant n'est pas protégé
- SEB (Burn-out) : équivalent à un court-circuit pour un MOSFET (transistor à effet de champ à grille isolée), peut être destructif si le composant n'est pas protégé
- SEGR (Gate Rupture) : équivaut à un claquage diélectrique pour un MOSFET, est destructif immédiatement
- Bit collé, cellule affaiblie : le bit reste toujours à la même valeur
- SEFI (Single Event Fonctionnal Interruption) : engendre une interruption temporaire de la fonctionnalité du composant affecté

D'après la figure 2.25, 85% des anomalies sont des SEU, ce qui engendre des erreurs digitales (fausses données, erreurs dans les programmes ou crash de processeurs), ou des erreurs d'images (images dégradées, pixels saturés ou oscillants).

Les conséquences de ces anomalies vont du simple bug sur le satellite, à la destruction du composant électronique concerné, voire du satellite. On peut citer l'exemple de l'instrument d'altimétrie PRARE sur le satellite de l'ESA ERS1 [Adams et al., 1992]. Lancé en 1991 en orbite basse, ce satellite a vu son instrument PRARE être mis hors d'état de fonctionner après 5 jours de vol, du fait d'un SEL survenu pendant le survol de la SAA.

2.4.3 Les solutions

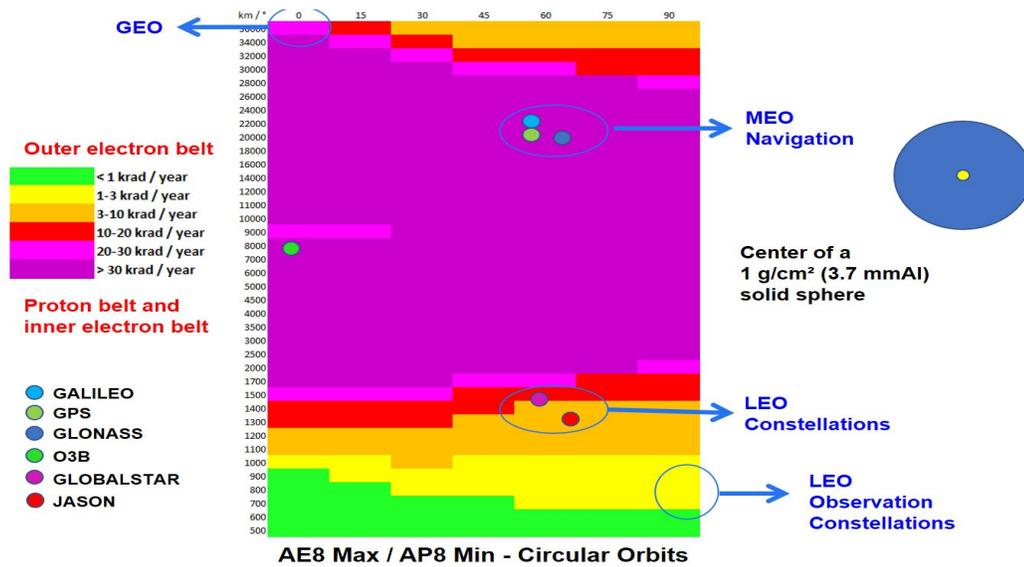


FIGURE 2.26 – Doses annuelles de radiations en fonction de l'orbite (crédit : CNES).

Nous venons de le voir, les anomalies sont nombreuses et peuvent avoir des conséquences tragiques. Pour contrer ce problème, il faut déjà bien connaître l'environnement radiatif spatial, pour estimer les niveaux de radiations que va rencontrer le satellite pendant son orbite ou sa traversée des ceintures. La figure 2.26 donne, à partir des modèles AE8 et AP8, les doses de radiations annuelles reçues par un satellite en fonction de l'altitude et de l'inclinaison de son orbite. Les satellites en orbite moyenne (MEO, entre 2 000 km et l'orbite géostationnaire 35 786 km), comme les satellites GEO ou GPS par exemple, étant au coeur des ceintures, ce sont eux les plus exposés et qui reçoivent les doses les plus importantes. Les satellites en orbite géostationnaire sont un peu moins exposés, mais toujours plus que les satellites en orbite basse.

Une fois les niveaux de radiations connus, il convient de protéger les composants électroniques en conséquence. C'est un habile équilibre entre charge utile et protection des composants. La principale méthode de protection des effets de doses consiste en du blindage : on blinde les composants avec des matériaux comme de l'aluminium ou du tungstène qui les protègent partiellement des radiations. Pour les SEE, les particules responsables des erreurs étant plus énergétiques (protons et ions d'énergie de plusieurs dizaines de MeV), la solution du blindage ne peut être envisagée pour une question de poids des instruments. Les solutions sont alors analogiques (filtre passe-bas) et informatiques (triple redondance,...).

Enfin, avant d'envoyer un satellite, il convient d'effectuer des tests de radiations au sol. À l'aide de source de radiations, comme une source au Cobalt 60, tests lasers, ou tests dans des accélérateurs de protons, d'ions ou d'électrons, on teste la résistance des composants à ces radiations.

2.5 Mesure des niveaux de flux de radiations

Une connaissance précise de l'environnement radiatif spatial terrestre est fondamental pour les industriels du spatial. De plus, il y a un réel intérêt scientifique de compréhension des processus physiques à l'oeuvre dans cet environnemt. C'est pourquoi depuis des décennies, les agences spatiales et chercheurs de nombreux pays conçoivent des instruments de mesures de flux de radiations *in-situ*, afin de décrire au mieux cet environnement. Dans cette section, nous allons uniquement présenter les jeux de données de radiations utilisées pour nos travaux : les missions CNES CARMEN, puis les missions américaines Van Allen Probes et POES.

2.5.1 Missions CARMEN

Depuis 1992, l'agence spatiale française, le CNES, s'intéresse à mesurer l'environnement radiatif spatial terrestre. En particulier depuis la première décennie des années 2000 avec les missions CARMEN (CARactérisation et Modélisation de l'ENvironnement). Ces missions consistent à embarquer un moniteur de radiations nommés ICARE-NG (décrit plus bas) sur différents satellites, sur des orbites différentes.

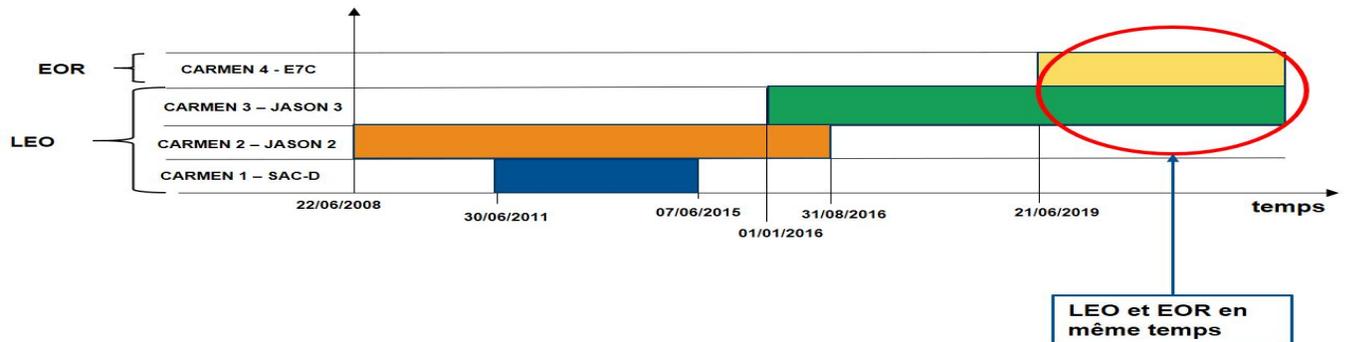


FIGURE 2.27 – Calendrier des missions CARMEN.

Description des missions CARMEN Comme indiqué sur la figure 2.27, les missions CARMEN se sont succédées de juin 2008 à aujourd'hui. Leur mission scientifique est de

permettre la mesure des flux de particules chargées et les effets de ces flux de particules sur les composants électroniques que le satellite embarque ainsi que de caractériser l'environnement radiatif local, aider à l'identification des anomalies dont pourraient être l'objet les équipements en vol, en particulier dans l'Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA).

CARMEN-1 consistait à embarquer l'instrument ICARE-NG sur le satellite SAC-D [Falguere et al., 2003]. Fruit d'une coopération Argentine-États-Unis-Italie-France, ce satellite suivant une orbite basse (657 km, 96°), avait pour mission principale l'observation de la circulation océanique, des variations climatiques et de l'environnement. L'instrument ICARE-NG est embarqué en tant que passager électronique pour ce vol qui dura de juin 2011 à juin 2015.

Les missions CARMEN-2 et CARMEN-3 consistent à embarquer le même instrument ICARE-NG sur les satellites JASON-2 et JASON-3 respectivement de juin 2008 à août 2016 et de janvier 2016 à aujourd'hui [Boscher et al., 2011], [Ecoffet et al., 2018]. Les satellites JASON-2 et JASON-3 sont deux satellites qui se sont succédés en orbite basse (1 336 km, 66°), fruits d'une collaboration CNES, JPL, EUMETSAT et NOAA. La mission principale de ces deux satellites est d'observer la topographie dynamique des océans grâce à l'altimétrie spatiale, prenant la suite des missions Topex/Poseidon.

La mission CARMEN-4 résulte d'un partenariat entre le CNES et l'opérateur de satellite français EUTELSAT. Il embarque l'instrument ICARE-NG de juin 2019 à aujourd'hui sur le satellite E7C [Caron et al., 2022]. Ce dernier est un satellite EUTELSAT dont la mission principale consiste à étendre la diffusion vidéo à l'Afrique, le Moyen-Orient et la Turquie. Il suit une ascension en orbite à poussée électrique (Electrical Orbital Raising, EOR en anglais) de juin à octobre 2019, avant d'atteindre une orbite géostationnaire quasi-équatoriale (7° Est).

Enfin, les missions CARMEN-5 et CARMEN-6 consistent à embarquer l'instrument ICARE-NG sur deux satellites EUTELSAT de la constellation HOTBIRD. Cette constellation positionnée à 13° Est représente l'un des systèmes de télédiffusion les plus vastes d'Europe, diffusant 1000 chaînes de télévision vers plus de 160 millions de foyers en Europe, en Afrique du Nord et au Moyen-Orient. Les 2 satellites concernés ont été lancés en octobre et novembre 2022. De même que pour CARMEN-4, ces satellites suivent une ascension EOR avant d'atteindre leur orbite géostationnaire.



FIGURE 2.28 – Satellite JASON-2 (à gauche) et l’instrument ICARE-NG (à droite).

L’instrument ICARE-NG Les missions CARMEN consistent toutes à embarquer le même instrument ICARE-NG sur différents satellites. Développé par le CNES et l’ONERA pour prendre la suite de l’instrument ICARE (Influence sur les Composants Avancés des Radiations de l’Espace), cet instrument est un moniteur de radiations composé de détecteurs à diode [Boscher et al., 2014]. Les détecteurs à diodes fonctionnent en mode spectrométrie. La quantité de courant mesurée est proportionnelle au nombre d’électrons créés par ionisation et drainés, et est donc directement liée à l’énergie perdue par la particule incidente lors de son interaction avec les atomes de la diode. La correspondance entre la quantité de charges collectées et l’énergie déposée par la particule est effectuée par un étalonnage préalable du détecteur à l’aide de sources radioactives émettant des rayonnements parfaitement connus (type de particules et leurs énergies).

ICARE-NG est constitué de trois têtes de détection (A, B et C). Les têtes A et C sont constituées de deux diodes en Silicium tandis que la tête B n’en contient qu’une seule. L’utilisation des deux diodes permet de bien discriminer les protons et les électrons. En effet, un proton, plus énergétique qu’un électron, sera détecté par les deux têtes, tandis qu’un électron par une seule. Ainsi les têtes A et C mesurent surtout des protons tandis que la tête B mesure surtout des électrons. Le moniteur mesure des flux de protons d’une énergie de 12,8 MeV à 190 MeV et des flux d’électrons d’une énergie de 250 keV à 3,2 MeV avec une résolution temporelle de 16 secondes.

2.5.2 Van Allen Probes (RBSP)

Les Van Allen Probes (initialement nommées Radiation Belt Storm Probes, RBSP) [Mauk et al., 2012] sont deux sondes d’une mission spatiale de la NASA lancée le 30 août 2012 qui

analyse l'influence du Soleil sur la Terre et l'environnement spatial proche de la Terre en étudiant l'évolution des ceintures de radiation.

La mission des Van Allen Probes Faisant partie du programme « Living with a star » [Mauk et al., 2014], consacré à l'étude des processus fondamentaux qui ont pour origine le Soleil et qui ont une influence sur le système solaire, les Van Allen Probes sont deux satellites NASA RBSP-A et RBSP-B contemporains en orbite elliptique (600 - 30 600 km, 11°) de septembre 2012 à octobre 2019. Cette orbite leur fait traverser les ceintures de radiations sur un large spectre en L et leur permet d'effectuer des mesures *in-situ*. À la différence des missions CARMEN les sondes RBSP sont consacrées à l'étude des ceintures de radiations. Elles sont pour cela équipées de l'instrument MagEIS [Blake et al., 2013] dont nous allons décrire le principe de fonctionnement.

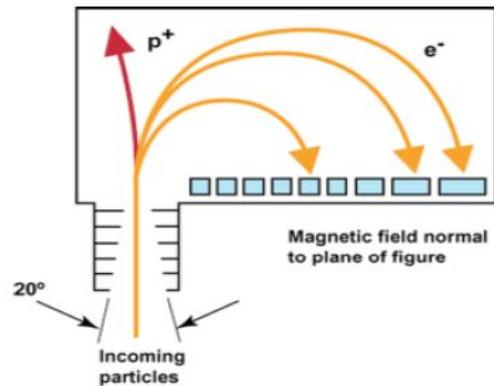


FIGURE 2.29 – Van Allen Probes (NASA) (à gauche) et l'instrument MagEIS [Blake et al., 2013] (à droite).

L'instrument MagEIS L'instrument embarqué sur les sondes RBSP est basé sur l'utilisation de quatre spectromètres de masse à analyseur magnétique pour mesurer les flux de protons et d'électrons des ceintures de radiations. La tête de détection d'un spectromètre magnétique est équipée d'aimants permanents (ici d'une intensité entre 55 et 160 mT). Les protons ou électrons entrant dans la tête de détection vont être déviés sous l'action de ce champ magnétique, comme illustré à droite de la figure 2.29. En fonction de la trajectoire de la particule, et en particulier du rayon de Larmor de cette trajectoire, l'énergie de la particule incidente peut être déterminée. De plus, les protons et les électrons sont déviés dans une direction opposée, ce qui permet de les discriminer. L'intensité du champ magnétique choisie permet de cibler une gamme en énergie particulière pour les protons et pour les électrons.

De plus, l'instrument MagEIS est équipé de deux autres têtes de détections basées cette fois-ci sur l'utilisation de détecteurs à Silicium. Les particules chargées créent des paires électron-trou dans le silicium. Ces charges sont ensuite drainées et collectées, engendrant une variation du courant électrique. La hauteur de l'impulsion électrique est analysée à l'aide d'un analyseur de hauteur d'impulsion afin d'avoir, en plus de la position d'impact de la particule, son énergie déposée.

L'instrument MagEIS permet la mesure de flux d'électrons d'une énergie de 30 keV à 4 MeV et de protons dont l'énergie est comprise entre 20 keV et 1 MeV.

2.5.3 Missions POES

Les satellites NOAA-POES sont une série de satellites météorologiques équipés du moniteur de radiation SEM-2 que nous allons décrire plus bas.

Les satellites NOAA-POES Fruit d'une collaboration entre la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), la NASA et l'organisation européenne pour l'exploitation des satellites météorologiques EUMETSAT, les satellites NOAA-POES constituent une série de 5 satellites (NOAA-15, 16, 17, 18, 19) lancés entre mai 1998 et février 2009, tous en orbite héliosynchrone LEO (aux alentours de 850 km) [Ødegaard et al., 2016], [Yando et al., 2011]. Cette orbite permet aux satellites d'effectuer 14 tours de la Terre quotidiennement. Leur mission principale consiste en des mesures météorologiques, en particulier dans le but d'effectuer des prévisions météorologiques, de la mesure de température des océans ou de l'atmosphère. La plupart des satellites ont dépassés les deux ans d'orbite prévus et sont encore opérationnels, à l'exception de NOAA-16 (arrêté en juin 2014) et NOAA-17 (arrêté en avril 2013).

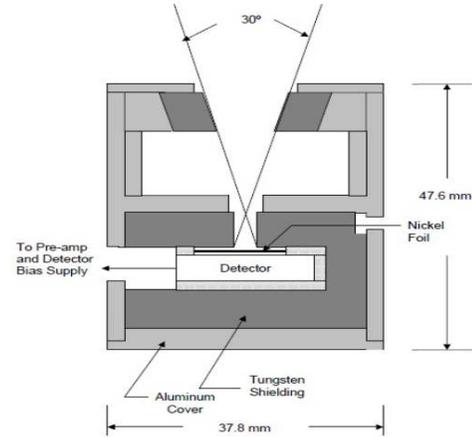


FIGURE 2.30 – Vue d’artiste du satellite NOAA-19 (NASA) (à gauche) et l’instrument SEM-2 (à droite).

L’instrument SEM-2 Les satellites NOAA-POES sont tous équipés du moniteur de radiations SEM-2 [Evans and Greer, 2000]. Ce dernier est constitué de huit têtes de détection composées de diodes (quatre sont directionnelles, et les quatre autres sont omnidirectionnelles). Deux des têtes de détection (identiques) sont destinées à mesurer les flux des protons de faible énergie et sont implémentées avec des directions de visées à 90° l’une de l’autre, et deux autres (identiques) pour mesurer les flux des électrons, de même avec une orientation différente. Les quatre têtes de détection restantes sont des têtes omnidirectionnelles, ou à dôme, destinées à mesurer les protons de très hautes énergies. Les têtes de détection sont équipés de détecteurs à diodes, dont le fonctionnement est décrit dans le section 2.5.1. Cela permet à l’instrument SEM-2 de mesurer des flux d’électrons d’une énergie de 30 keV à 2,5 MeV et des flux de protons d’une énergie de 30 keV à 200 MeV.

2.6 Conclusion

Cette première partie a permis de dresser un état de l'art, non exhaustif, de l'environnement radiatif spatial terrestre. Cela nous a permis d'introduire les principales références bibliographiques qui nous ont guidé pour nos travaux. Cette partie visait à effectuer une description précise des ceintures de radiations. Nous avons vu que celles-ci sont nourries en particules de haute énergie provenant des interactions avec des particules d'au-delà du système solaire via les rayons cosmiques ou du Soleil via le vent solaire. Le champ magnétique terrestre, décrit dans la première sous-partie, protège la Terre d'une grande partie de ces radiations. L'état d'équilibre entre les sources de radiations et la cavité magnétique que constitue la magnétosphère crée les ceintures de Van Allen. Nous avons également effectué une première description de l'Anomalie Sud Atlantique. Cette zone au dessus du Brésil, où l'intensité du champ magnétique terrestre est moins grande, enregistre des valeurs de flux de particules plus importantes. La dynamique de l'évolution de la SAA est étudiée en détail dans nos travaux.

Ensuite, nous avons décrit les effets des radiations sur les composants électroniques embarqués sur les satellites. Les caractéristiques et différences entre ces anomalies donnent lieu à une toponymie précise, dont la connaissance permet aux industriels spatiaux de protéger leur satellites ou lanceurs vis à vis de ces radiations.

Enfin, nous avons introduits certaines missions spatiales de mesures de flux de radiations *in-situ*. Les jeux de données qui en résultent constituent le matériel que nous étudierons dans la suite. Ils sont nombreux (de 1998 à aujourd'hui) et les mesures sont effectuées sur des orbites différentes : polaire héliosynchrone en orbite basse, elliptique ou encore pendant la phase EOR pour une montée en géostationnaire.

3 Corrélation entre les flux d'électrons mesurés

Nous l'avons vu dans la partie précédente, que ce soit pour des raisons de recherche ou industrielles, les agences spatiales nationales ou encore les entreprises privées s'intéressent aux mesures de radiations dans l'environnement spatial de la Terre. Ainsi, il existe depuis des décennies, des mesures de flux de radiations effectuées grâce à des instruments embarqués sur des satellites en orbite à des altitudes différentes (LEO, MEO, GEO). Cette abondance de données, dont les intervalles de temps se recouvrent parfois, nous permet de nous interroger sur la comparaison que l'on peut faire entre les différents jeux de mesures. Autrement dit, un évènement solaire, un changement dans les niveaux de flux de particules détecté par un satellite à une certaine orbite, sera-t-il également détecté par un autre satellite sur une orbite différente? Et si c'est le cas, les mesures en orbite basse, moins coûteuses et plus fiables, pourraient elles être suffisantes pour décrire l'ensemble de l'environnement radiatif spatial terrestre?

Dans cette partie nous comparons des mesures de radiations effectuées simultanément sur des orbites différentes. Tout d'abord, nous allons comparer les données en électrons de la mission CARMEN-3 (LEO) à celles de la mission CARMEN-4 pendant sa phase de montée en orbite géostationnaire par poussée électrique (EOR). Cette comparaison sera faite par méthode statistique classique.

Enfin, nous allons comparer les données en électrons des missions CARMEN-2 et CARMEN-3 aux données des missions Van Allen Probes. Cette étude se fera, quant à elle, en utilisant des techniques d'apprentissage supervisé.

3.1 Corrélations entre CARMEN-3 et CARMEN-4

Décrite précisément en section 2.5.1, CARMEN-3 embarque, en orbite basse (1 336 km, 66°) sur le satellite JASON 3, l'instrument ICARE-NG depuis janvier 2016. Le satellite E7C, décrit dans la même section, embarque le même instrument dans le cadre de la mission CARMEN-4. Ce satellite a été lancé en juin 2019 et a atteint une orbite géostationnaire quasi-équatoriale (7° Est) en octobre 2019. Nous allons comparer les mesures en flux d'électrons effectuées lors de ces deux missions, pendant la phase ascensionnelle du satellite E7C. Son

ascension en orbite géostationnaire se déroule de juin à octobre 2019. Pendant cette phase ascensionnelle les deux satellites parcourent un intervalle en L^* similaire, à des altitudes différentes et embarquent le même instrument de mesure de flux de radiations.

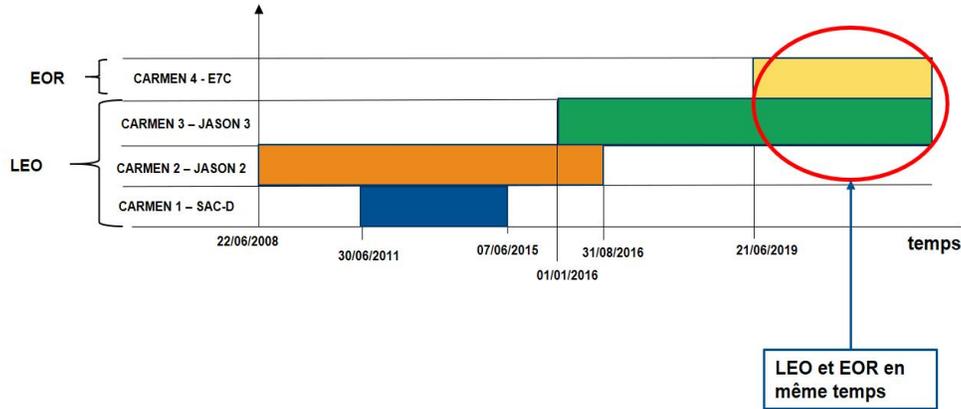


FIGURE 3.1 – Calendrier des missions CARMEN

Dans un premier temps nous allons décrire les fichiers CDF (Computable Document Format) qui nous sont transmis par l’ONERA et qui contiennent les données des mesures des missions CARMEN. Ensuite, nous allons étudier les diagrammes L^* -temps et l’allure temporelle des flux d’électrons de ces deux missions sur l’intervalle de temps considéré. Enfin, les allures temporelles étant similaires en tendance, nous chercherons une fonction analytique qui permette de trouver la valeur des flux de l’une à partir des valeurs des flux de l’autre.

3.1.1 Les données CARMEN-3 et CARMEN-4 : les fichiers CDFs de l’ONERA

Les mesures des flux d’électrons effectuées par les instruments ICARE-NG sur les satellites JASON-3 et E7C sont traitées en amont par l’ONERA puis nous sont transmises [Lazaro et al., 2013]. La procédure de traitement des données, en particulier la discrimination entre les protons et les électrons est décrite dans [Bourdarie et al., 2008]. Les données sont précisément des fichiers CDF quotidiens d’une taille de 2 Mo pendant toute la durée des différentes missions.

Dans ces fichiers, on trouve la valeur moyennée sur 16 secondes de grandeurs calculées :

- la position du satellite en coordonnées cartésiennes géocentriques
- B_{calc} : la valeur de l’intensité du champ magnétique à la position du satellite
- L : le paramètre de McIlwain à la position du satellite

- L^* : le paramètre de Roederer à la position du satellite
- B_{eq} : la valeur de l'intensité du champ magnétique à l'endroit où la ligne de champ magnétique sur laquelle est le satellite coupe l'équateur magnétique
- MLT : le temps magnétique local à la position du satellite
- l'angle d'attaque local et l'angle d'attaque à l'équateur magnétique

On trouve également les valeurs mesurées des flux pour différentes énergies intégrées sur 16 secondes.

Les valeurs de champs magnétiques B_{calc} et B_{eq} ainsi que les paramètres spatiaux L , L^* et les angles d'attaques sont calculés par l'ONERA à partir de la position du satellite grâce au modèle mathématique du champ magnétique IGRF pour le champ magnétique interne [Finlay et al., 2010]. La composante externe est quant à elle calculée avec le modèle analytique Olson et Pfitzer Quiet [Olson and Pfitzer, 1974]. Ce dernier modèle prend en compte la déformation de la magnétopause par l'activité solaire et donc les variations des valeurs du champ magnétique terrestre.

On rappelle que le moniteur ICARE-NG mesure des flux d'électrons d'une énergie de 250 keV à 3,2 MeV. Cependant, d'une mission à l'autre, les canaux d'énergies observées peuvent être différents. La mesure en flux d'électrons est omnidirectionnelle, et on distingue entre les flux directs (FEDO : Flux Electron Direct Omnidirectionnel) et les flux intégrés (FEIO : Flux Electron Intégré Omnidirectionnel). Les valeurs des flux directs à une certaine énergie ne donnent que la valeur de flux des électrons à cette énergie donnée, à une petite marge près. Les valeurs de flux intégrés, en revanche, donnent la valeur de flux de tous les électrons ayant une énergie supérieure à une énergie donnée. Par exemple, la variable FEIO à 1,8 MeV donne la valeur à un instant t du flux des électrons ayant une énergie supérieure à 1,8 MeV. Dans la suite, pour comparer les deux jeux de données, nous étudions un canal commun aux deux missions : les niveaux de flux omnidirectionnels intégrés des électrons ayant une énergie supérieure à 1,6 MeV (FEIO 1,6 MeV). Les valeurs de flux sont données en $\#/cm^2/s/sr$: il s'agit du nombre de particules détectées par le détecteur par unité de surface et par seconde.

Dans les fichiers CDF disponibles, chaque mesure de flux est associée à une qualité. La valeur de la qualité est donnée par un chiffre (0, 1, 2, 3, 4, 5 et 10) :

- 0 : donnée de très bonne qualité
- 1 : problème de résolution temporelle
- 2 : donnée de mesures contaminées en protons
- 3 : donnée saturée
- 4 : tout autre problème

- 5 : donnée parasitée par un bruit de fond
- 10 : donnée non encore traitée

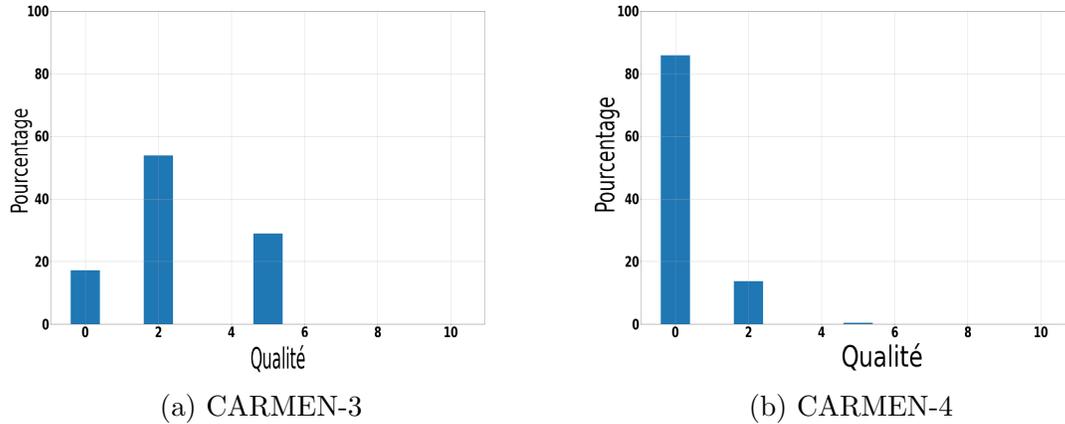
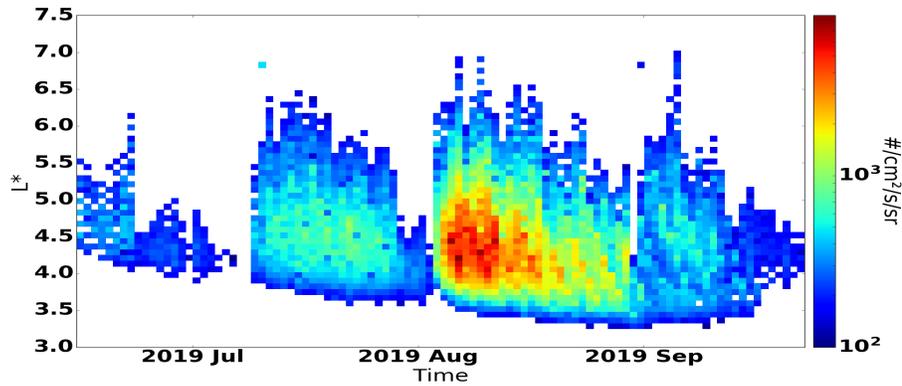


FIGURE 3.2 – Distribution des qualités des flux FEIO 1,6 MeV pour CARMEN-3 et CARMEN-4

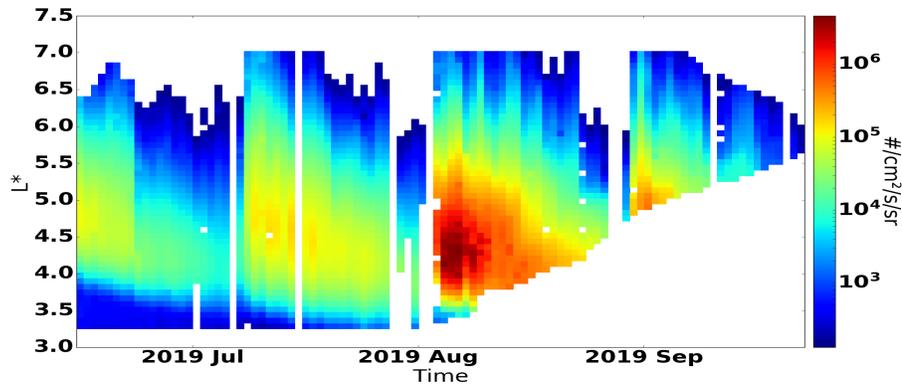
Dans la suite de l'étude, nous ne gardons que les données de très bonne qualité, *i.e* les données dont la qualité en flux vaut 0. Comme observé sur la figure 3.2, la quantité de mesures écartées dépend de la mission. Pour la mission CARMEN-3, nous gardons moins de 20 % des données disponibles. Pour la mission CARMEN-4, en revanche, les données sont globalement de meilleure qualité, ce qui nous permet de garder et d'étudier plus de 80 % des données disponibles.

3.1.2 Étude des diagrammes L^* -temps

Comme indiqué précédemment, pendant la phase de montée en géostationnaire de CARMEN-4 (C4 dans la suite), de juin à octobre 2019, le satellite E7C parcourt un intervalle similaire en L^* au satellite JASON-3 de la mission CARMEN-3 (C3 dans la suite). Les deux missions effectuent donc les mêmes mesures de flux d'électrons, avec le même instrument ICARE-NG, sur un même intervalle de L^* , mais à des altitudes différentes. La première des choses est de comparer les diagrammes L^* -temps de ces deux missions. Un diagramme L^* -temps, diagramme classique dans la discipline de l'environnement radiatif spatial terrestre, donne la valeur d'un flux de particules (ici électron) en fonction du temps et du paramètre spatial L^* .



(a) CARMEN-3



(b) CARMEN-4

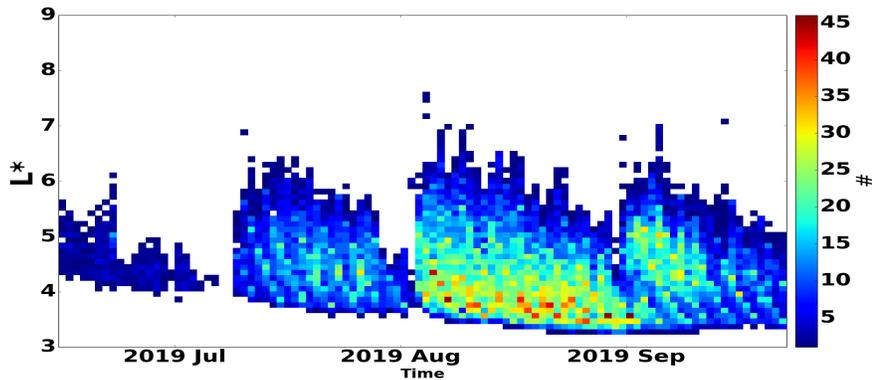
FIGURE 3.3 – Diagramme L^* -temps pour CARMEN-3 et CARMEN-4

Les diagrammes L^* -temps pour les missions C3 et C4 sur l'intervalle de temps considéré sont présentés en figure 3.3. Ces diagrammes sont tracés après avoir moyenné les mesures de flux en électrons sur une journée et avec une précision de 0,1 en L^* .

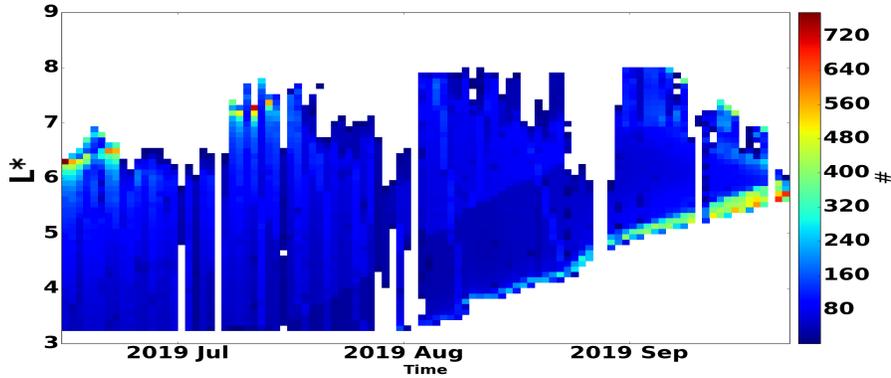
Tout d'abord, l'étude de ces diagrammes L^* -temps, permet de remarquer l'ascension progressive du satellite E7C de la mission C4 en orbite géostationnaire. À mesure que E7C gagne en altitude, l'intervalle en L^* parcouru sur une journée se réduit. Tandis qu'au début de la mission, E7C parcourt un intervalle en L^* entre $L^* = 2,5$ et $L^* = 7$, à la fin de sa montée en orbite géostationnaire, il ne rencontre que des valeurs de L^* comprises entre $L^* = 5,7$ et $L^* = 6,2$. L'orbite du satellite JASON-3 de la mission C3 étant elle circulaire, les mesures en flux d'électrons pour C3 sont données pour un intervalle constant de L^* entre $L^* = 3,5$ et $L^* = 7$.

Ensuite, nous remarquons un certain nombre de données manquantes (points et colonnes

blancs), en particulier pour la mission C3. Cela vient du fait que, comme indiqué en figure 3.2, le filtrage en qualité des données C3 a éliminé plus de 80 % des mesures effectuées par la mission C3. Les jours et les valeurs en L^* où il n'y a pas de valeurs de flux correspondent à des moments où les mesures de flux d'électrons étaient de trop mauvaise qualité pour être conservées. Cette différence de quantité de données entre les deux missions, se remarquent aussi dans l'allure des deux diagrammes L^* -temps. Celui de la mission C4 a une bien meilleure allure, dans laquelle il est bien plus aisé de lire les changements de valeurs de flux d'électrons.



(a) CARMEN-3



(b) CARMEN-4

FIGURE 3.4 – Nombre de points étudiés pour CARMEN-3 et CARMEN-4

Tandis que l'instrument ICARE-NG, effectue une mesure de flux d'électrons toutes les 16 secondes, le fait de moyenner sur 1 journée et avec une précision de 0,1 en L^* , le nombre de mesures considérées pour donner une valeur de flux indiqué sur le diagramme L^* -temps est un paramètre important pour la qualité de cette valeur. On donne, en figure 3.4, le nombre de mesures effectuées pour donner le point associé au jour et au L^* associé du diagramme

L^* -temps. Par exemple, pour $L^* = 3, 5$, le nombre de mesures effectuées de bonne qualité le 21 septembre 2019 est de 40. On constate, et ceci était prévisible du fait du filtrage en qualité qui a éliminé bien plus de points pour la mission C3, que le nombre de mesures quotidiennes étudiées est bien plus grand pour la mission C4. Ceci explique la meilleure qualité et résolution du diagramme L^* -temps de la mission C4.

Malgré ces différences, il convient de noter que les diagrammes L^* -temps de ces deux missions suivent la même tendance. En effet, on constate, en figure 3.3, que les valeurs de flux à un L^* fixé ont la même allure temporelle pour les deux missions. Par exemple, en août 2019, où, vraisemblablement du fait d'un évènement solaire, les ceintures de radiations se remplissent, les valeurs de flux augmentent et décroissent aux mêmes instants pour les deux missions. Les ordres de grandeurs des flux d'électrons ne sont évidemment pas les mêmes (maximum à $10^4 \text{ \#/cm}^2/\text{s}/\text{sr}$ pour C3 et à $10^6 \text{ \#/cm}^2/\text{s}/\text{sr}$ pour C4). Il est cohérent que, en orbite basse, le champ magnétique terrestre étant plus intense, les flux soient plus faibles que ceux mesurés par C4, à des altitudes plus élevées.

Ainsi, en première approche, et uniquement en regardant les allures des diagrammes L^* -temps, nous pouvons d'ores et déjà constater que la comparaison des mesures en flux d'électrons par les deux missions considérées a du sens et que l'on peut envisager une corrélation entre ces deux jeux de données.

3.1.3 Allures temporelles des flux

Nous nous intéressons maintenant aux allures temporelles des flux d'électrons mesurés par C3 et C4 pour chaque valeur de L^* (toujours à 0,1 près). On trace, en figure 3.5, les allures temporelles du flux d'électrons mesuré par C3 (FC3 dans la suite) et du flux d'électrons mesuré par C4 (FC4 dans la suite) entre le 12 juillet et le 22 octobre 2019 pour $L^* = 4, 25$.

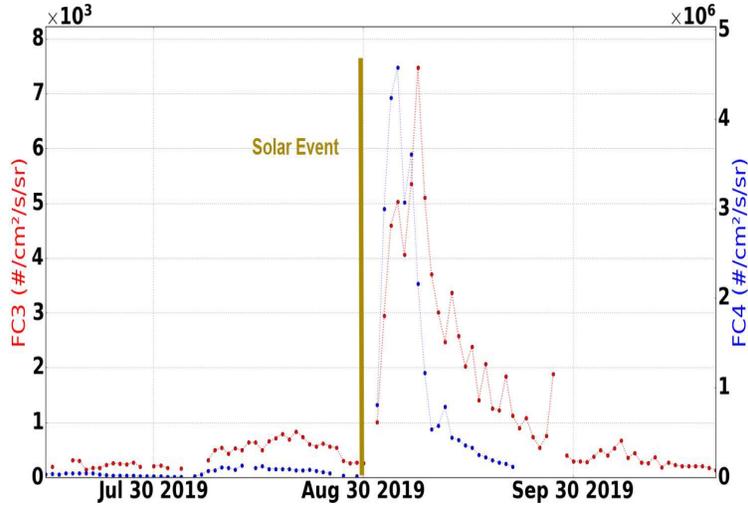


FIGURE 3.5 – Allures temporelles des flux FC3 et FC4 pour $L^* = 4, 25$

Comme pour les diagrammes L^* -temps étudiés dans la section précédente, on observe une même tendance entre les deux allures temporelles des flux. L’amplitude n’est toutefois pas la même : il y a 3 ordres de grandeurs entre les valeurs FC4 et les valeurs FC3. Ceci est logique dans la mesure où, à plus haute altitude, le champ magnétique terrestre est moins intense et donc la population en électron est plus grande. Pour revenir aux tendances, les flux d’électrons mesurés sur l’un des satellites augmentent et diminuent en même temps que ceux mesurés sur le second. En particulier, on observe pour les deux missions, une soudaine hausse des valeurs de flux en même temps début septembre 2019. Cette soudaine hausse se voit également sur les diagrammes L^* -temps donnés en figure 3.3. Elle correspond aux maximums en flux mesurés, que l’on avait associé à un probable événement solaire.

Pour vérifier cette assertion, nous donnons en figure 3.6 l’allure temporelle de l’indice magnétique Dst (Disturbance Storm Time). Ce dernier est un indice de l’activité magnétique, exprimé en nT, qui mesure l’environnement particulier de l’intérieur la magnétosphère et des ceintures de radiation et de leur évolution due à l’activité magnétique. Cet indice a été introduit en 1964 par [Sugiura,]. Il est basé sur la valeur moyenne de la composante horizontale du champ magnétique terrestre mesurée à quatre observatoires géomagnétiques proche de l’équateur. Il mesure la croissance et la reprise du courant d’anneau dans la magnétosphère de la Terre. L’indice Dst est un très bon indicateur de l’activité solaire. Sa valeur est quasi-nulle (autour de 0 nT) par temps de faible activité solaire. Une soudaine hausse jusqu’à des valeurs positives puis une importante décline dans les valeurs négatives indique un événement solaire [El-Eraki et al., 2018]. La décline peut atteindre jusqu’à -300

nT pendant les évènements solaires les plus intenses [Koskinen and Kilpua, 2022].

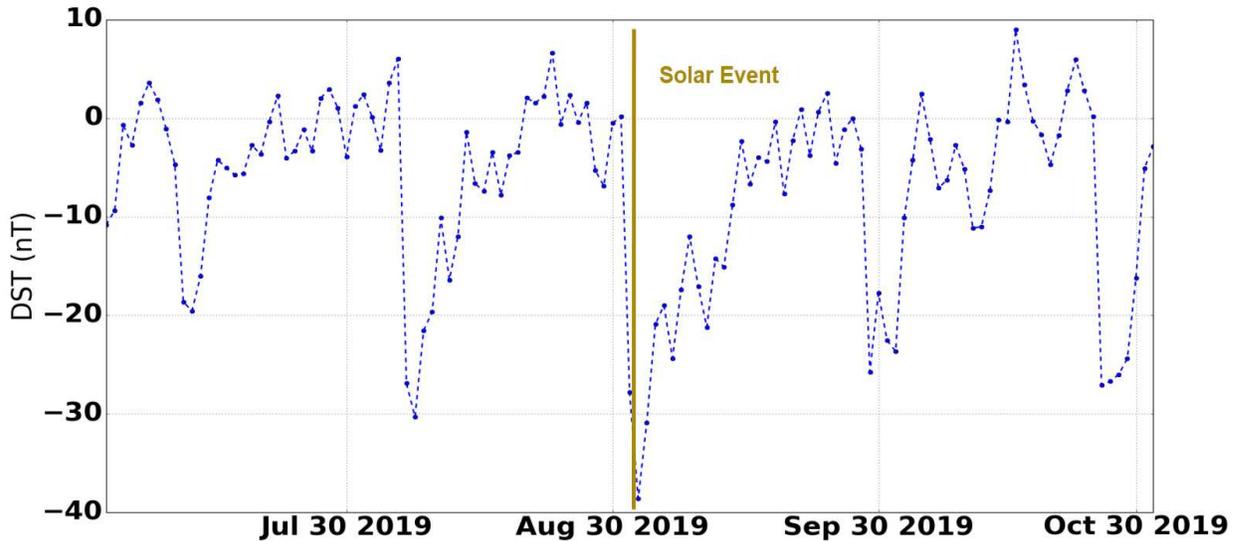
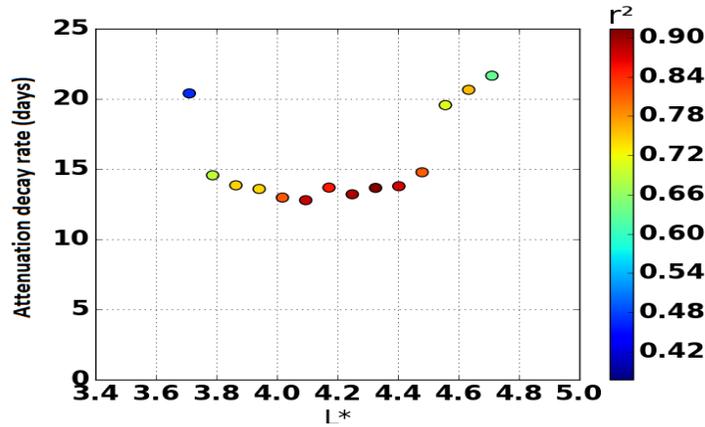


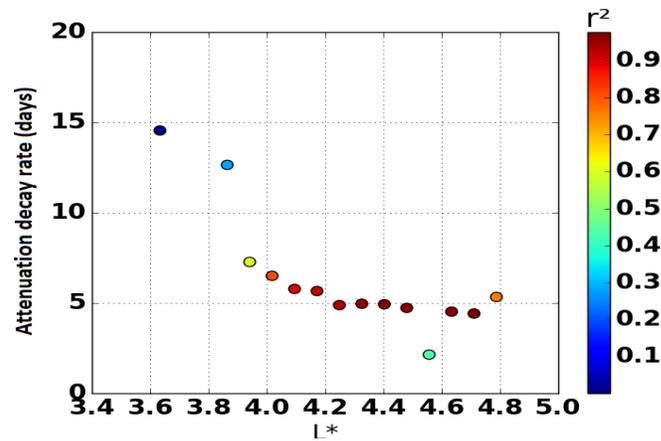
FIGURE 3.6 – Allure temporelle de l'indice magnétique Dst

Comme il était attendu, l'indice magnétique Dst atteint bien un minimum début septembre 2019, signature d'un évènement solaire à cet instant là. À la suite de cet évènement solaire, signalé par la barre verticale dorée sur les figures 3.5 et 3.6, la ceinture de radiation externe se remplit d'électrons, et donc les flux d'électrons augmentent de manière considérable, ici d'un facteur 10. Les phénomènes de remplissages en électrons de la ceinture externe consécutifs à des évènements solaires sont expliqués dans la première partie du manuscrit en section 2.2.1.

Nous nous intéressons maintenant à la décroissance des valeurs de flux FC3 et FC4 suivant cette soudaine hausse due à l'évènement solaire de début septembre. Nous reconnaissons ce qui semble être une décroissance exponentielle pour les deux allures temporelles de FC3 et FC4. Ce phénomène a été bien étudié dans la littérature scientifique [Meredith et al., 2006], [Benck et al., 2010], [Ripoll et al., 2015], [Claudepierre et al., 2020]. Nous allons tâcher de le mettre en évidence pour cette décroissance particulière de septembre 2019.



(a) CARMEN-3



(b) CARMEN-4

FIGURE 3.7 – Temps caractéristiques de la décroissance exponentielle de FC3 et FC4 en fonction de L^*

Pour cela, nous réalisons une modélisation numérique des valeurs de flux FC3 et FC4 de début septembre à fin octobre 2019. Cette modélisation se fait par régression linéaire : plus exactement la régression linéaire est effectuée sur les valeurs logarithmiques de FC3 et FC4. La pente de la droite obtenue nous permet alors de donner le temps caractéristique de la décroissance exponentielle.

Cette régression linéaire est effectuée successivement à tous les L^* fixés, le critère de qualité de l'ajustement est le coefficient de corrélation r^2 . Ce dernier est compris entre 0 et 1, et est d'autant plus proche de 1 que la qualité de l'ajustement est bonne. Ainsi, on donne en figure 3.7a et 3.7b, la valeur du temps caractéristique τ en fonction de L^* pour C3 et C4 pour L^* compris entre 3,8 et 4,5. Chaque point de ces figures est aussi associé à une échelle

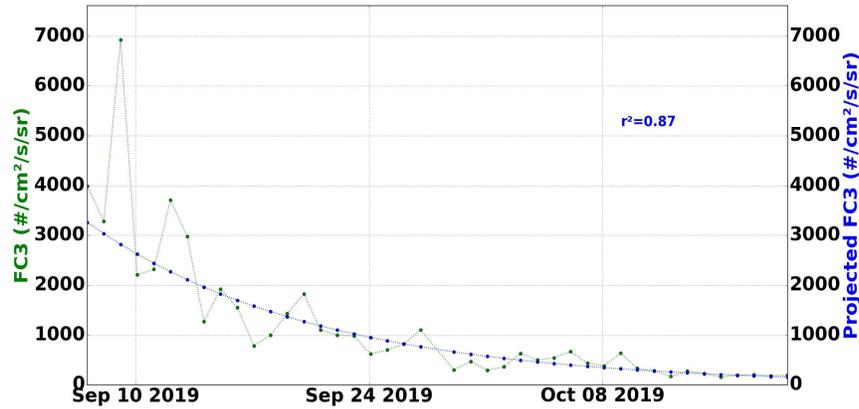
de couleur donnant la valeur du coefficient de corrélation r^2 . On observe que l'approximation de l'allure temporelle de FC4 par une atténuation exponentielle est pertinente pour $L^* = 4,0 - 4,8$. En effet, sur cet intervalle en L^* , le coefficient de corrélation r^2 est supérieur à 0,8 et le temps caractéristique est constant. On obtient un temps caractéristique de l'atténuation exponentielle aux alentours de $\tau = 5$ jours. Il est intéressant de noter que sur l'intervalle en L^* où la régression linéaire est la meilleure, le temps caractéristique est le même, quel que soit le L^* .

La modélisation en exponentielle décroissante est moins évidente pour l'allure temporelle de flux FC3. Les coefficients de corrélation r^2 sont moins grands que ceux obtenus pour FC4 et les temps caractéristiques associés sont plus variables. La décroissance exponentielle est cependant une approximation pertinente sur l'intervalle $L^* = 4,0 - 4,5$ sur lequel le coefficient de corrélation r^2 est supérieur à 0,8. Le temps caractéristique associé est plus dispersé que pour FC4 et est centré autour de $\tau = 14$ jours.

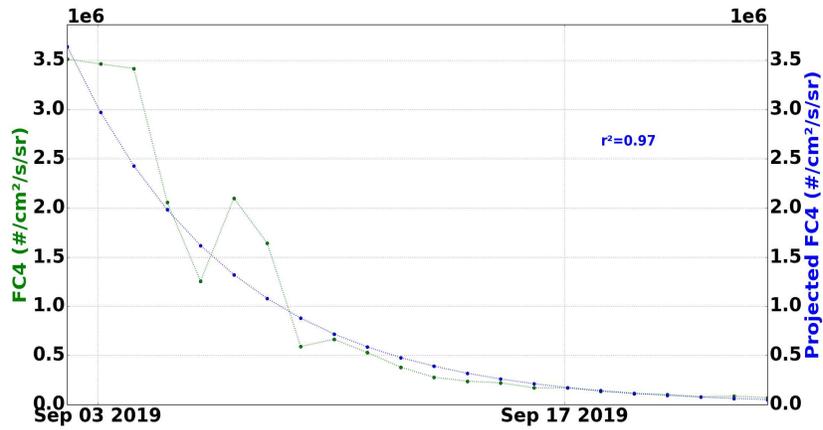
Pour expliquer les différences de résultats dans l'approximation en exponentielle décroissante des valeurs en flux FC3 et FC4, il convient de revenir à l'allure temporelle de ces dernières. Tracées en figure 3.5 pour $L^* = 4,25$, bien que suivant les mêmes tendances, les allures temporelles de FC3 et FC4 présentent des différences. L'allure temporelle de FC3 est, en effet, plus irrégulière que celle de FC4. On remarque même une oscillation dans les valeurs de FC3 en fonction du temps. La période associée à ces oscillations est de 24h. Une étude plus approfondie, qui sera explicitée dans la section 3.2, nous a permis d'expliquer cette oscillation. Nous verrons que cela tient au fait que l'on moyenne les valeurs de flux d'électrons sur 24 h. Cette oscillation limite ainsi les résultats de la modélisation de FC3 par une exponentielle décroissante. Ensuite, et nous l'avons déjà remarqué dans la partie précédente sur l'étude des diagrammes L^* -temps, la plus faible quantité de données pour la mission C3 explique la moins bonne qualité de l'allure temporelle de C3 et donc la moins bonne performance de son approximation par une exponentielle décroissante. Il convient de noter que l'on ne donne ici que l'allure temporelle de FC3 pour $L^* = 4,25$, mais que ce phénomène d'oscillation se remarque pour toutes les valeurs de L^* , et en particulier sur l'intervalle $L^* = 4,0 - 4,8$, pour lequel nous avons les meilleurs ajustements.

Le phénomène de vidage de la ceinture externe en atténuation exponentielle étant bien connu et documenté, nous pouvons comparer nos résultats, et en particulier le temps caractéristique d'atténuation, à ceux trouvés dans la littérature. Tandis que nous obtenons des temps caractéristiques de $\tau = 5$ jours pour FC4 et $\tau = 14$ jours pour FC3 pour un flux d'électrons d'énergies supérieures à 1,6 MeV en septembre 2019, [Meredith et al., 2006],

à partir du code PADIE, lui même basé sur les mesures de flux d'électrons du satellite CREES, trouve un temps caractéristique de décroissance exponentielle de $\tau \approx 6$ jours pour des électrons d'énergies semblables. [Benck et al., 2010] se base sur les données en orbite basse des satellites SAC-C (instrument ICARE, prédécesseur de ICARE-NG, instrument utilisé pour les missions C3 et 4) et DEMETER, et obtient la même valeur de $\tau \approx 6$ jours pour des électrons d'énergies proches de 1,6 MeV. Enfin, à partir des données des Van Allen Probes, [Claudepierre et al., 2020] trouvent un temps caractéristique $\tau \approx 6$ jours pour les décroissances de mars et juin 2015 pour des flux en électron de la même gamme d'énergie. Les résultats sont donc cohérents, on obtient le bon ordre de grandeur. [Ripoll et al., 2015] étudie, quant à lui, le temps caractéristiques des décroissances exponentielles des flux en électrons dans la région du Slot observé par le satellite HEO3 entre 1998 et 2005. Il trouve un temps caractéristique de $\tau = 26$ jours pour des électrons de la même énergie pour $L^* = 3$.



(a) CARMEN-3



(b) CARMEN-4

FIGURE 3.8 – Allure temporelle des flux mesurés et modélisation par une exponentielle décroissante de FC3 et FC4; $L^* = 4, 4$

Nous pouvons expliquer cette différence de valeurs par la différence en intensité des évènements solaires étudiés. Les décroissances exponentielles des valeurs en flux d'électrons étudiées par [Ripoll et al., 2015] sont précédés par des évènements solaires d'une bien plus grande intensité. De plus, les différences entre les instruments peuvent engendrer des différences entre les atténuations exponentielles observées. Ici, l'instrument des données HEO3 utilisées par [Ripoll et al., 2015], mesure des flux d'électrons avec des angles d'attaques différents, et a une méthode de comptage d'électrons différente que l'instrument ICARE-NG des missions C3 et C4.

Enfin, on donne respectivement en figure 3.8a et 3.8b, en plus de l'allure temporelle

mesurée FC3 et FC4 (en vert sur les figures) en septembre 2019, leur modélisation par une exponentielle décroissante (en bleu) dont les paramètres (amplitude et temps caractéristique d’atténuation) sont données par la régression linéaire des valeurs logarithmiques de FC3 et FC4. Ceci est donné pour $L^* = 4,4$, mais de même, il convient de noter que les résultats sont les mêmes pour des valeurs de L^* différentes mais dans les intervalles en L^* donnés au dessus. On constate que l’approximation par une décroissance exponentielle est plus proche des vraies valeurs pour FC4, le coefficient de corrélation associé étant de $r^2 = 0,97$. Les résultats pour FC3 sont moins bons mais restent tout de même très corrects avec un coefficient de corrélation de $r^2 = 0,87$ et sont toujours limités par la présence d’oscillations dans l’allure temporelle de FC3.

3.1.4 Estimation des flux CARMEN-4 à partir des flux CARMEN-3

L’étude des diagrammes L^* -temps et des allures temporelles des flux d’électrons mesurés pendant les missions CARMEN-3 et CARMEN-4 nous a permis d’observer que les deux jeux de données étaient cohérents et suivaient les mêmes tendances. Cette observation nous a mené à nous interroger sur la projection éventuelle d’un jeu de données sur l’autre. En effet, les mesures de flux effectuées en orbite basse ne suffiraient-elles pas à décrire tout l’environnement radiatif spatial terrestre? En particulier, les données observées par C3, peuvent-elles prédire celles observées par C4? Au delà de l’aspect scientifique de connaître la relation entre les flux mesurés en orbite basse et ceux mesurés en orbite de transfert, il y a aussi un intérêt industriel et économique. En effet, envoyer un instrument de mesure de flux de particules en orbite basse est beaucoup moins coûteux et beaucoup moins énergivore que de l’envoyer à des altitudes plus hautes, en orbite de transfert et en orbite géostationnaire. Pourtant, ces orbites sont utilisées par les industriels du spatial et les agences spatiales, il est donc important de connaître les niveaux de radiations que rencontreront les satellites envoyés aux altitudes correspondantes. Ainsi, et c’est réellement l’esprit des études menées pendant cette thèse, trouver une fonction de projection entre les mesures C3 et les mesures C4, participe à la mise en oeuvre d’une optimisation des mesures de niveaux de radiations nécessaires et suffisants pour décrire l’ensemble de l’environnement.

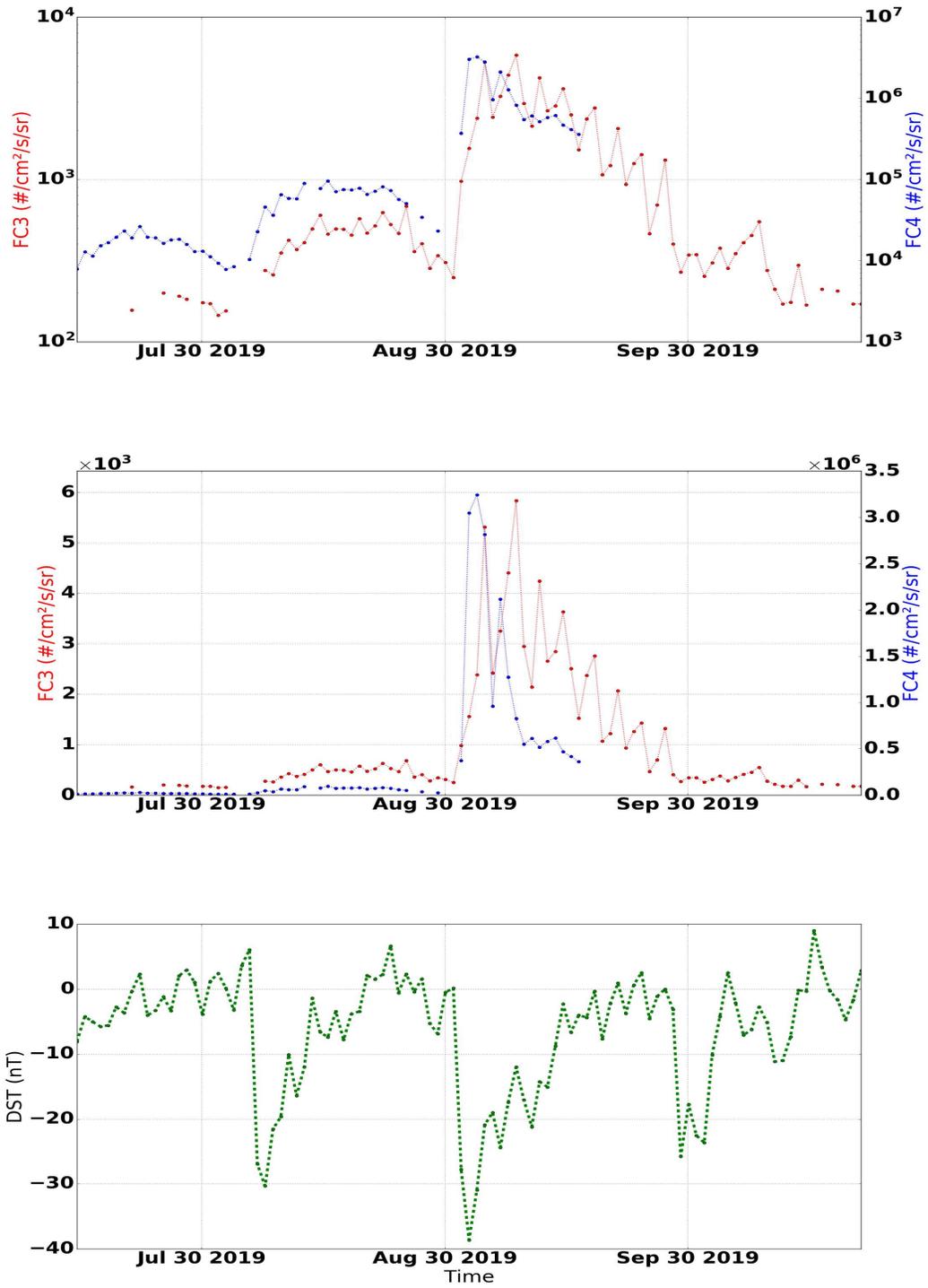


FIGURE 3.9 – Allure temporelle de FC4 and FC3 pour $L^* = 4.0$ et de l'indice solaire Dst

Pour effectuer cette projection, nous nous intéressons tout d'abord aux allures temporelles des deux flux. Ainsi, on trace, en figure 3.9, l'allure temporelle des flux FC3 (en rouge) et FC4 (en bleu), en échelle logarithmique sur la première image puis en échelle linéaire sur la deuxième. Ces allures ont celles obtenues pour $L^* = 4,0$, *i.e.*, en plein coeur de la ceinture externe, où les valeurs de flux sont les plus élevées. On donne également, en bas, l'évolution temporelle, sur le même intervalle de temps, de l'indice magnétique Dst . Pour faire le lien avec la partie précédente, on peut déjà observer que la décroissance exponentielle qui suit l'évènement solaire de début septembre 2019, que l'on a étudiée dans la partie précédente, se remarque aussi, sur les allures temporelles en échelle logarithmique. On observe en effet, pour C3 comme pour C4, une décroissance linéaire des flux sur la première figure. Plus globalement, on remarque la même tendance entre les flux d'électrons mesurés par CARMEN-3 et ceux mesurés par CARMEN-4.

Le but ici est d'étudier la corrélation entre les deux jeux de données. Ainsi, on trace, pour toutes valeurs de L^* (toujours à 0,1 près), les valeurs de $\text{Log}(\text{FC4})$ en fonction de $\text{Log}(\text{FC3})$.

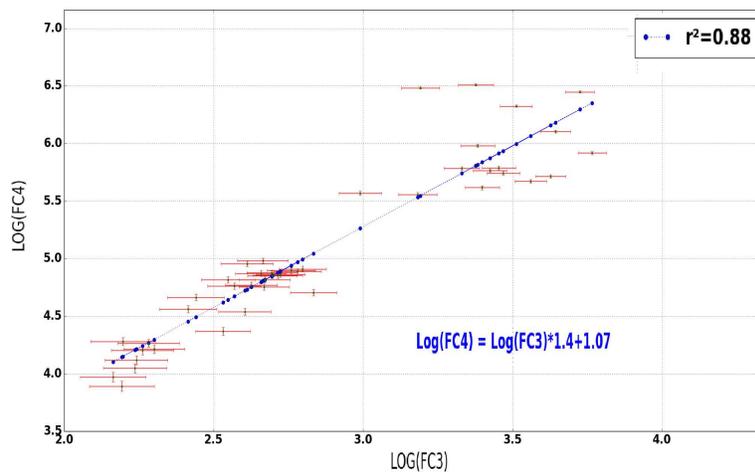


FIGURE 3.10 – $\text{Log}(\text{FC4})$ en fonction de $\text{Log}(\text{FC3})$ pour $L^* = 4,0$

On le donne, en figure 3.10, pour $L^* = 4,0$. On effectue de plus, sur cette figure, une régression linéaire entre les valeurs de $\text{Log}(\text{FC4})$ et $\text{Log}(\text{FC3})$, basée sur la méthode des moindres carrés. On observe que la régression linéaire est bonne dans la mesure où on obtient comme coefficient de corrélation $r^2 = 0,88$. La valeur de la pente de la régression linéaire et de l'ordonnée à l'origine, nous permettent de donner une expression de $\text{Log}(\text{FC4})$ en fonction de $\text{Log}(\text{FC3})$: ici on a $\text{Log}(\text{FC4}) = 1,4 \times \text{Log}(\text{FC3}) + 1,07$. Cette régression linéaire est effectuée pour chaque valeur de L^* , et on étudie la valeur, du coefficient de corrélation, de

la pente et de l'ordonnée à l'origine associés. On donne ces paramètres en fonction de L^* en figure 3.11.

D'après cette figure, la corrélation entre les valeurs logarithmiques de FC4 et FC3 peut être considérée comme bonne pour $L^* = 3,5 - 4,8$ dans la mesure où sur cet intervalle le coefficient de corrélation r^2 est supérieur à 0,6. De plus, sur cet intervalle, la pente et l'ordonnée à l'origine sont constantes et respectivement égales à 1,4 et 1,1.

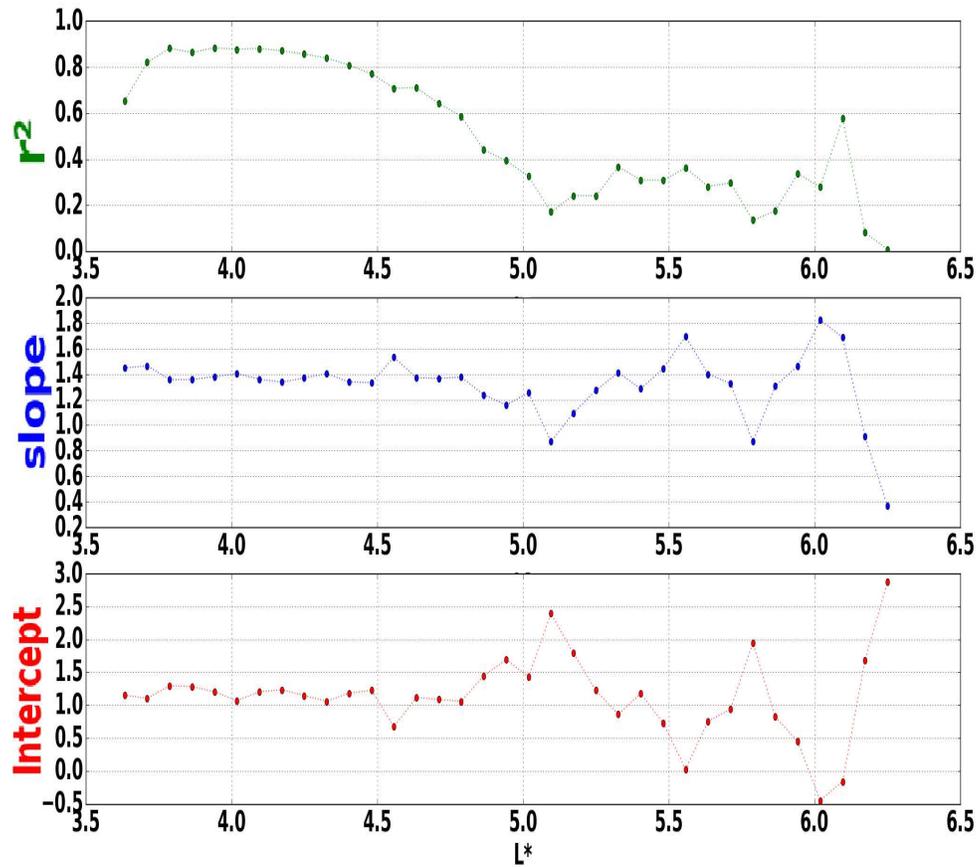


FIGURE 3.11 – Évolution de r^2 , la pente et l'ordonnée à l'origine de la régression linéaire en fonction de L^*

Ainsi, on peut écrire que pour $L^* = 3,5 - 4,8$:

$$\log(FC4) = 1,4 \times \log(FC3) + 1,1 \quad (6)$$

ou encore :

$$FC4 = 12,6 \times FC3^{1,4} \quad (7)$$

Cette relation est définie sur un intervalle assez restreint de L^* , et on constate que le coefficient de corrélation r^2 décroît rapidement avec L^* . On trace, par exemple en figure 3.12, l'allure et la régression linéaire entre $\text{Log}(FC4)$ et $\text{Log}(FC3)$. Le coefficient de corrélation r^2 est bien moins bon, à $r^2 = 0,24$. On voit que les points sont beaucoup plus dispersés que sur la régression précédente, il n'est pas possible ici de donner une fonction de projection robuste entre les deux jeux de mesures pour $L^* = 5,2$.

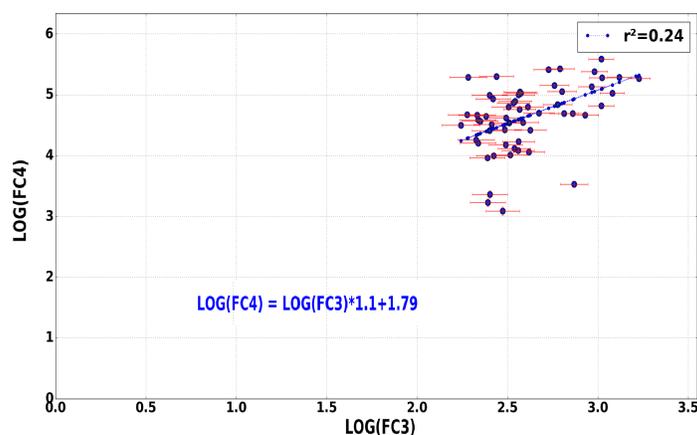


FIGURE 3.12 – $\text{Log}(FC4)$ en fonction de $\text{Log}(FC3)$ pour $L^* = 5,2$

Si l'on s'intéresse aux allures temporelles de $FC4$ et $FC3$ pour cette valeur de $L^* = 5,2$, données en figure 3.13, en échelle logarithmique et linéaire, on ne peut que constater visuellement que la corrélation entre $FC4$ et $FC3$ est moins bonne. Il ne faut pas en conclure que pour ces valeurs de L^* , il n'existe pas de corrélation entre $FC4$ et $FC3$, et que l'on ne pourrait pas trouver une fonction de projection entre les deux valeurs de flux. La restriction de la fonction de projection entre $FC4$ et $FC3$ au simple intervalle $L^* = 3,5 - 4,8$, vient en fait justement des jeux de données. On constate sur la figure 3.13 et c'est confirmé sur la figure 3.4, que pour les valeurs de L^* hors de cet intervalle, le nombre de mesures disponibles et donc utilisées est bien moindre. Et c'est surtout le cas pour la mission CARMEN-3. Pour ces L^* , les données de mesures de flux d'électrons sont plus contaminés en protons, ou impactés par le bruit de fond que pour des valeurs de L^* de l'intervalle mis en exergue ci-dessus.

Et justement, il est intéressant de noter que l'intervalle en L^* pour lequel la corrélation est la meilleure correspond à l'intervalle en L^* au coeur de la ceinture externe, et donc

l'intervalle où les valeurs de flux d'électrons sont les plus grandes. En effet, si l'on retourne aux diagrammes L^* -temps, donnés en figure 3.3, on voit bien que l'évènement solaire de septembre 2019 a un impact d'autant plus important sur les valeurs de flux mesurés dans l'intervalle de L^* où la corrélation est la meilleure. Ceci est cohérent dans la mesure où une forte valeur de flux sera moins sensible aux effets de bruits de fonds.

Une étude similaire a été menée dans [Pierrard et al., 2021b]. Dans cet article, les auteurs comparent des flux d'électrons détectés par l'instrument Energy Particle Telescope (EPT), embarqué sur le satellite en orbite basse PROBA-V et les flux d'électrons mesurés par l'instrument MagEIS, embarqué sur le satellite RBSP-B de la mission Van Allen Probes, qui suit, lui, une orbite elliptique (600 - 30 600 km). [Pierrard et al., 2021b] remarquent également une même tendance entre les deux mesures de flux d'électrons effectués lors des deux missions. Le papier fait cependant état d'une différence dans les amplitudes de deux ou trois ordres de grandeurs entre les deux missions. Ceci est cohérent avec les différences d'amplitudes des flux d'électrons donnés en figure 3.3, ou en figure 3.9. À noter enfin, que les mesures effectuées par l'instrument MagEIS, dans le cadre des missions Van Allen Probes, ont été présentées en section 2.5.2 et seront étudiées et utilisées dans la prochaine partie du manuscrit.

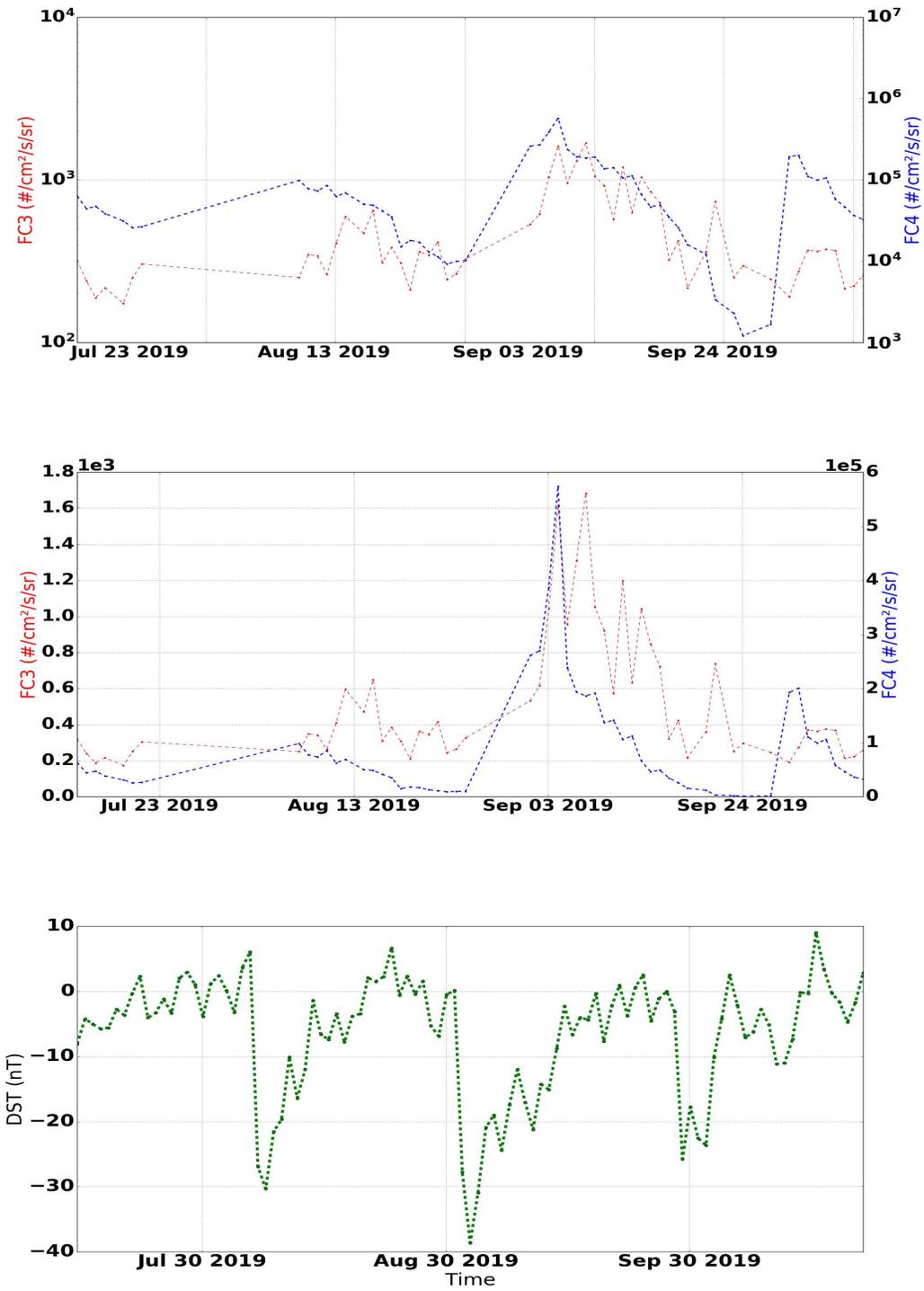


FIGURE 3.13 – Allure temporelle de FC4 and FC3 pour $L^* = 5,2$, et l'indice solaire Dst

Enfin, pour attester de la pertinence de la fonction de projection entre FC3 et FC4 donnée en équation (6), il convient de comparer les vraies mesures de flux d'électrons effectuées dans le cadre la mission CARMEN-4 avec les valeurs obtenues au moyen de cette projection, à partir des données de la mission CARMEN-3. Ainsi, on donne en figure 3.14, l'allure temporelle de FC4 (en rouge) et des valeurs obtenues par projection, pour $L^* = 4,2$. On observe que la tendance entre les deux grandeurs est la même, mais on constate une différence d'amplitude des valeurs de flux. En particulier, les valeurs obtenues par projection, ne sont pas aussi grandes que les valeurs de flux mesurées pendant l'évènement de septembre 2019. Il semblerait donc que les valeurs de grandes amplitudes mesurées par FC4 soient difficilement prévues par notre modèle et la fonction de projection. De plus, on remarque des irrégularités dans les valeurs prédites par projections, qui ne sont pas dans les valeurs mesurées de FC4. Cela tient au fait que, on l'a vu, il y a de nombreuses irrégularités dans les valeurs de flux de FC3. Ainsi, ces dernières étant utilisées pour la projection, il est cohérent que l'on retrouve ces irrégularités dans les valeurs projetées.

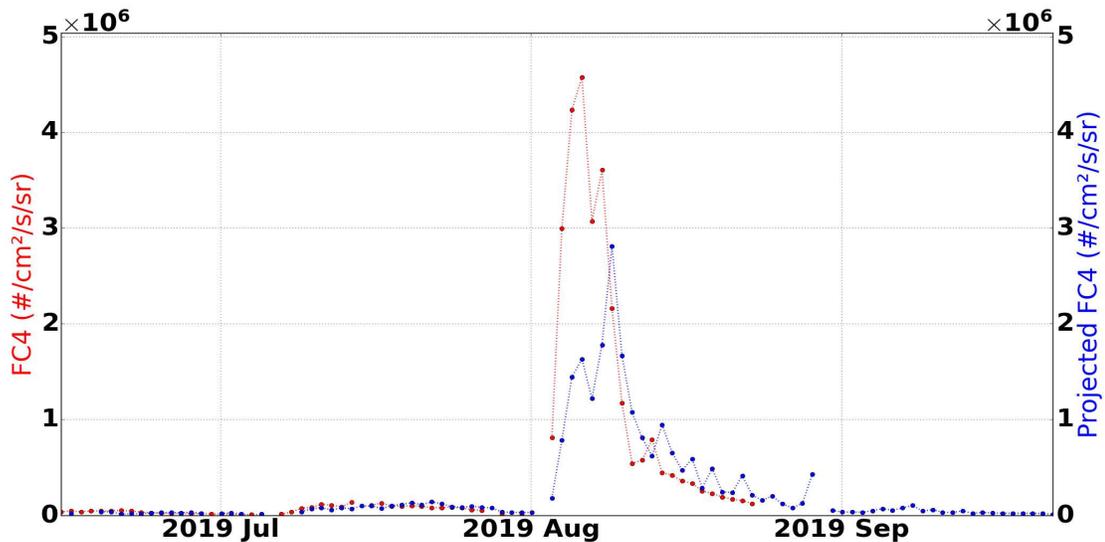


FIGURE 3.14 – Allure temporelle de FC4 et de celui estimé à partir de FC3 pour $L^* = 4,2$

3.1.5 Conclusion sur la comparaison entre les données CARMEN-3 et 4

Les deux missions CNES CARMEN-3 et CARMEN-4 consistent à embarquer le même détecteur de flux de particules à des orbites différentes. En particulier, pendant la phase ascensionnelle du satellite E7C, CARMEN-4 permet de mesurer des flux d'électrons sur

le même intervalle en L^* et au même instant que la mission en orbite basse CARMEN-3. Cette simultanéité nous a permis de nous interroger sur le lien entre les mesures en flux d'électrons effectuées lors des deux missions. L'étude des diagrammes L^* -temps et des allures temporelles des flux mesurés, montre une similitude de tendance pour les mêmes missions. En particulier, nous avons vu que les valeurs de flux C3 et C4 suivent tous deux une décroissance exponentielle lors du vidage de la ceinture externe en électrons succédant à l'évènement solaire de septembre 2019. Cette similitude dans les tendances des valeurs de flux nous a amené à envisager une fonction de projection entre les flux d'électrons mesurés par l'une et l'autre mission. Ainsi, nous avons établi que pour $L^* = 3,5 - 4,8$, $FC4 = 12,6 \times FC3^{1,4}$. Cette relation est établie pour un intervalle en L^* assez restreint comparé à celui rencontré par les satellites pendant leur mission ($L^* = 3-8$). Cela s'explique par le manque de données de flux d'électrons de bonne qualité hors de cet intervalle. Nous pouvons supposer que cette relation, ou du moins l'existence d'une fonction de projection entre les deux jeux de données, resterait valable avec des données de meilleure qualité. Les orbites de transfert, telle que celle du satellite E7C pendant sa phase ascensionnelle, étant peu visitées par des instruments de détection de flux de particules, la détermination des niveaux de radiations à ces altitudes est plus difficile. Ainsi, pouvoir décrire, à partir des données de mesures effectuées en orbites basses, la composition de l'environnement radiatif spatial à ces altitudes est un réel besoin pour les entreprises privées et les agences spatiales. L'étude menée dans cette section cherche à contribuer à cette perspective.

3.2 Corrélations entre CARMEN 2 & 3 et RBSP

Après avoir comparé les données de mesures de flux en électrons des différentes missions CARMEN, nous avons la volonté de les comparer à une autre mission sur un intervalle de temps plus long. Ainsi nous profitons du recouvrement des missions CARMEN-2 et CARMEN-3 avec les missions RBSP (Radiation Belt Storm Probes) de la NASA. Ces dernières - également appelées Van Allen Probes Mission- consistent à effectuer des mesures de flux de particules sur des satellites en orbite elliptique (600 - 30 600 km, inclinaison de 10°) entre septembre 2012 et février 2019. Ainsi, nous allons, dans cette partie, comparer les mesures effectuées en orbite basse successivement par les missions CARMEN-2 et CARMEN-3 avec celles effectuées par RBSP. Ce travail s'inscrit dans la même démarche que celle décrite dans la section précédente, à savoir de mettre en oeuvre des outils qui permettent de décrire l'ensemble de l'environnement radiatif uniquement à partir des mesures effectuées en orbite basse. D'autant plus, que les données RBSP, du fait de la longévité et la grande ellipticité de son orbite, décrivaient une partie importante de l'environnement radiatif spatial terrestre. Ces missions s'étant terminées fin 2019, il convient de trouver un autre moyen de décrire ces zones, en particulier la ceinture externe d'électrons. Ainsi, le but de l'étude est de comparer et corréler les données des missions CARMEN et RBSP afin de retrouver par projection des données CARMEN les mesures effectuées par RBSP. Pour cela, nous avons mis en oeuvre une méthode basée sur des algorithmes utilisant des techniques d'apprentissages supervisés (machine learning, ML). Dans ces algorithmes, des indices de l'activité solaire sont pris en paramètres d'entrée en plus des valeurs de flux mesurés. Ces indices sont récupérés depuis la base de données OMNI (Operating Missions as Nodes on the Internet), décrite dans la prochaine section.

Une étude similaire a été effectuée par Pires de Lima [Pires de Lima et al., 2020], dans laquelle il compare les données en flux d'électrons mesurés sur les satellites en orbite basse POES (Polar Operational Environmental Satellite) de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) avec les flux mesurés sur les satellites RBSP. Claudepierre et O'Brien ont utilisés les mêmes données (POES et RBSP) pour introduire le modèle SHELLS (Specifying High-Altitude Electrons Using Low-Altitude LEO Systems) [Claudepierre and O'Brien, 2020]. Ce modèle permet de spécifier les valeur de flux en électrons dans la ceinture externe uniquement à partir des données POES et d'un indice de l'activité solaire (ici K_p). Pierrard *et al.* comparent les données RBSP à celles mesurées par le satellite de l'ESA en orbite basse PROBA-V [Pierrard et al., 2021a], Les auteurs remarquent les valeurs de flux varient de 10^2 à $10^5 \text{ \#} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ entre les données orbites basses et les données

RBSP, en fonction de l'énergie des électrons dont on mesure le flux. Enfin, dans une autre étude [Pierrard et al., 2021], Pierrard *et al.* utilisent, en plus des données PROBA-V et RBSP des observations radars (SuperDARN) ainsi que des modèles numériques de l'environnement radiatif (SPM Plasmasphere model, AE8-MAX) pour effectuer une telle comparaison entre données en orbite basse et données en orbite moyenne (MEO).

De manière générale, l'utilisation des techniques d'apprentissage supervisé dans les sciences de l'espace ont considérablement progressé depuis quelques années [Camporeale, 2019]. Les résultats sont encourageants dans plusieurs domaines, en particulier dans la modélisation de la plasmasphère [Chu et al., 2017a, Chu et al., 2017b, Zhelavskaya et al., 2017, Zhelavskaya et al., 2021, Huang et al., 2022], dans le domaine des interactions ondes particules [Ripoll et al., 2022], dans la prédiction de la population totale en électron [Cesaroni, C et al., 2020] ou encore dans le domaine de la prédiction de précipitations en électrons [McGranaghan et al., 2021].

Dans cette partie, nous allons tout d'abord présenter les caractéristiques des données utilisées dans cette étude. Nous donnons ensuite les résultats de la projection des données des missions CARMEN sur les données RBSP avec des mesures moyennées dans le temps. Nous verrons ensuite la nécessité de filtrer ces dernière données, les raisons et les caractéristiques du filtre seront données avant d'utiliser ces données filtrées dans la méthode de projection. Enfin, dans une dernière partie, nous présentons une méthode qui utilise, cette fois-ci, des données brutes non-moyennées pour faire la projection.

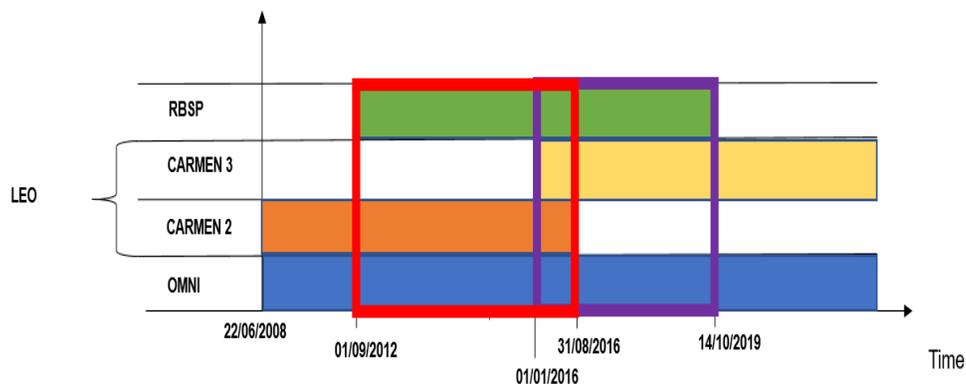
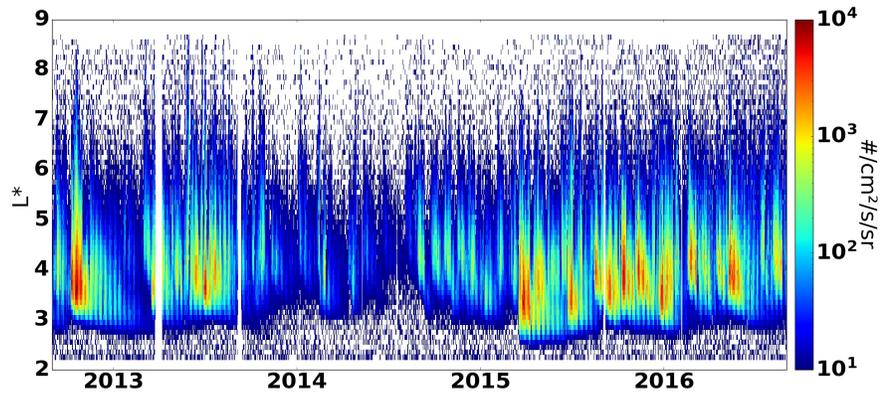


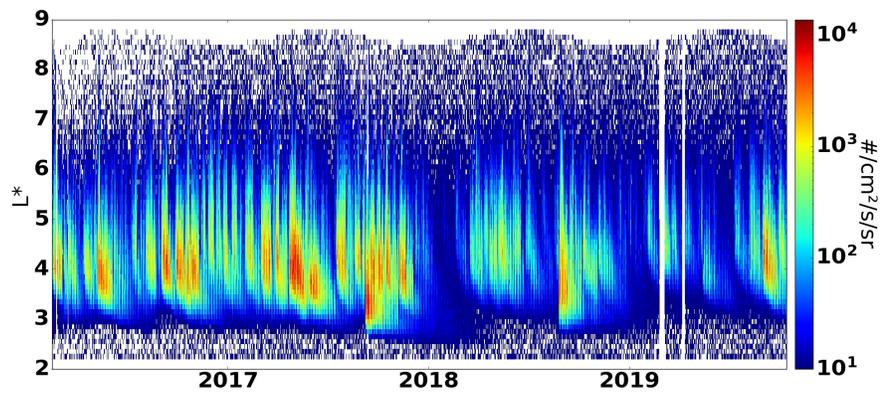
FIGURE 3.15 – Recouvrement des missions CARMEN, RBSP et OMNI

3.2.1 Présentation des données utilisées dans l'étude

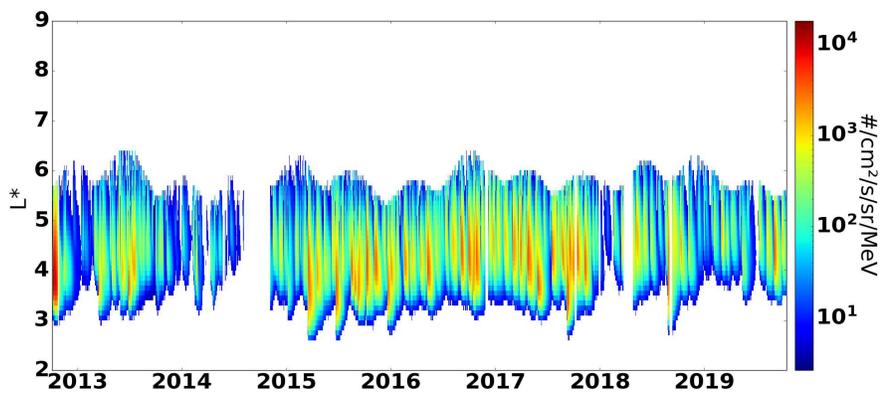
Nous allons ici comparer les données en mesures de flux d'électrons faites sur le satellite RBSP-A à celles des missions CARMEN-2 et CARMEN-3. La description des missions CARMEN a été faite dans la section 2.5.1. De même que pour les données de la mission CARMEN-3, les données de la mission CARMEN-2 nous sont transmises par l'ONERA après un traitement de leur part. Ces données sont également des fichiers CDF quotidiens, exactement semblables à ceux de la mission CARMEN-3 décrits en section 3.1.1. Pour rappel, on peut seulement préciser que les missions CARMEN-2 et 3, consistent à embarquer le détecteur de flux de particules ICARE-NG respectivement sur les satellites JASON-2 et JASON-3. Ces deux satellites se sont succédés en orbite basse (1 336 km, inclinaison de 98°) de juin 2008 à août 2016 pour JASON-2, et depuis janvier 2016 pour JASON-3.



(a) CARMEN 2



(b) CARMEN 3



(c) RBSP

FIGURE 3.16 – Diagramme L^* -temps pour les missions CARMEN-2 et 3 et RBSP pour des électrons à 1,6 MeV.

Les satellites des missions Van Allen Probes, décrits en section 2.5.2, sont deux satellites RBSP-A et RBSP-B, en orbite elliptique (600 - 30 600 km, inclinaison de 11°), équipés de l'instrument de mesure de flux de particules MagEIS. On considérera uniquement dans cette étude les mesures effectuées par l'instrument situé sur le satellite RBSP-A. Comme indiqué sur la figure 3.15, la mission de ce dernier a duré de septembre 2012 à octobre 2019. Pendant la durée de cette mission, ces satellites passent à travers le même intervalle en L^* que les satellites JASON-2 et 3, et effectuent des mesures de flux en électron aux mêmes énergies que les missions CARMEN. Ici, on se concentre pour les deux missions d'électrons avec une énergie de 1,6 MeV. Ces mesures, effectuées toutes les 12 secondes (16 secondes pour les missions CARMEN), sont des mesures de flux d'électrons moyennés sur une rotation du satellite sur lui-même (Spin-Averaged Electron Flux, SAEF en anglais). Ce flux, comme ceux mesurés par l'instrument ICARE-NG, est omnidirectionnel, *i.e.*, la mesure est faite dans toute les directions. En revanche, il s'agit de mesures différentielles en énergie. Autrement dit, l'instrument MagEIS des satellites RBSP mesure des flux d'électrons ayant une énergie de 1,6 MeV plus ou moins une faible marge d'erreur.

À l'inverse, on l'a vu dans la partie précédente, l'instrument ICARE-NG mesure le flux d'électrons ayant une énergie supérieure ou égale à 1,6 MeV, on parle de mesures intégrées. Comme l'expliquent Ripoll *et al.* dans [Ripoll et al., 2014], les tendances entre des valeurs de flux intégrés et direct sont les mêmes, la seule différence tenant aux temps caractéristiques des états transitoires des flux. Pour un flux intégré, la durée d'un état transitoire résulte des temps caractéristiques de cet état transitoire pour chacune des énergies supérieures à la valeur d'énergie minimale du canal. À l'inverse, pour un flux direct, l'état transitoire est uniquement celui des particules à l'énergie du canal, et donc la durée de celui-ci ne dépend pas des durées des états transitoires des particules ayant une autre énergie. Cette différence minime ne nous empêche pas de comparer ces deux jeux de données.

On donne en figure 3.16, les diagrammes L^* -temps pour les missions CARMEN-2, CARMEN-3 et RBSP pour les flux d'électrons d'énergie 1,6 MeV.

Enfin, les différents algorithmes utilisés dans cette étude utilisent comme paramètres d'entrée des indices solaires. En particulier, nous utilisons l'indice magnétique Dst , déjà décrit dans la partie précédente, ainsi que la vitesse du vent solaire. Ces données sont récupérées sur le service OMNIWeb du space Physics Data Facility at the Goddard Space Flight Center [omn, 2022]. Ce site donne accès à la base de donnée Low Resolution OMNI (Operating Missions as Nodes on the Internet), qui regroupe depuis 1963 une compilation de paramètres concernant le vent solaire et autres indices magnétiques autour du soleil,

moyennés sur une heure. Ces paramètres proviennent d'instruments embarqués sur des satellites en orbite géocentrique ou situés au point de Lagrange L1 [Papitashvili et al., 2000].

3.2.2 Comparaison et estimation avec des flux moyennés dans le temps

La durée de mission du satellite RBSP-A recouvre successivement les missions CARMEN-2 (C2) et CARMEN-3 (C3). La méthode de comparaison avec les données RBSP étant la même, dans le reste de l'étude nous nous concentrons sur C2. Les principaux résultats de la comparaison avec la mission C3 seront tout de même donnés et commentés.

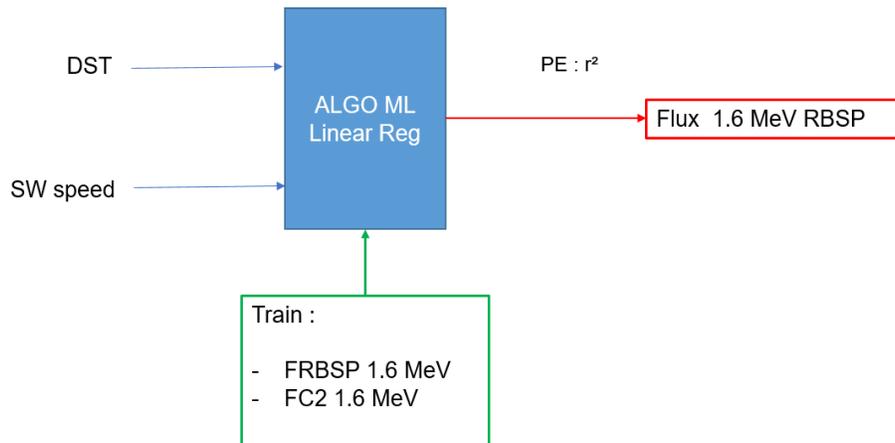


FIGURE 3.17 – Schéma de la méthode numérique de la projection des données C2 sur les données RBSP

Méthode Nous avons mis en oeuvre une méthode numérique, schématisée en figure 3.17, qui permet de prédire les valeurs de flux mesurés par RBSP à partir des données de flux mesurés par C2. Cette méthode est basée sur un algorithme de machine learning (ML) qui utilise le modèle simple mais robuste et fiable de la régression linéaire aux moindres carrés ordinaires de Scikit Learn (OLS) [Pedregosa et al., 2011]. L'algorithme ML est entraîné par des valeurs de flux mesurés par RBSP (FRBSP : Flux RBSP) et mesurés par C2 (FC2 : Flux C2) sur un intervalle de temps donné. Les indices solaires Dst et la vitesse du vent solaire (SW speed) sont également des entrées de l'algorithme. L'algorithme s'entraîne et apprend à partir de ces grandeurs de manière à ce qu'il soit ensuite capable de donner une estimation des valeurs de FRBSP sur un autre intervalle de temps, à partir des valeurs de FC2 et des indices solaires sur ce même intervalle de temps. Les valeurs de FRBSP estimées

par l'algorithme sont alors comparées avec les valeurs de FRBSP mesurées, et le coefficient de corrélation r^2 de la régression linéaire entre les valeurs estimées et mesurées de FRBSP évalue la performance de l'algorithme, c'est l'indice de *Performance Efficiency* (PE). Plus le r^2 est proche de 1, plus les valeurs estimées par l'algorithme de FRBSP sont proches des valeurs mesurées de FRBSP.

L'algorithme est testé sur 3 différents jeux de données : le jeu d'entraînement (train ou training), le jeu de validation et le jeu de test. Comme indiqué sur la figure 3.18, le jeu d'entraînement correspond à 70% des données utilisées, tandis que les jeux de validation et de test correspondent à chacun 15 % des données. Pour que cela soit bien clair, l'algorithme est entraîné sur le jeu d'entraînement, *i.e* on lui donne les valeurs de FRBSP et FC2 sur cet intervalle, et est validé et testé sur les deux intervalles suivants. Ainsi, sur ces intervalles, on ne donne que les valeurs de FC2 et il doit estimer les valeurs de FRBSP. Ces dernières sont ensuite comparées avec les valeurs mesurées de FRBSP.

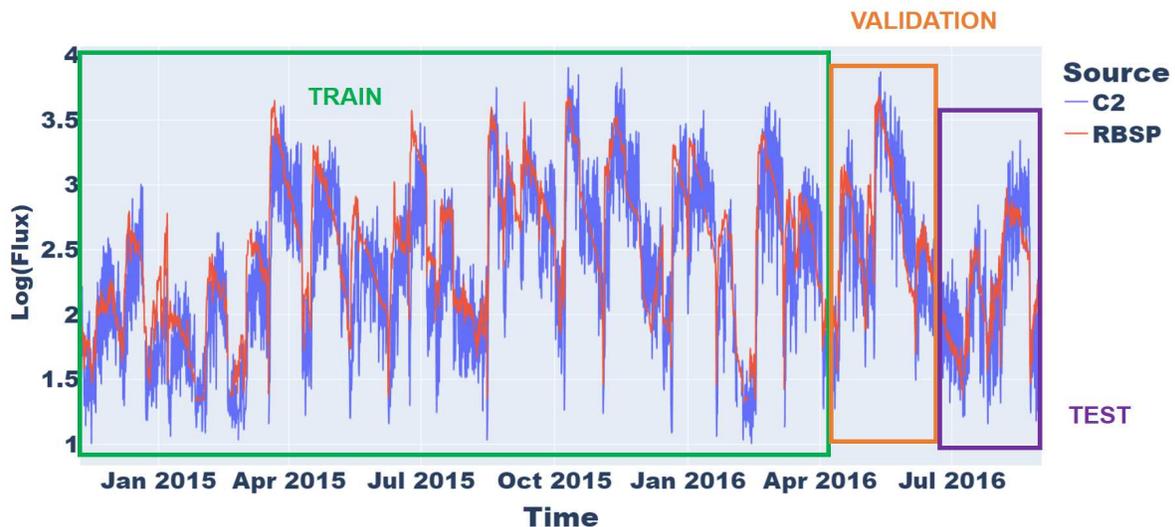


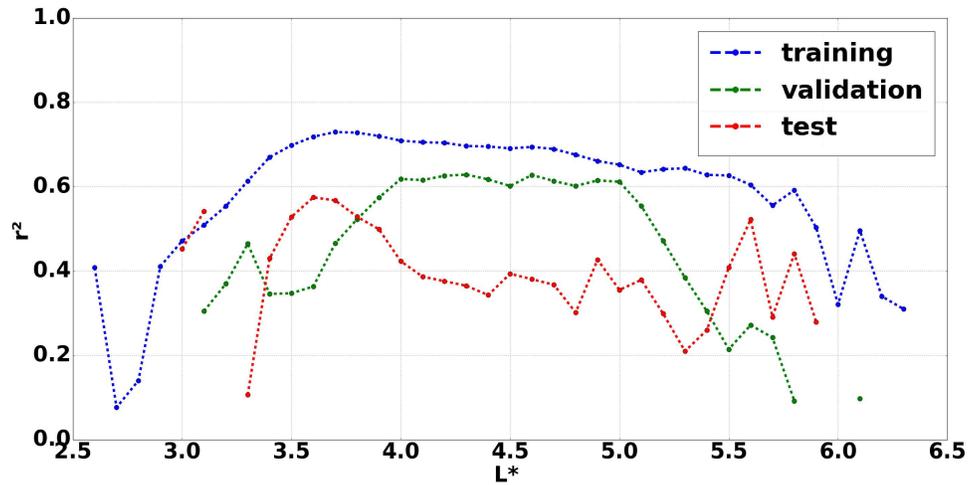
FIGURE 3.18 – Allure temporelle de FC2 & FCRBSP et partage des jeux de données

Dans cette partie, les valeurs en flux RBSP et C2/3 sont moyennées sur 6 heures et la précision en L^* est de 0,1. De même, les indices solaires Dst et la vitesse du vent solaire sont moyennés sur 6 heures.

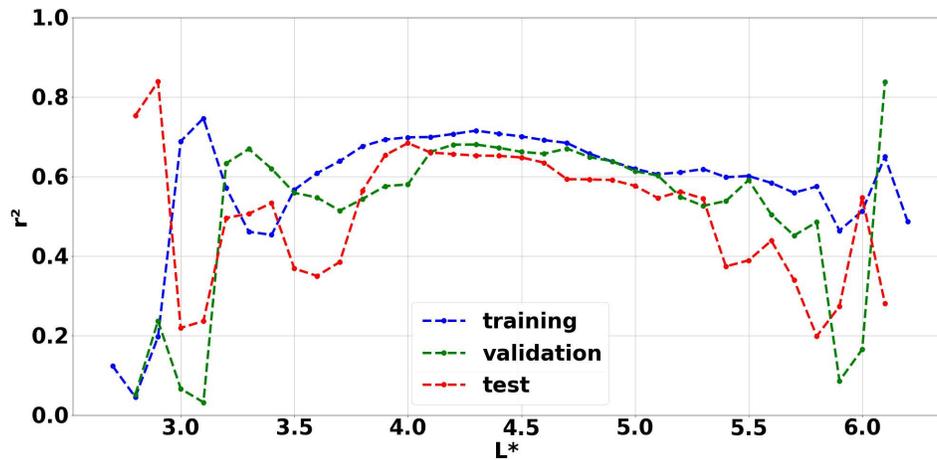
Pour donner un ordre d'idée sur la quantité de données utilisée, cette comparaison se base sur plus de 6 millions de mesures de flux par l'instrument MagEIS de RBSP et plus d'un million de mesures de flux effectuées dans le cadre de la mission C2 et autant dans le cadre de la mission C3.

Enfin, dans la mesure où nous travaillons avec des algorithmes utilisant des techniques

de ML, il convient de normaliser les données, cela augmente la performance de l'algorithme. Ainsi, on ne travaille qu'avec des valeurs logarithmiques pour les flux d'électrons. Nous rappelons que l'unité des flux mesurés est $\# \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. De manière classique, la normalisation des valeurs de Dst et de la vitesse du vent solaire est faite en retirant à chaque valeur la moyenne de la grandeur et en divisant cette différence par son écart-type.



(a) r^2 pour FC2 vs FRBSP

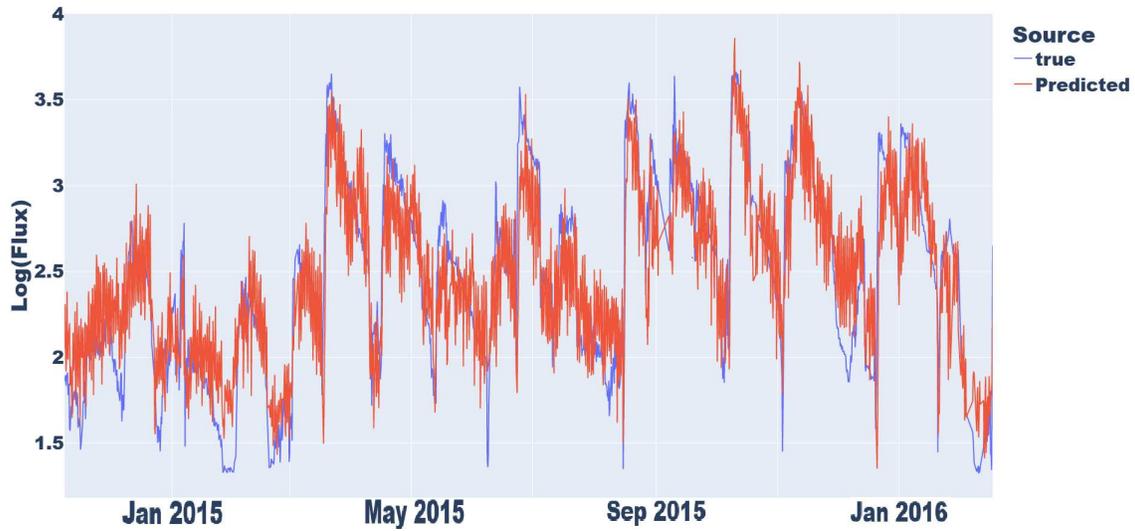


(b) r^2 pour FC3 vs FRBSP

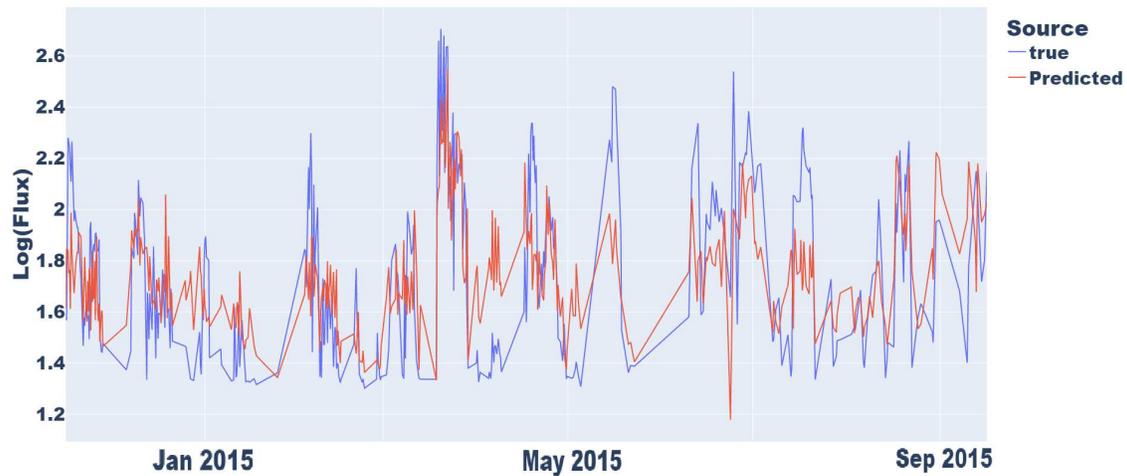
FIGURE 3.19 – Le coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir de FC2 et FC3

Résultats La performance de l’algorithme est mesurée par le coefficient de corrélation r^2 de la régression linéaire entre les valeurs de FRBSP estimées et les valeurs de FRBSP mesurées. On donne, en figure 3.19, les valeurs de r^2 en fonction de L^* pour les missions C2 (en haut) et C3 (en bas).

Nous constatons, autant pour C2 que pour C3, que les résultats ne sont pas bons dans la mesure où les coefficients de corrélations atteignent difficilement la valeur de $r^2 = 0,7$. Pour les deux missions CARMEN, les jeux d’entraînements (en bleu) donnent de meilleurs résultats que les jeux de validation (en vert) et de test (en rouge) dont le coefficient de corrélation ne dépasse que rarement $r^2 = 0,5$. La performance du jeu d’entraînement est logiquement meilleure que les autres jeux puisque pour celui-ci l’algorithme doit estimer des valeurs sur lesquelles il s’est entraîné. L’algorithme est le plus performant sur l’intervalle $L^* = 3,5 - 5,0$. Cet intervalle en L^* correspond à l’intervalle en L^* où les instruments des deux missions ont effectués le plus de mesures. Il s’agit également de l’intervalle du coeur des ceintures, *i.e.*, l’intervalle pour lequel les valeurs de flux ont les plus grandes amplitudes. Ainsi, les valeurs de flux étant plus grandes, les mesures de celles-ci sont moins parasitées par le bruit de fond et donc de meilleure qualité. La quantité de donnée et donc le nombre de mesures effectuées étant des paramètres cruciaux pour un algorithme de ML, il est logique que ce dernier soit plus performant sur cet intervalle en L^* . Il nous semble que si nous avions plus de données valides pour des valeurs de L^* plus basses et plus hautes que celles de l’intervalle précédent, les performances de l’algorithme auraient été meilleures pour ces valeurs de L^* .



(a) $L^* = 4.0$



(b) $L^* = 5.5$

FIGURE 3.20 – Allures temporelles des valeurs mesurées et estimées de FRBSP à partir des données FC2

On trace ensuite, en figure 3.20 les allures temporelles des valeurs mesurées (en bleu) et estimées (en rouge) de FRBSP à partir des valeurs de FC2 pour $L^* = 4,0$ et $L^* = 5,5$. Pour $L^* = 4,0$, au coeur des ceintures, où il y a le plus de mesures et donc de données valides et où $r^2 \approx 0,7$, le FRBSP estimé suit globalement bien la tendance de l'allure temporelle du FRBSP mesuré. Cependant, on remarque, des oscillations dans le FRBSP qui ne sont pas présentes dans les valeurs mesurées. La présence de ces oscillations détériore la performance de l'algorithme. Elles proviennent en fait des valeurs de FC2, et seront expliquées et filtrées

dans la suite de l'étude.

Ensuite, pour $L^* = 5,5$, où $r^2 \approx 0,5$, même si le FRBSP suit globalement les tendances de l'allure temporelle du FRBSP mesuré, le manque de données d'entraînement pour cette valeur de L^* ne permet pas à l'algorithme d'être performant et d'effectuer une estimation pertinente des valeurs de FRBSP. Les oscillations sur les valeurs de FRBSP estimées, remarquées pour $L^* = 4,0$, sont encore présentes pour $L^* = 5,5$, preuve que ce phénomène d'oscillations ne dépend pas de la valeur du L^* .

3.2.3 Comparaison et estimation avec des flux moyennés dans le temps et filtrés

Méthode Les performances de l'algorithme décrit sont limitées par la présence d'oscillations dans l'allure temporelle des valeurs estimées de FRBSP. En revenant sur la figure 3.18, nous pouvons constater que les valeurs mesurées de FC2 présentent déjà des oscillations. Il est logique que, l'algorithme s'étant entraîné avec ces valeurs de flux, les valeurs estimés de FRBSP reproduisent ces mêmes oscillations. Ainsi il convient de nous interroger sur ces oscillations présentes dans les allures de FC2. Pour cela, nous procédons à une analyse fréquentielle. On donne, en figure 3.23a, l'allure du spectre fréquentiel obtenu par transformée de Fourier de FC2. On observe alors une fréquence propre à $f = 1,15 \cdot 10^{-5} Hz$, ce qui correspond à une période de 1 jour.

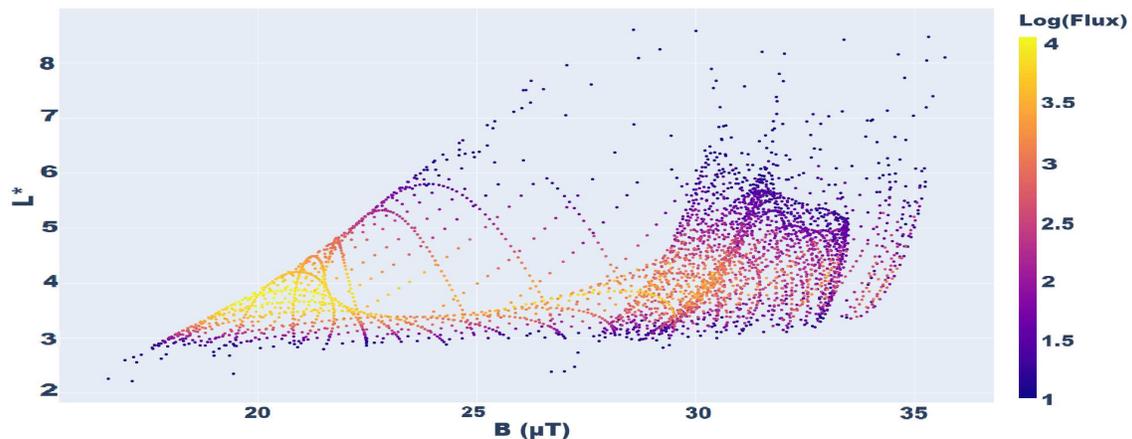


FIGURE 3.21 – FC2 en fonction de L^* et de B

Une étude précise nous a permis de conclure que cette oscillation de 1 jour venait du fait que l'on moyennait les valeurs de flux de FC2 sur 6 h, et de la valeur de l'intensité du champ magnétique au point de mesure.

Pour expliciter cela, nous donnons, en figure 3.21, la valeur de FC2 en fonction de L^* et de la valeur de l'intensité du champ magnétique B à l'endroit et à l'instant de la mesure de flux. Nous constatons, sur cette figure, que FC2 peut prendre des valeurs différentes à un L^* fixé en fonction de la valeur de B .

Ainsi, le fait de les moyenner sur 6 h va engendrer une disparité dans les valeurs de flux FC2. En effet, la durée d'une orbite du satellite JASON-2 de la mission C2 est de 112 minutes. En 6 heures, le satellite parcourt 3,2 orbites et donc, parcourt des régions où, pour une même valeur de L^* , les valeurs du champ magnétique B sont différentes. Ainsi, d'un intervalle de 6 heures à l'autre, les valeurs de flux mesurés à un L^* fixé vont être différentes du fait de la différence de valeur de B .

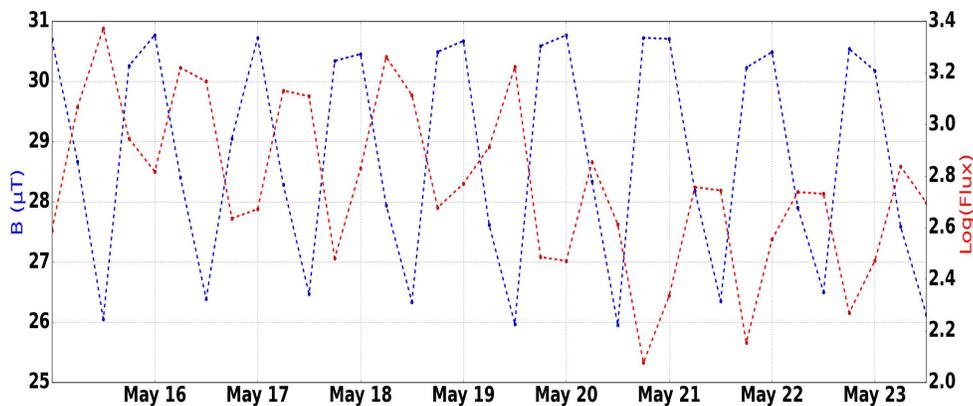


FIGURE 3.22 – B et FC2 en fonction du temps du 15 au 24 mai 2017

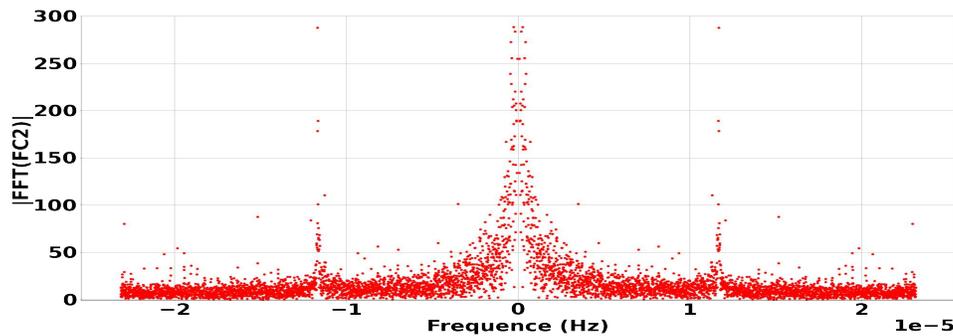
Expliquons maintenant pourquoi cette différence des valeurs de FC2 d'un intervalle de 6 heures à l'autre fait apparaître une oscillation de période de 1 jour dans les valeurs de FC2. Pour cela, nous nous intéressons précisément aux valeurs de flux et de champ magnétique à la position et à l'instant de la mesure de cette valeur de flux sur un intervalle de temps plus court : ici du 15 au 24 mai 2017. L'allure temporelle de ces deux grandeurs est donnée en figure 3.22 pour $L^* = 4,0$. Les valeurs de flux FC2 sont toujours moyennées sur 6 heures, ainsi que les valeurs de l'intensité du champ magnétique B . On observe que les valeurs de FC2 (en rouge) sont anti-corrélées avec les valeurs de B (en bleu). Cette dernière grandeur est un signal périodique d'une période de 1 jour. Cela signifie que toutes les 24 heures, le satellite passe par un endroit pour lequel, à un certain L^* fixé, le champ magnétique est le même.

Pour résumer, à un L^* fixé, FC2 dépend de la valeur de l'intensité du champ magnétique

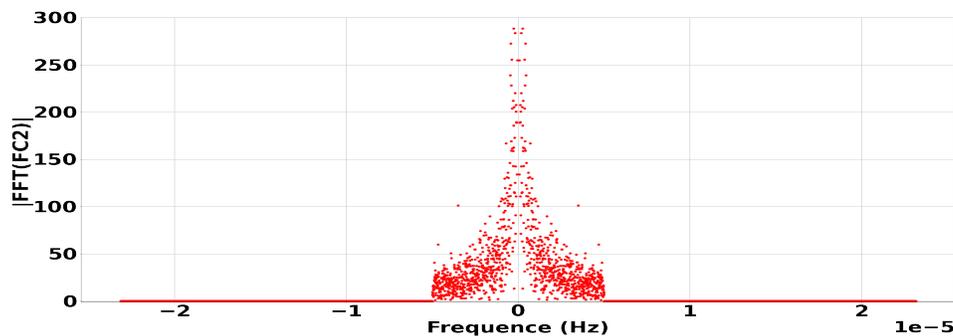
B . Ce dernier est un signal périodique, de période de 1 jour et est anti-corrélé avec la valeur de FC2. Ainsi, FC2 est également un signal périodique de période de 1 jour.

Ceci étant dit, de deux choses l'une : pour améliorer l'algorithme, on peut, au choix, s'asservir de ces oscillations en les filtrant (c'est ce qu'on fait dans cette partie) ou alors prendre en compte les valeurs de l'intensité du champ magnétique en ne moyennant plus les valeurs de flux mesurés (c'est ce que l'on fait dans la prochaine partie).

Enfin, il convient de noter que ce phénomène d'oscillations ne concerne que les valeurs de FC2 et non de RBSP. Cela tient à l'orbite des satellites de ces deux missions. En effet, l'orbite du satellite RBSP étant plus haute (600 - 30 600 km) que l'orbite basse (1 336 km) de JASON-2, le champ magnétique terrestre est moins intense à ces altitudes et donc les valeurs de flux RBSP ne dépendent pas de B .



(a) Avant le filtre passe bas



(b) Après le filtre passe bas

FIGURE 3.23 – Spectre fréquentiel de FC2

Les oscillations que l'on observe sur l'allure temporelle étant expliquées, on peut, pour améliorer les performances de l'algorithme, s'en affranchir. Pour cela, nous appliquons un

filtre passe-bas à FC2. La fréquence de coupure de ce filtre passe-bas est $f_c = 0,5 \cdot 10^{-5} Hz$. On trace en figure 3.23b, le spectre fréquentiel du signal FC2 filtré (FFC2 dans la suite).

On donne, en figure 3.24, l’allure temporelle de FC2 avant (en rouge) et après (en bleu) avoir filtré cette grandeur. Comme attendu, l’oscillation de 1 jour a été filtrée et n’apparaît plus dans l’allure temporelle de FFC2. On constate cependant la persistance de quelques variations ponctuelles dans l’allure de FFC2.

Nous allons donc maintenant appliquer la méthode présentée en figure 3.17 mais avec FFC2 (et FFC3) à la place de FC2 (et FC3).

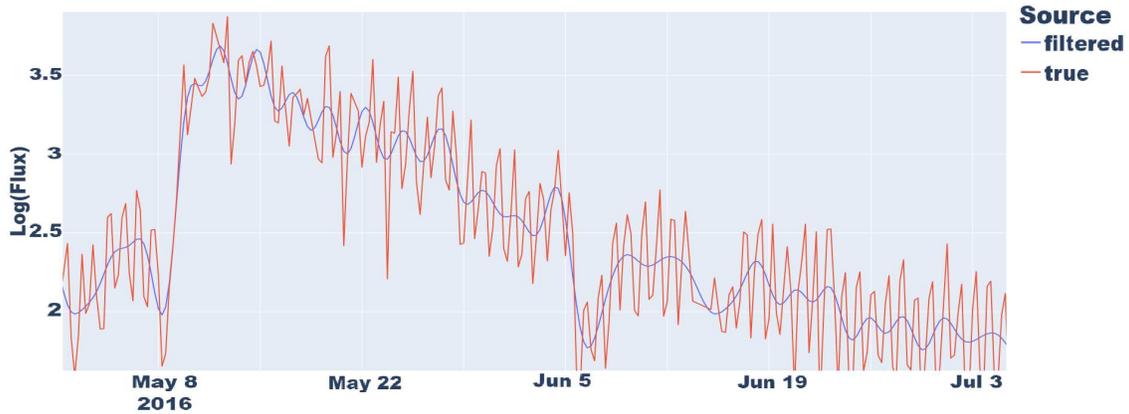


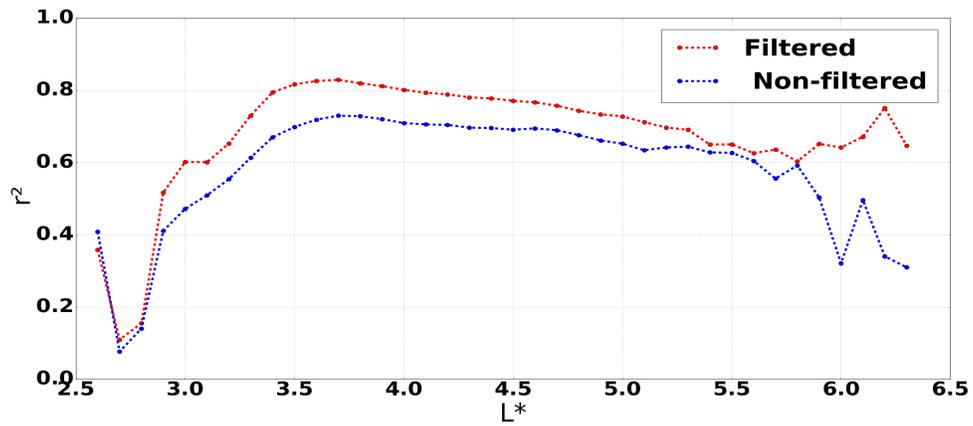
FIGURE 3.24 – Allure temporelle de FC2 et FFC2 pour $L^* = 4,0$

Résultats La performance de l’algorithme est toujours mesurée par le coefficient de corrélation r^2 de la régression linéaire entre les valeurs de flux RBSP estimées à partir de l’algorithme à partir des valeurs de flux FC2 et les valeurs de flux RBSP mesurées. On donne, en figure 3.25, la comparaison entre le coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^* obtenu avec FC2 (en bleu) et FFC2 (en rouge), et ceci pour les 3 jeux de données.

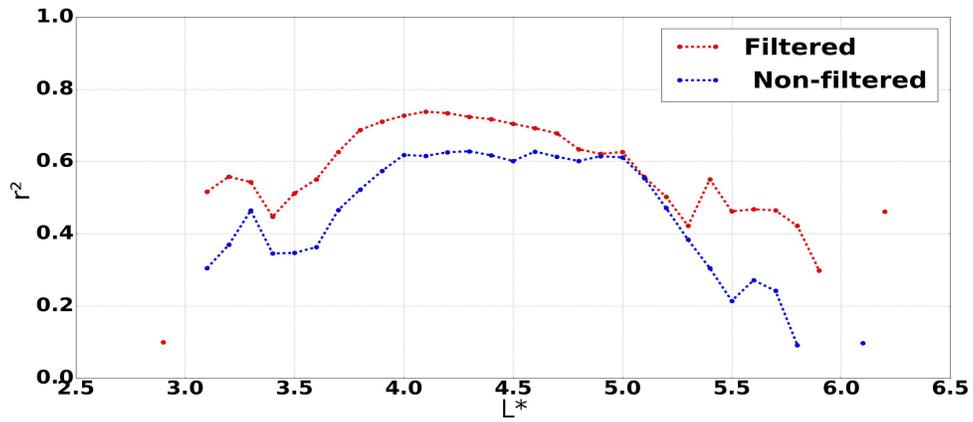
On observe que filtrer les valeurs de FC2 augmente indéniablement la performance de l’algorithme : les coefficients de corrélation obtenus avec les valeurs filtrées de FC2 sont toujours supérieures. Pour le jeu d’entraînement, l’estimation des valeurs de FRBSP est satisfaisante dans la mesure où le coefficient de corrélation r^2 est supérieur à 0,8 pour $L^* = 3,45 - 4,0$ et est supérieur à 0,7 sur l’intervalle $L^* = 3,25 - 5,25$. Pour les jeux de validation et de test, les coefficients de corrélation obtenus avec les valeurs de FFC2 sont toujours supérieurs à ceux obtenus avec les valeurs de FC2. En particulier pour le jeu de test, tandis qu’on obtient un r^2 autour de 0,6 au coeur des ceintures (pour $L^* = 4,0 - 5,0$) avec des

valeurs non filtrées de FC2, on a un r^2 autour de 0,7 pour un intervalle en L^* équivalent, et même plus large ($L^* = 3,7 - 5,0$). Pour le jeu de validation, les r^2 sont toujours supérieurs avec les valeurs de FFC2. On passe d'une meilleure estimation avec un coefficient à $r^2 = 0,55$ pour $L^* = 3,6$ pour FC2, à une meilleure estimation à $r^2 = 0,75$ au même L^* pour FFC2.

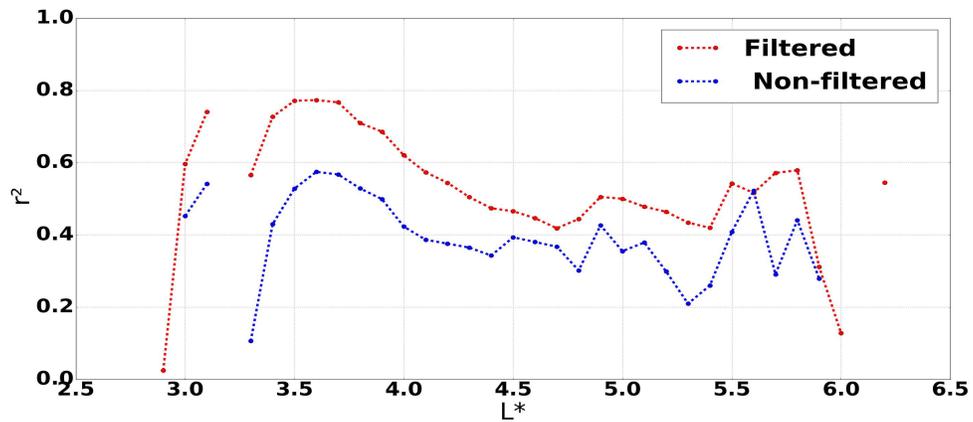
De même que pour les conclusions de la partie précédente, il est logique que les performances de l'algorithme soient meilleures sur le jeu d'entraînement que sur les deux autres, l'algorithme s'étant justement entraîné et construit sur ce jeu là.



(a) Jeu d'entraînement



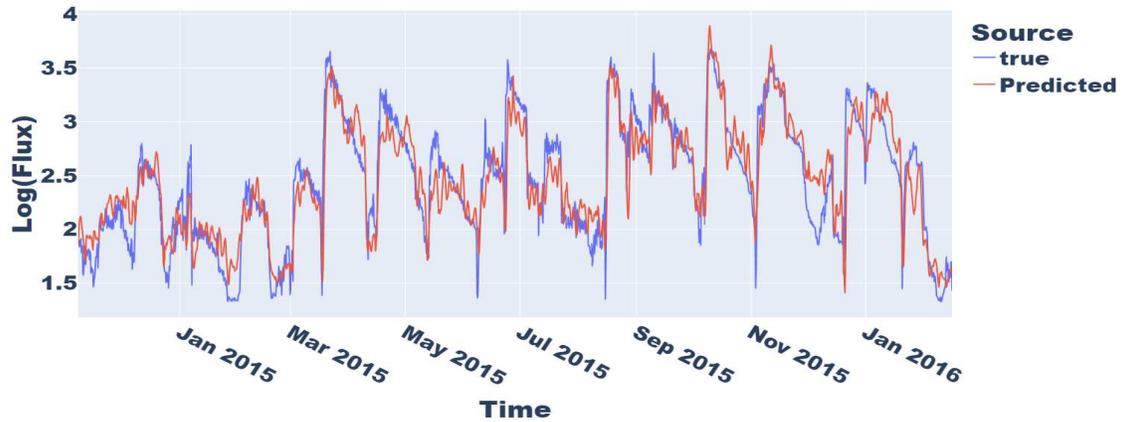
(b) Jeu de validation



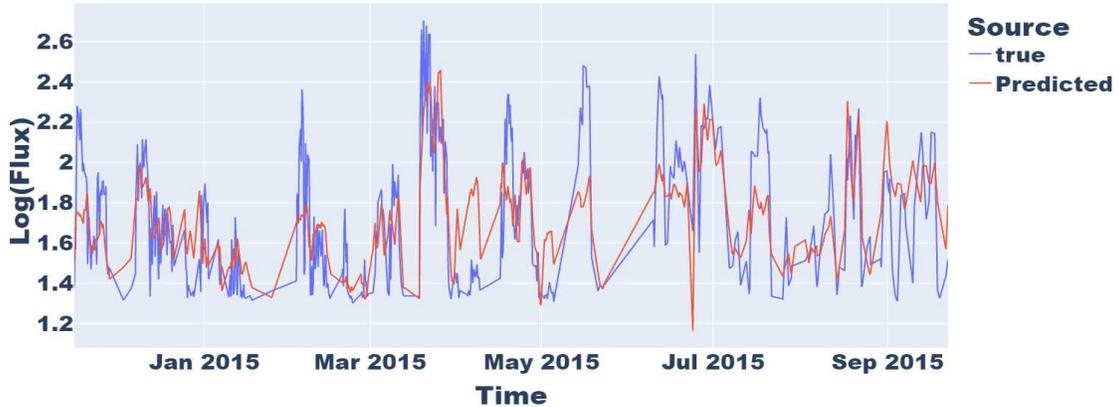
(c) Jeu de test

FIGURE 3.25 – Coefficient r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir de FC2 et FFC2

Pour les trois jeux de données, on constate que les coefficients de corrélation baissent et augmentent pour les mêmes valeurs de L^* , que ce soit pour des valeurs filtrées ou non de FC2. Cela est dû au fait que filtré ou pas, il y a un manque de données hors des intervalles en L^* au coeur des ceintures. Comme expliqué plus haut, au coeur des ceintures ($L^* = 3, 5 - 5, 5$), les valeurs de flux sont plus hautes, donc moins sensibles au bruit de fond et donc de meilleure qualité et plus abondantes.



(a) $L^* = 4, 0$



(b) $L^* = 5, 5$

FIGURE 3.26 – Valeur estimée et mesurée de FRBSP à partir de FFC2

On donne ensuite, en figure 3.26, les allures temporelles des valeurs estimées (en rouge) et mesurées (en bleu) de FRBSP, pour $L^* = 4, 0$ et $L^* = 5, 5$. Pour $L^* = 4, 0$, au coeur des ceintures, où l'algorithme est le plus performant avec un coefficient de corrélation de $r^2 \approx 0, 8$, le FRBSP estimé suit très bien la tendance globale

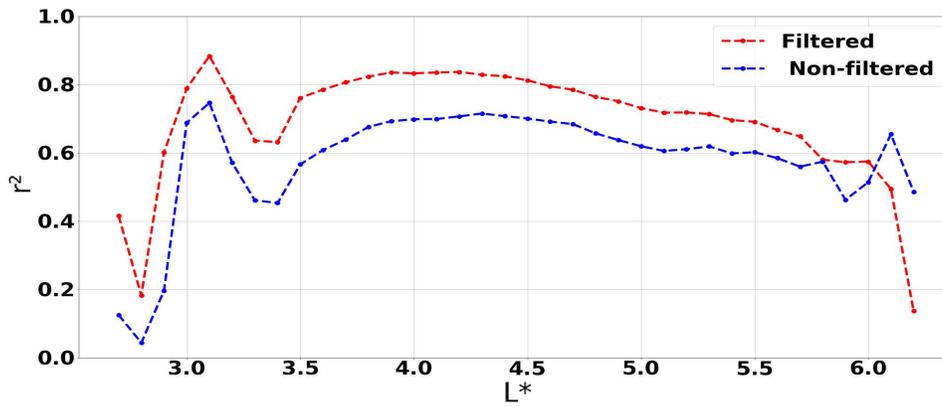
des valeurs mesurées. Filtrer les valeurs de FC2 a permis de réduire considérablement les oscillations dans les valeurs estimées de FRBSP. Cependant, certaines variations ponctuelles persistent, elles sont dues aux variations remarquées dans l'allure temporelle de FFC2 en figure 3.24. Cette persistance de variations ponctuelles diminue la valeur du coefficient de corrélation.

On remarque également que, la tendance globale étant suivie, l'algorithme ne permet pas d'estimer précisément les valeurs de FRBSP lors d'évènements solaires soudains. Lors de ces évènements, les flux atteignent leur valeurs maximales avec des changements de pente abruptes. Ces variations rapides sont difficilement prédites par l'algorithme, ce qui limite sa performance. Par exemple, en figure 3.26a, les valeurs estimées de FRBSP ne rendent pas compte de la décroissance très rapide de juin 2015 et de sa soudaine montée ensuite, la tendance est globalement suivie mais les amplitudes sont différentes.

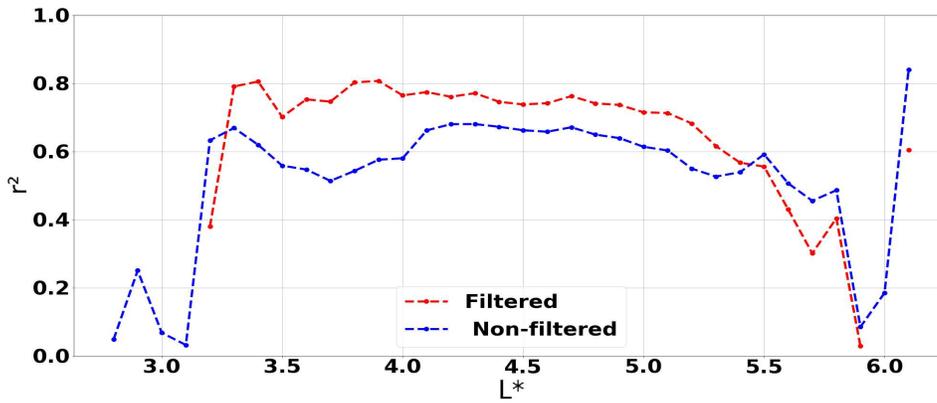
Pour $L^* = 5,5$, où $r^2 \approx 0,5$, les performances sont encore limitées par le manque de données disponibles à ce L^* . La tendance de FRBSP est tout de même globalement suivie mais avec de gros écarts de valeurs entre le FRBSP estimé et mesuré.

Nous nous intéressons maintenant aux performances de l'algorithme mais avec les valeurs de FC3. Nous appliquons le même filtre passe-bas, les oscillations étant également présentes sur les valeurs de FC3, et nous appliquons la même méthode que pour FC2. La figure 3.27 donne les valeurs des coefficients de corrélations r^2 en fonction de L^* pour les trois jeux de données : entraînement, validation et test.

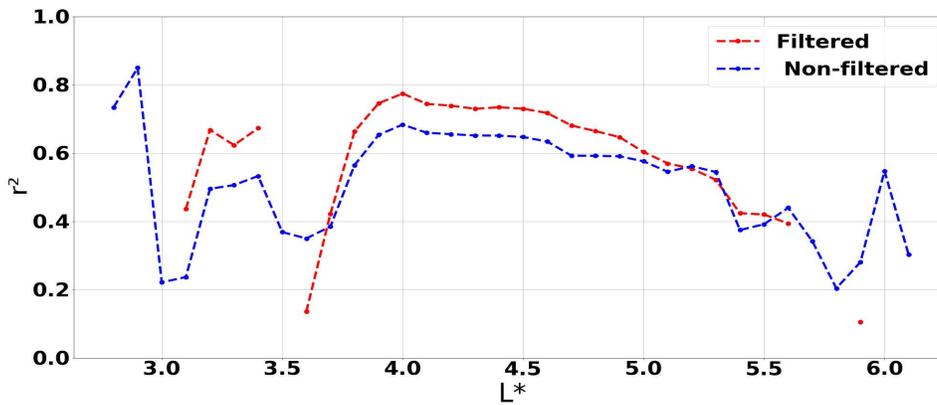
De même que pour C2, l'algorithme est plus efficace en s'entraînant avec les valeurs filtrées de FC3. Au coeur des ceintures, quel que soit le jeu de données, les coefficients de corrélation obtenus sont toujours supérieurs pour les valeurs filtrés de FC3. Les résultats sont très satisfaisant puisque on a $r^2 \geq 0,7$ pour le jeu d'entraînement pour $L^* = 2,9 - 5,4$, pour le jeu de validation pour $L^* = 3,2 - 5,0$ et pour le jeu de test pour $L^* = 3,6 - 4,6$. Classiquement, et pour les mêmes raisons que celles données pour C2, les performances de l'algorithme sont meilleures pour le jeu d'entraînement.



(a) Jeu d'entraînement



(b) Jeu de validation



(c) Jeu de test

FIGURE 3.27 – Coefficient r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir de FC3 et FFC3

Enfin, il convient de noter que pour les données filtrées ou non, l'algorithme est toujours plus performant lors de la mission C3 que C2. Cela vient de la quantité de données disponibles et la valeur des flux sur les différentes missions. En effet, en revenant sur les diagrammes L^* -temps présentés en figure 3.16, on remarque que les données RBSP sont manquantes sur des intervalles de temps de la mission CARMEN-2. En particulier, on observe un trou dans les données entre fin 2014 et début 2015. La quantité de donnée étant cruciale pour des algorithmes utilisant des techniques de ML, les performances de l'algorithme sont naturellement moins bonnes pour la mission C2 que pour la mission C3. En effet, sur la durée de cette mission (de février 2016 à octobre 2019), nous avons des valeurs de flux RBSP quasiment tout le temps. De plus, et on le voit sur les diagrammes L^* -temps en figure 3.16, les flux mesurés pendant la mission C3 ont globalement une plus haute amplitude que ceux mesurés pendant la mission C2. Des valeurs de flux plus hautes impliquent plus de données disponibles, mais également, des valeurs de flux moins sensibles aux oscillations et variations ponctuelles qui persistent dans les valeurs filtrées de flux. Ainsi, il est logique que les performances de l'algorithme soient meilleures pour la mission CARMEN-3.

3.2.4 Prise en compte du champ magnétique

Dans les deux parties précédentes, les valeurs de flux FC2, FC3 et FRBSP étaient des valeurs moyennées sur 6 heures. Nous l'avons vu, du fait de la disparité de la valeur du champ magnétique sur une ligne de champ, moyenner sur 6 heures fait apparaître des oscillations de période de 1 jour dans les valeurs des flux FC2 et FC3.

Méthode Dans cette section, pour considérer l'importance de la valeur du champ magnétique à l'endroit et l'instant d'une mesure de flux, nous allons entraîner l'algorithme non plus avec des valeurs de flux moyennés dans le temps mais directement avec les flux mesurés instant par instant. Les valeurs de flux sont toujours associés à un L^* , à 0,1 L^* près.

Chacune des valeurs de FC2 (et FC3) considérée est associée à la valeur de l'intensité du champ magnétique à l'endroit et au moment de la mesure. On prend cette valeur de champ magnétique comme un nouveau paramètre d'entrée supplémentaire dans notre algorithme.

De même que les autres grandeurs utilisées dans notre algorithme de ML, les valeurs du champ magnétique B doivent être normalisées. Pour cela, le paramètre d'entrée supplémentaire dans l'algorithme est un champ magnétique réduit B_r , tel que :

$$B_r = \frac{B - B_{eq}}{B_{max} - B_{eq}} \quad (8)$$

Où :

- B est la valeur de l'intensité du champ magnétique à la position et à l'instant de la mesure de flux.
- B_{eq} est la valeur de l'intensité du champ magnétique à l'équateur, *i.e.*, à l'endroit où la ligne de champ magnétique (au même L^* que l'endroit où la mesure de flux a été faite) coupe l'équateur magnétique.
- B_{max} est la valeur maximale de l'intensité du champ magnétique sur la ligne de champ magnétique (même L^*).

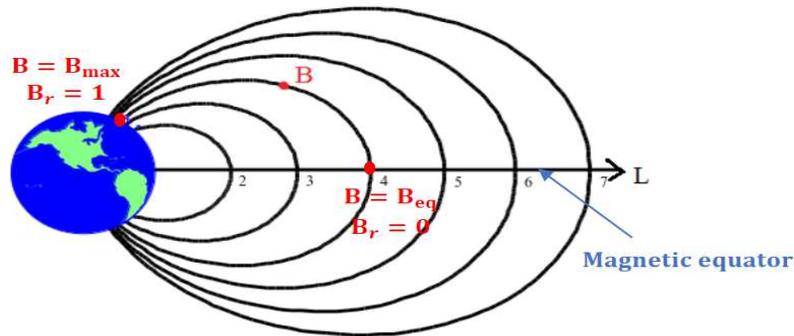


FIGURE 3.28 – B_r le long d'une ligne de champ magnétique

Ainsi, B_r est un paramètre normalisé, sans dimension qui varie de 0 à 1. Comme on peut le voir sur la figure 3.28, $B_r = 0$ pour $B = B_{eq}$, c'est-à-dire si la mesure du flux a été faite à l'équateur magnétique ; et $B_r = 1$ si $B = B_{max}$, c'est-à-dire si la mesure de flux a été faite proche du pôle magnétique, où la valeur de B est maximale. Ainsi, le paramètre B_r donne une information sur la position à laquelle la mesure de flux a été effectuée sur la ligne de champ magnétique.

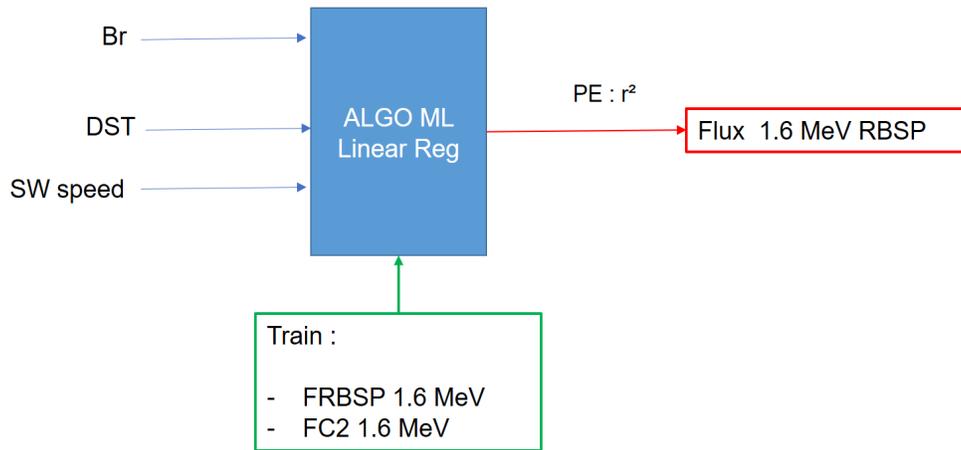
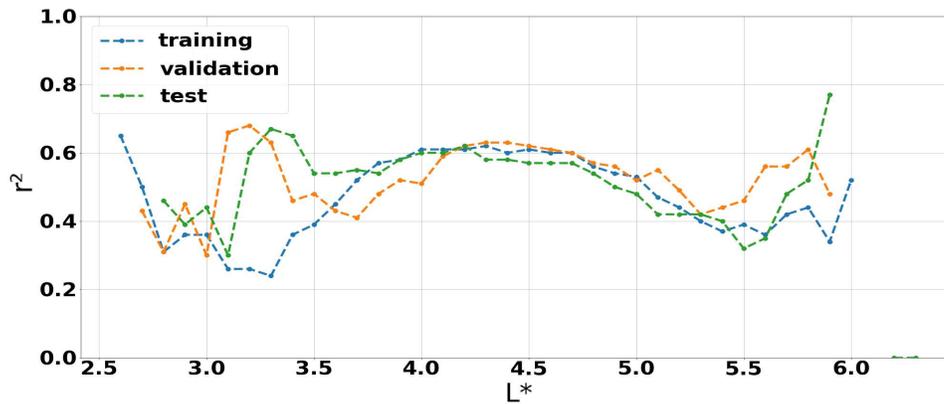


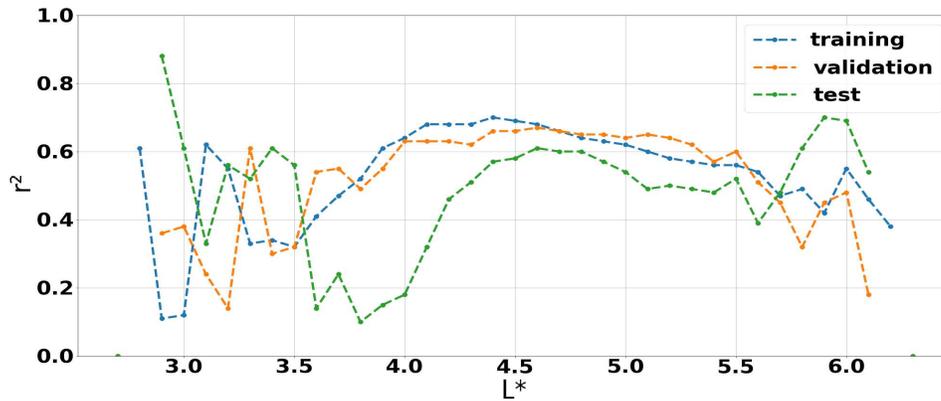
FIGURE 3.29 – Schéma de la méthode numérique de la projection des données C2 sur les données RBSP prenant le B_r en compte

La méthode numérique employée dans cette partie est décrite en figure 3.29. Ici, à la différence des parties précédente, les valeurs de flux de RBSP et C2/3 ne sont pas moyennées dans le temps. Ceci nous permet de prendre en compte la valeur du champ magnétique à la position et à l’instant de la mesure de flux via le paramètre normalisé B_r . Autant dans les parties précédentes, le fait de moyenner sur 6 heures les valeurs de FRBSP et FC2 nous donnaient le même nombre de valeurs sur un intervalle de temps donné, autant, ici, il faut prendre en compte la résolution temporelle de chacune des mesures. En effet, pour les missions C2 et C3, nous avons une valeur de flux toutes les 16 secondes et pour la mission RBSP une valeur de flux toutes les 12 secondes. Ainsi, on associe à chaque valeur de FC2 la valeur de FRBSP la plus proche en temps et au même L^* (à $0,1 L^*$ près).

De même que pour les parties précédentes, la performance de l’algorithme est évaluée avec le coefficient de corrélation r^2 de la régression linéaire entre les valeurs estimées et mesurées de FRBSP. La séparation des données en trois jeux est la même que pour la partie précédente : 70% pour le jeu d’entraînement, 15% pour le jeu de validation et 15% pour le jeu de test.



(a) r^2 pour FC2 vs FRBSP



(b) r^2 pour FC3 vs FRBSP

FIGURE 3.30 – Coefficient r^2 en fonction de L^* pour l'estimation de FRBSP à partir des FC2 et FC3 non moyennés

Résultats On donne, en figure 3.30, les coefficients de corrélation r^2 en fonction de L^* pour les jeux d'entraînements, de validations et de tests, pour les deux missions C2 et C3.

Alors que l'on pouvait s'attendre à de meilleurs résultats en utilisant des valeurs de flux non moyennées et en introduisant un paramètre magnétique supplémentaire, ce n'est pas le cas. En effet, pour la mission C2, le coefficient de corrélation r^2 atteint difficilement $r^2 = 0,6$ sur l'intervalle $L^* = 4,0 - 4,6$ pour le jeu d'entraînement. En revanche, à la différence de la méthode précédentes, les coefficients de corrélation des jeux de validation et de test sont plus proches du jeu d'entraînement. En effet, pour les jeux de validation et de test, pour la mission C2, au coeur des ceintures ($L^* = 3,5 - 5,0$) les coefficients de corrélation des trois jeux de données sont très proches. Ainsi, les performances de l'algorithme sont moins bonnes

qu'avec des valeurs de flux moyennées filtrées mais l'algorithme s'adapte mieux à des jeux de données sur lequel il n'a pas été entraîné.

Les observations et conclusions sont les mêmes pour les performance de l'algorithme avec les données de la mission C3. Toujours dû fait de la plus grande quantité de donnée, les coefficients de corrélation sont plus hauts pour cette mission : r^2 atteint 0,7 et est supérieur à 0,6 sur un intervalle plus large ($L^* = 3,9 - 5,3$) pour les jeux d'entraînement et de validation que pour la mission C2. Ces valeurs sont également plus basses que ceux obtenus pour la mission C3 avec les valeurs de flux FC3 moyennées filtrée, mais l'algorithme s'adapte mieux à de nouvelles données.

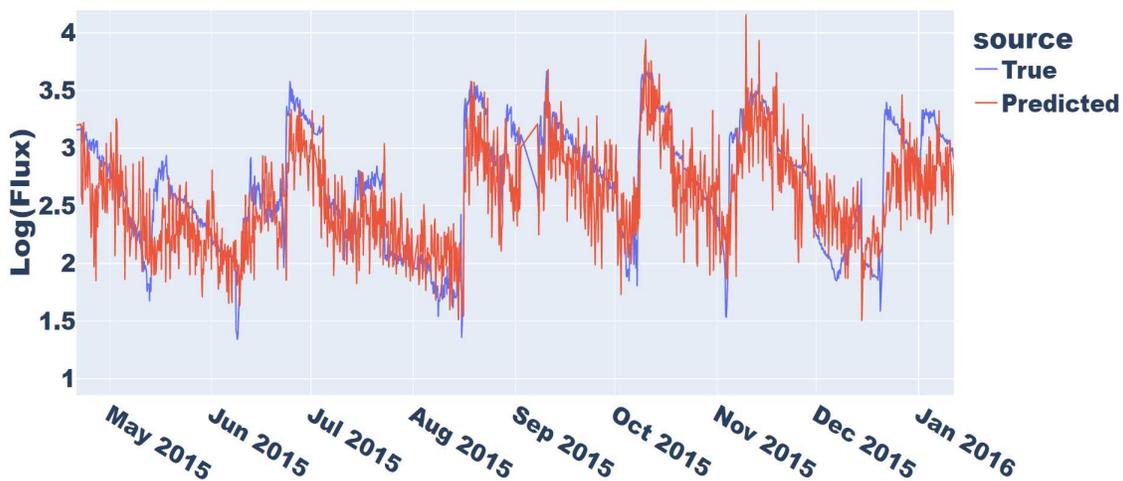


FIGURE 3.31 – Valeurs estimées et mesurées de FRBSP à partir des données non moyennées, non filtrées de FC2 $L^* = 4.0$

Intéressons nous maintenant à l'allure temporelle des valeurs estimées à l'aide de l'algorithme de FRBSP. On donne, en figure 3.31, le FRBSP mesuré (en bleu) et estimé (en rouge) sur le jeu d'entraînement pour la mission C2, au coeur des ceintures, pour $L^* = 4,0$. Les valeurs estimées de FRBSP suivent la tendance globale des valeurs de FRBSP mesurées, mais avec beaucoup d'irrégularités. À l'évidence, le FRBSP estimé avec cette méthode est nettement moins proche et fidèle des valeurs mesurées que ceux obtenus avec les précédentes méthodes.

Introduire le paramètre magnétique B_r permettrait de comparer les flux mesurés à des latitudes semblables, en fonction de leur position sur la ligne de champ. Or, tandis que les satellites JASON des missions CARMEN suivent des orbites basses à haute latitude (inclinaison de 66°), RBSP lui ne varie pas beaucoup en latitude (inclinaison de 10°). Ainsi,

ce regroupement en latitude n'a pas beaucoup d'effet.

Ensuite, pour expliquer la performance moyenne de l'algorithme, il convient de noter qu'il y a possiblement un effet du temps magnétique local (MLT, décrit en section 2.3.5). En effet, le satellite de RBSP est au même temps magnétique local tout le long d'une orbite, et ce MLT change au rythme de 1 MLT par mois tandis que les satellites JASON parcourent toute la plage des MLT en à peu près une heure. Filtrer les données C2 et C3 pour ne garder que celles qui sont au même MLT que les données RBSP pourrait possiblement améliorer les performances de l'algorithme.

Enfin, au regard des résultats obtenus, il se pourrait que la relation entre les flux FC2 ou FC3 et FRBSP ne soit pas linéaire. Nous nous sommes ici concentrés sur un algorithme de régression linéaire, mais entreprendre une méthode plus élaborée utilisant des méthodes de ML non linéaires pourraient donner de meilleurs résultats. C'est ce que fait Pires de Lima dans [Pires de Lima et al., 2020]. Dans cet article, l'auteur compare les données en flux d'électrons POES avec celles de RBSP, au moyen de plusieurs techniques de ML, en particulier la régression linéaire et des réseaux de neurones plus complexes. Il est intéressant de noter qu'il obtient néanmoins les meilleurs résultats avec des algorithmes utilisant des régressions linéaires.

De notre côté, nous avons mené une étude rapide, utilisant des réseaux de neurones séquentiels avec des couches cachées. L'algorithme utilisé nous donnait une très bonne corrélation entre les valeurs de flux RBSP estimées et celles mesurées pour le jeu d'entraînement avec un coefficient de corrélation à $r^2 \geq 0,9$. Cependant les r^2 s'effondraient à des valeurs autour de 0,2 pour les jeux de validation et de test. C'est un cas typique de *overfitting* : l'algorithme comprend quasi-parfaitement les données sur lequel il s'est entraîné mais ne peut pas s'adapter à d'autres données. Nous avons décidé de ne pas poursuivre cette piste dans le cadre de la thèse mais il nous semble qu'une étude plus poussée, avec des algorithmes utilisant des méthodes de ML plus poussées et plus élaborées donnerait des résultats plus satisfaisants. Une étude de ce genre va être menée par les ingénieurs du CNES, avec pour base les travaux que j'ai menés.

3.2.5 Conclusion sur la comparaison entre les flux d'électrons mesurés par CARMEN 2 & 3 et RBSP

Dans la mesure ou les missions CARMEN-2 et CARMEN-3 et RBSP effectuent simultanément les mêmes mesures de flux d'électrons sur un intervalle en L^* similaire mais avec des instruments différents et sur des orbites différentes (LEO pour les CARMEN et elliptique

pour RBSP), il nous semblait pertinent de comparer ces deux jeux de données.

Les diagrammes L^* -temps des deux missions laissent penser, en première approche, que les flux mesurés suivent les mêmes tendances.

Plus précisément, en considérant un algorithme utilisant des méthodes d'apprentissage supervisé (ML) basé sur la régression linéaire, il nous a été confirmé que la corrélation entre les deux jeux de données étaient bien effective. La méthode consistait à estimer les valeurs de flux de RBSP à partir des valeurs de flux CARMEN au même instant. Dans un premier temps, les flux considérés étaient moyennés sur 6 heures. Cette moyenne temporelle a induit des oscillations dans les valeurs des flux CARMEN, du fait de la disparité des valeurs du champ magnétique à l'instant et la position de la mesure du flux. Ces oscillations étant expliquées et comprises, nous nous en sommes affranchis en filtrant les données. Cela améliore considérablement les résultats et permet une estimation satisfaisante des valeurs de flux RBSP à partir des données de flux CARMEN, en particulier au coeur des ceintures pour $L^* = 3,5 - 5,5$. La tendance globale de l'allure temporelle des valeurs estimées des flux RBSP est proche des valeurs mesurées. L'algorithme ne rend cependant pas compte précisément des changements abruptes de valeurs et de pentes successifs à des événements solaires soudains. En dehors des intervalles en L^* au coeur des ceintures, les données sont moins abondantes et les performances des algorithmes moins bonnes. Concevoir des instruments de mesures plus robustes, moins sensibles au bruit de fond, et donnant des mesures de flux d'électrons de meilleure qualité et en plus grande quantité améliorerait certainement les performances de l'étude.

Enfin, la dernière partie de notre étude consistait à prendre en compte la valeur du champ magnétique à la position et l'instant de la mesure de flux, et ne plus moyenner dans le temps les valeurs de flux. Les résultats de l'estimation des valeurs de flux RBSP sont moins bons avec cette méthode. Néanmoins, l'algorithme s'adapte ici mieux à des jeux de données sur lequel il ne s'est pas entraîné.

Cette étude est le résultat d'une première approche, il nous semble qu'une étude plus poussée, en particulier en utilisant des méthodes de ML plus élaborées telles que des réseaux de neurones séquentiels à couches cachées, permettrait d'obtenir une meilleure estimation des valeurs de flux en orbite à plus haute altitude à partir des données de flux mesurés en orbite basse. De plus, une telle étude dépend nécessairement des données utilisées, ici les données des missions CARMEN et RBSP. Il existe de nombreuses autres données de flux d'électron à différentes altitudes, cela laisse le libre champ à de nombreuses études dans la même philosophie.

3.3 Conclusion pour les flux d'électrons

La description fine de l'environnement radiatif spatial terrestre est primordiale pour les agences spatiales et les industriels. Ainsi, il existe une quantité abondante de données de mesures de flux de particules et en particulier d'électrons dans l'environnement de la Terre. Par simplicité, robustesse et économie, la majorité de ces données concernent l'environnement proche de la Terre correspondant aux altitudes des orbites basses, jusqu'à environ 2 000 km. À plus haute altitude, en orbite de transfert ou en orbite géostationnaire, moins de mesures de flux d'électrons sont disponibles. Ainsi, l'objectif de cette partie, était d'essayer d'estimer les valeurs de flux d'électrons à plus haute altitude à partir des données de flux mesurés en orbite basse.

La première étude consistait à comparer les jeux de données des missions CNES CARMEN-3 et CARMEN-4. Les deux missions consistent à embarquer le même instrument ICARE-NG sur des satellites parcourant un même intervalle en L^* , mais à des altitudes différentes. En effet, pour CARMEN-3 le satellite JASON-3 parcourt une orbite basse (1 336 km) et pour CARMEN-4 E7C rejoint en quelques mois une orbite géostationnaire. Pendant sa phase ascensionnelle, E7C parcourt le même intervalle en L^* que JASON-3. Ainsi, nous avons comparé les mesures de flux d'électrons sur cet intervalle de temps. Nous avons vu que pour les deux missions les allures des diagrammes L^* -temps et les allures temporelles des flux suivaient la même tendance. En particulier, nous remarquons, pour les deux missions, que les ceintures d'électrons ayant été remplies à la suite d'un évènement solaire, les flux diminuent selon une décroissance exponentielle lorsque les ceintures se vident. Puis, nous avons voulu corréler, les deux jeux de données pour trouver une fonction analytique qui puisse passer des valeurs de flux mesurés pendant la mission CARMEN-3 (FC3) à ceux mesurés pendant la mission CARMEN-4 (FC4). Nous avons établi que, pour $L^* = 3,5 - 4,8$, $FC4 = 12,6 \times FC3^{1,4}$. Cet intervalle, au coeur de la ceinture d'électron, est assez restreint, mais tout porte à croire qu'une plus grande quantité de données de bonne qualité hors de cet intervalle nous permettrait d'étendre la validité d'une fonction de projection entre les deux jeux de données à un plus large spectre en L^* .

La deuxième partie consistait à comparer les mesures de flux d'électrons effectuées dans le cadre des missions CARMEN-2 et CARMEN-3 aux mesures effectuées par les satellites RBSP. Ces derniers ont fourni une quantité abondante de donnée de flux d'électrons entre 2012 et 2019, sur un intervalle d'altitude très étendu (600 - 30 600 km) et sur un intervalle similaire en L^* que les missions CARMEN. Ces missions étant terminées, pour anticiper le contexte de mesures de flux d'électrons dans l'ère post-RBSP, nous avons tenté d'esti-

mer les mesures effectuées par RBSP à partir des données en flux d'électrons des missions CARMEN. Pour cela, nous avons mis en oeuvre une méthode basée sur des algorithmes d'apprentissage supervisé. Plusieurs méthodes sont présentées, certaines prenant des valeurs de flux moyennées dans le temps, d'autres des valeurs brutes non moyennées. Les meilleurs résultats ont été trouvés pour des flux moyennés et filtrés, pour s'affranchir des effets des valeurs du champ magnétique. Notre méthode effectue une estimation de bonne qualité des valeurs de flux RBSP à partir des flux CARMEN, en particulier au coeur des ceintures pour $L^* = 3,5 - 5,5$. Les tendances globales des allures temporelles des flux sont bien estimées, avec cependant des différences après des évènements solaires pour lesquels les valeurs de flux changent rapidement et grandement en amplitude.

Ces deux études sont des premières approches, et nous sommes convaincus qu'une étude utilisant des outils numériques plus élaborés, en particulier des réseaux de neurones plus complexes, pourraient donner de meilleurs résultats. Le choix de continuer dans cette direction n'a pas été fait dans cette thèse, pour étudier d'autres phénomènes relatif à l'environnement radiatif spatial terrestre, mais ces études ouvrent la voie, nous l'espérons, à d'autres travaux.

Il convient toutefois de noter que pour avoir des bonnes estimations de flux en dehors du coeur des ceintures, des mesures de flux de particules de bonne qualité et en grande quantité sur de larges intervalles en L^* sont nécessaires. Cela vient de la précision et de la finesse des instruments de mesures. Les avancées techniques sur ces instruments seront déterminantes pour mener à bien la description de l'ensemble de l'environnement radiatif spatial terrestre.

4 Corrélations entre les flux de protons mesurés

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à la comparaison des données en flux de protons mesurés par l'instrument ICARE-NG simultanément sur les satellites JASON-3 et E7C dans le cadre des missions CNES CARMEN-3 et CARMEN-4.

Cette étude a été la première menée dans le cadre de la thèse. Elle est basée sur une approche statistique classique, *i.e.*, ne faisant pas appel à des méthodes d'apprentissages supervisés. Cette étude nous a permis de bien prendre en main les données des missions CARMEN, utilisées dans la suite de la thèse. De plus, nous avons mis en place des méthodes de comparaisons entre deux jeux de données.

Dans un premier temps, nous allons décrire les données en flux de protons des missions CARMEN-3 et CARMEN-4. Nous allons ensuite les comparer selon leur diagramme L^* -temps puis en les regroupant par L^* et par longitude.

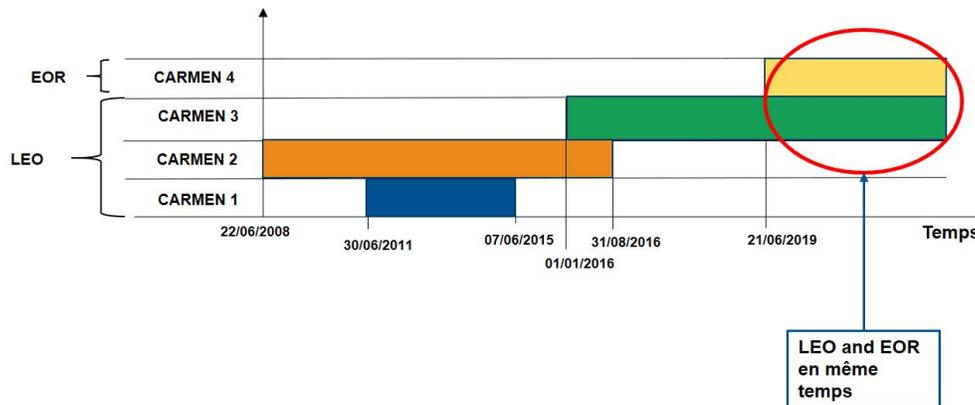


FIGURE 4.1 – Calendrier des missions CARMEN

4.1 Les données en flux de protons des missions CARMEN-3 et CARMEN-4

Les missions CARMEN-3 et CARMEN-4 décrites précisément en section 2.5.1, consistent à embarquer le même détecteur de particules ICARE-NG respectivement sur les satellites

JASON-3 et E7C. Ces satellites suivent des orbites différentes mais parcourent, durant la phase ascensionnelle vers l'orbite géostationnaire de E7C, un même intervalle en L^* . Nous allons comparer les mesures de flux de protons effectuées sur les deux satellites pendant cette montée en orbite géostationnaire de E7C entre juin et octobre 2019.

Ces données de flux de protons nous sont transmises par l'ONERA sous la forme de fichier CDF décrit en section 3.1.1. Ici, nous nous intéressons aux données de flux de protons différentiels omnidirectionnel (FPDO) pour les protons d'une énergie supérieure à 91 MeV. Ce canal est commun aux missions CARMEN-3 et CARMEN-4, et permet d'avoir un nombre suffisant de mesures de bonnes qualité pour effectuer une étude pertinente.

De même que pour les données en flux d'électrons étudiées dans les parties précédentes, chacune des mesures effectuées par l'instrument ICARE-NG est associée à une qualité. Nous donnons, en figure 4.2, la répartition des mesures de flux FPDO 91 MeV en fonction de la valeur de la qualité. Nous rappelons que les données associées à la qualité 0 sont les données de bonne qualité, tandis que les données avec une qualité de 2 correspondent à des mesures contaminées en électrons et celles à une qualité de 5 correspondent à des mesures dont la valeur est parasitée par le bruit de fond.

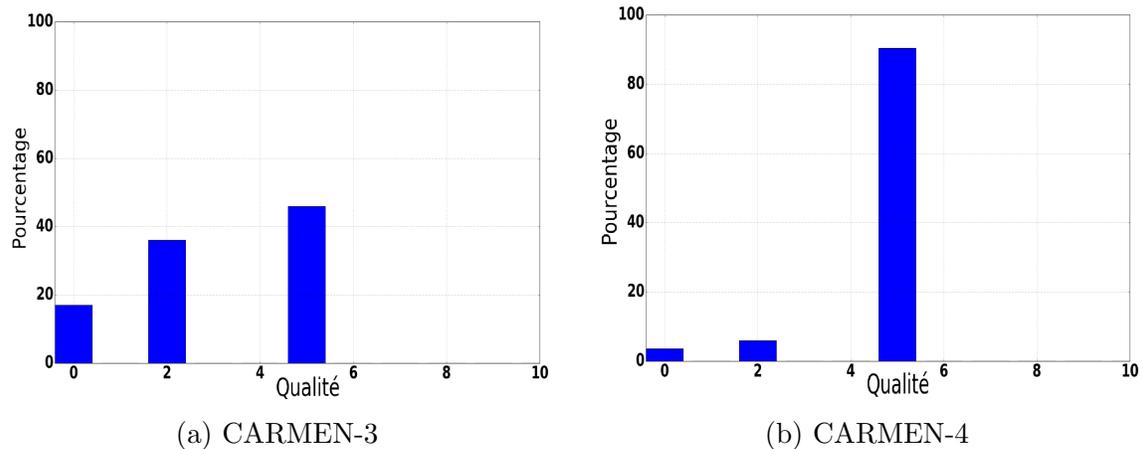
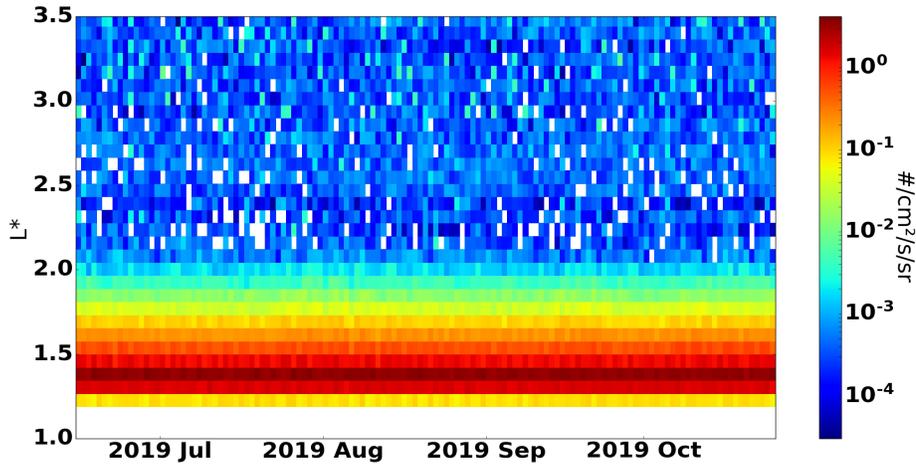


FIGURE 4.2 – Distribution des qualités des flux FPDO 91 MeV pour CARMEN-3 et CARMEN-4

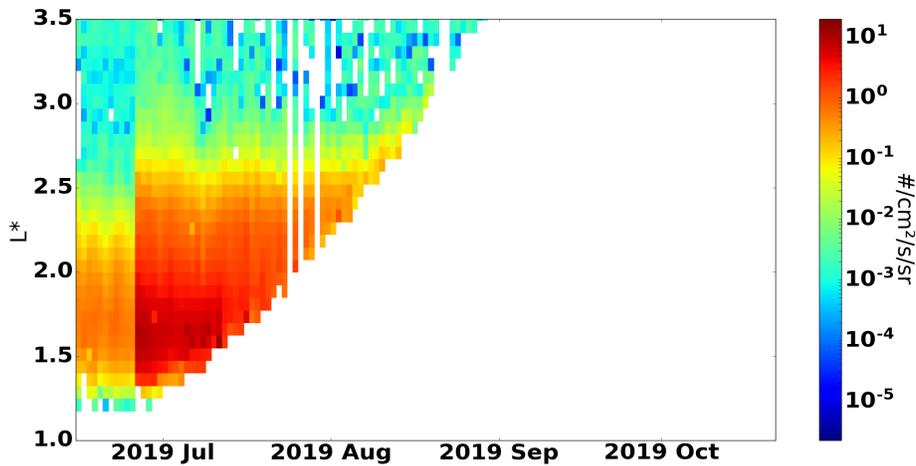
Nous ne conservons dans la suite de l'étude que les données avec une qualité à 0, *i.e* moins de 20 % des données de mesures pour la mission CARMEN-3 et moins de 5 % pour les données de la mission CARMEN-4. Nous avons conscience que cela exclut une énorme quantité de données, nous ne conservons que quelques 140 000 mesures pour CARMEN-3 et 30 000 mesures pour CARMEN-4 pour 5 mois de mission. Ceci limite nécessairement la

pertinence de notre étude, mais nous permet tout de même d'en tirer quelques conclusions quant à la comparaison entre les flux mesurés dans le cadre des deux missions.

4.2 Comparaison selon les diagrammes L^* -temps



(a) CARMEN-3



(b) CARMEN-4

FIGURE 4.3 – Diagramme L^* -temps des missions CARMEN-3 et CARMEN-4, FPDO 91 MeV

Nous donnons en figure 4.3, les diagrammes L^* -temps des deux missions CARMEN-3 (C3) et CARMEN-4 (C4) pour les mesures de flux FPDO d'une énergie supérieure à 91

MeV. Nous étudions ici la ceinture interne de protons, nous pouvons donc nous limiter à un intervalle en L^* restreint : $L^* = 1,5 - 3,0$. Les flux de protons mesurés ont été moyennés sur 24h et la précision en L^* est de 0,03.

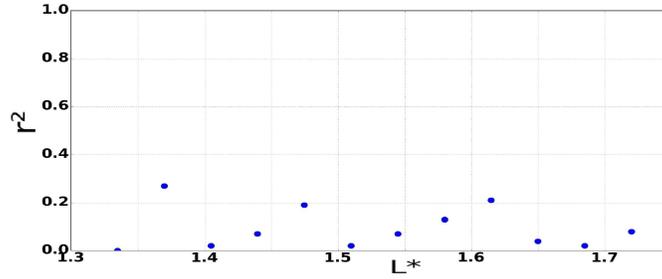
Pour la mission C3, le diagramme L^* -temps est stationnaire : à un L^* fixé les valeurs de flux de protons sont constantes sur l'intervalle de temps considéré.

Pour la mission C4, nous pouvons faire deux observations. Premièrement, nous pouvons remarquer la montée progressive du satellite E7C en orbite géostationnaire, et de fait la réduction de l'intervalle en L^* parcouru par ce dernier. Ainsi, nous n'avons des données en flux de protons mesurés dans la ceinture interne uniquement sur un court intervalle en temps, jusqu'à la mi juillet à peu près. Ensuite, nous observons un changement d'ordre de grandeur dans les valeurs de flux de protons mesurés pendant cette mission. Ce changement a lieu au 1er juillet 2019. Cette date correspond à la début de poussée EOR (Electric Orbital Raising) : jusqu'au 1er juillet, le satellite E7C avait une orbite circulaire, et il commence à monter en géostationnaire le 1er juillet. Ce début de poussée électrique s'accompagne d'un changement d'attitude du satellite, et plus particulièrement d'orientation, exposant plus le moniteur ICARE-NG aux radiations. Ainsi, dans la suite nous distinguons entre deux intervalles de temps : du 21 juin au 1er juillet 2019 et du 2 au 12 juillet 2019.

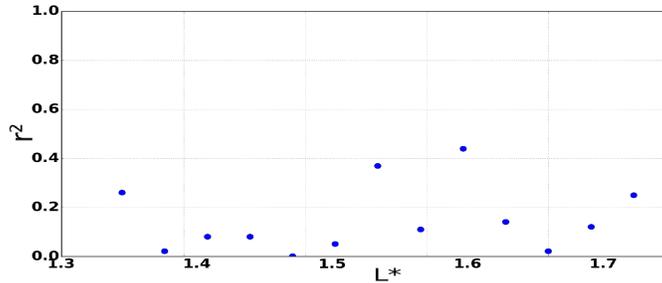
Après avoir donné les diagrammes L^* -temps des deux missions, nous allons comparer les valeurs de flux de protons mesurés dans le cadre des deux missions. En particulier, nous allons comparer les flux mesurés sur la même ligne de champ magnétique (même L^*). Cette comparaison se fera selon 3 méthodes que nous allons décrire dans la suite.

4.2.1 Méthode basée sur la moyenne journalière

La première méthode de comparaison consiste à tracer les valeurs de flux moyennés sur 24h mesurés par C4 en fonction de ceux mesurés par C3 et ceci à un L^* fixé, toujours à 0,03 près. Pour étudier une éventuelle corrélation entre les deux missions, nous effectuons une régression linéaire entre les flux mesurés par C3 (FC3) et les flux mesurés par C4 (FC4) et ceci pour tout L^* . Le coefficient de corrélation de la régression linéaire pour chacune des valeurs de L^* est donné en figure 4.4, pour les deux intervalles de temps considérés avant et après le 1er juillet 2019.



(a) du 21 juin au 1er juillet 2019

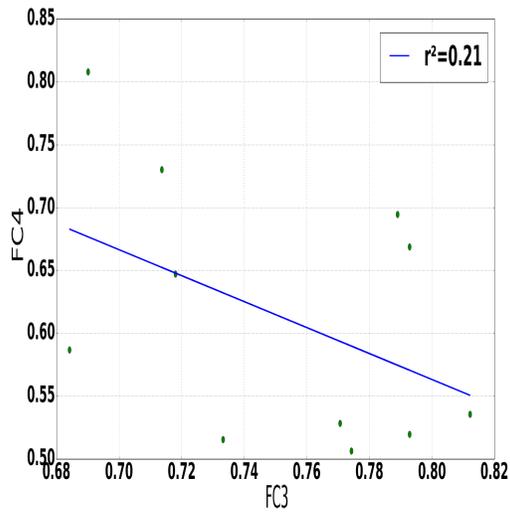


(b) du 2 au 11 juillet 2019

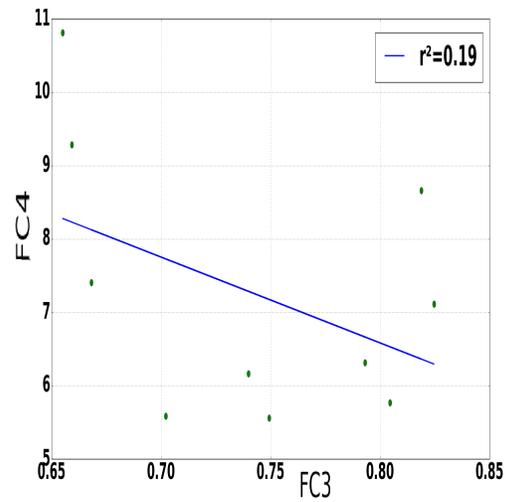
FIGURE 4.4 – Coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^*

Pour les deux intervalles de temps, les coefficients de corrélation ne dépassent pas $r^2 = 0,5$ (et sont même inférieurs à $r^2 = 0,3$ sur le premier intervalle de temps), sur tout l'intervalle en L^* . Il est clair qu'il n'y a pas de corrélation, linéaire du moins, entre les deux jeux de données.

Nous donnons, en figure 4.5, l'allure de FC4 en fonction de FC3 en distinguant entre avant et après le 1er juillet. Nous donnons également les allures des régressions linéaires et les coefficients de corrélation r^2 associés. Les valeurs de flux considérées sont mesurées au coeur de la ceinture interne de protons : pour $L^* = 1,53$ avant le 1er juillet et $L^* = 1,56$ après. Comme attendu, pour les deux intervalles de temps, les valeurs de flux sont dispersées et une valeur de FC3 n'est pas associée à une et unique valeur de FC4 et vice et versa.



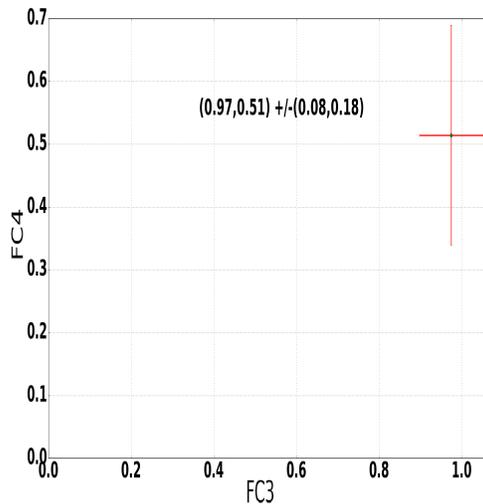
(a) du 21 juin au 1er juillet 2019



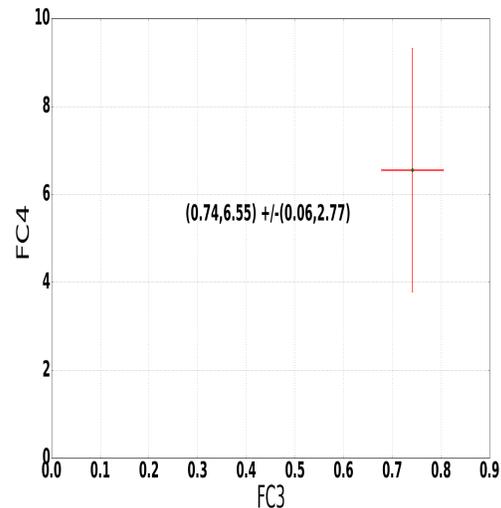
(b) du 2 au 11 juillet 2019

FIGURE 4.5 – FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne

Bien qu'il n'y ait pas de forte corrélation linéaire entre les deux jeux de données, on observe que les flux mesurés, quels que soient la mission et l'intervalle de temps, sont bornés et centrés sur un intervalle assez restreint. Il convient de noter qu'il existe bien un ordre de grandeur d'écart entre les flux mesurés avant et après le changement d'attitude du satellite du 1er juillet.



(a) du 21 juin au 1er juillet 2019



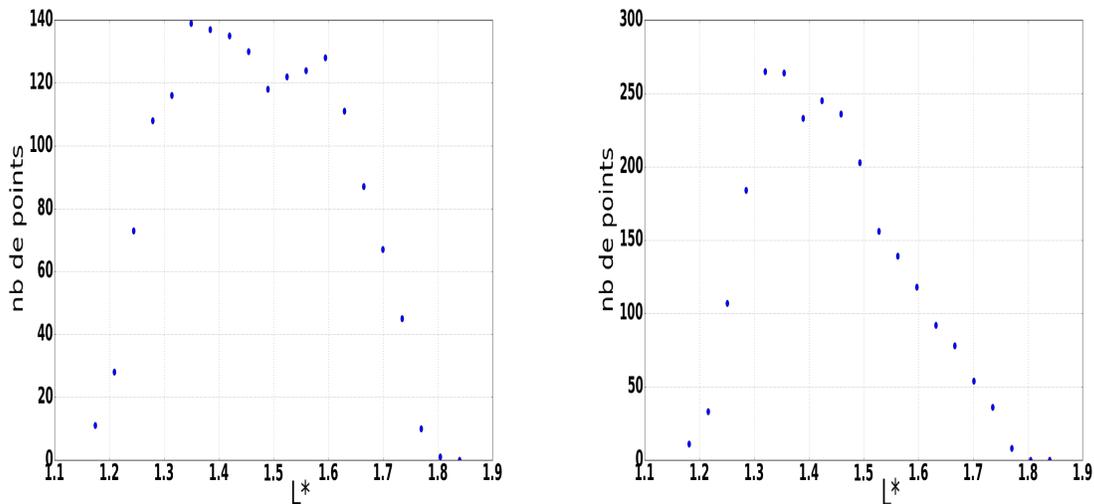
(b) du 2 au 11 juillet 2019

FIGURE 4.6 – Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne

On donne, en figure 4.6, pour les deux intervalles de temps, la moyenne et l'écart type des points tracés sur la figure 4.5, toujours au coeur de la ceinture interne. Ainsi, pour chacune des valeurs de L^* , on peut donner un encadrement des valeurs de flux. On voit que pour les L^* considérés sur la figure précédente, les valeurs de FC3 ont une dispersion moins grande que celles de FC4. L'écart type pour FC3 est de moins de 10% de la valeur moyenne de FC3. L'écart type de FC4 est lui de quelques 40% de la valeur de la moyenne de FC4. En conclusion, il n'y a pas de corrélation linéaire entre les valeurs de FC4 et les valeurs de FC3 au même L^* . En revanche, à un L^* fixé, nous pouvons donner un encadrement des valeurs de FC4 à partir d'un intervalle en valeurs de FC3.

4.2.2 Méthode des distances

Dans la méthode précédente, nous considérons des valeurs de FC3 et FC4 moyennées sur une journée, ici nous considérons toutes les valeurs mesurées de FC3 et FC4 sans les moyennier. Nous constatons, en figure 4.3, que les diagrammes L^* -temps de C3 et C4 sont, au changement d'attitude du 1er juillet près, stationnaire. Ils ne dépendent pas du temps. Ainsi, ici, nous voulons associer chacune des valeurs de FC3 à une valeur de FC4, même si la mesure n'est pas effectuée le même jour.



(a) du 21 juin au 1er juillet 2019

(b) du 2 au 11 juillet 2019

FIGURE 4.7 – Nombre de couples (FC3, FC4) à créer en fonction de L^*

Plus précisément, dans un premier temps nous regroupons toutes les mesures de flux effectuées à un même L^* , à 0,03 près. Nous allons tracer FC4 en fonction de FC3 à chacune

des valeurs de L^* fixée, en associant à chacune des valeurs de FC4 une valeur de FC3. Pour commencer, on donne, en figure 4.7, le nombre de points de mesures de FC4 et FC3 à associer en fonction de L^* , et ceci toujours pour les deux intervalles de temps. Cela correspond au minimum du nombre de mesures effectuées par FC4 et FC3 à une valeur de L^* (à $0,03L^*$ près). Par exemple, entre le 21 juin et le 1er juillet, il y a eu au moins 140 mesures de FC3 et de FC4 effectuées à $L^* = 1,36$. Et donc autant de couples (FC3, FC4) à créer à ce L^* .

L'association d'une valeur de flux FC3 à une unique valeur de FC4 se fait grâce à une méthode séquentielle. Nous créons une fonction $distance(i,j)$ qui associe à la mesure i de FC3 et j de FC4, la valeur :

$$distance(i,j) = \frac{(L^*[i] - L^*[j])^2}{(L^*[i] \times L^*[j])} \quad (9)$$

Où $L^*[i]$ et $L^*[j]$ sont les numéros de ligne de champ magnétique exacte (pas à $0,03$ près) où ont été effectuées les mesures i de FC3 et j de FC4. La fonction $distance(i,j)$ est adimensionnée et permet de mesurer la proximité en L^* de deux mesures de flux C3 et C4.

Ainsi, on se place à un certain L^* (à $0,03$ près), supposons qu'à ce L^* il y ait n mesures de FC3 et m mesures de FC4 effectuées sur l'intervalle de temps considéré. Alors, nous créons la matrice des distances $\underline{\underline{D}}$, de taille $(n \times m)$ telle que :

$$\forall (i,j) \in 1, n \times 1, m :$$

$$\underline{\underline{D}}[i,j] = distance(i,j) \quad (10)$$

Comme illustré sur la figure 4.8, nous cherchons alors le minimum de la matrice. Notons l la ligne et c la colonne du minimum de la matrice. Alors, nous associons la l -ième mesure de FC3 et la c -ième mesure de FC4. Cela crée notre premier couple de mesures (FC3, FC4) à ce L^* . Nous supprimons ensuite de la matrice $\underline{\underline{D}}$, la l -ième ligne et la c -ième colonne.

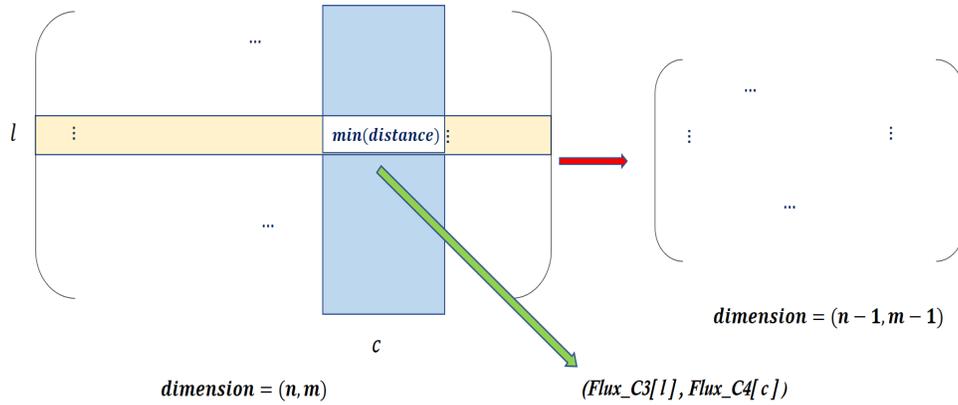


FIGURE 4.8 – Méthode d’association d’une mesure FC3 à une mesure FC4

La matrice \underline{D} est alors de taille $(n-1) \times (m-1)$. Nous recommençons alors la même procédure jusqu’à ce que la matrice \underline{D} n’ait plus de ligne ou plus de colonnes. Ainsi, nous avons créé $\min(n, m)$ couples de valeurs de FC3 et de FC4 à un même L^* à 0,03 près, associés l’un à l’autre par leur distance en L^* .

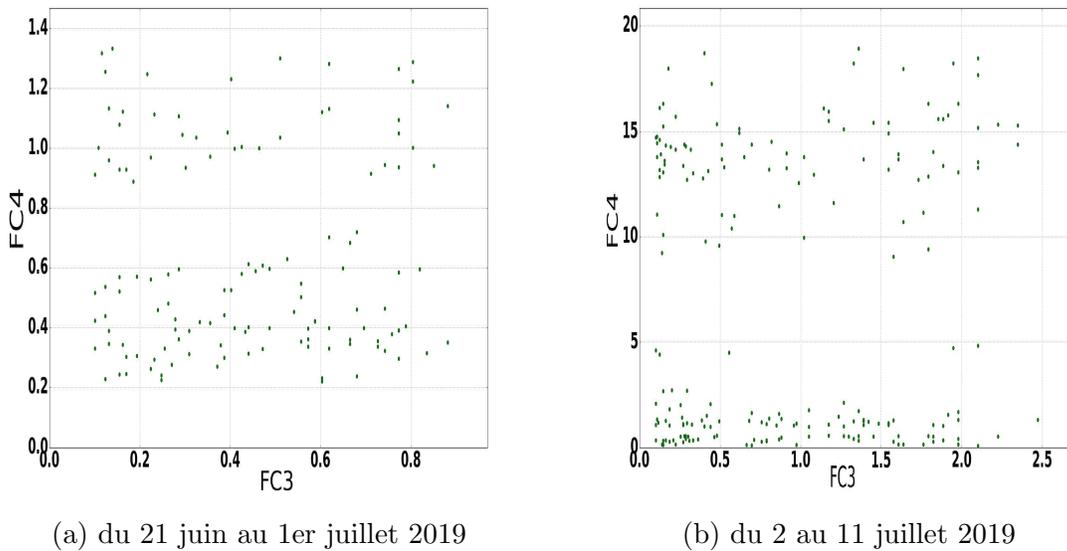


FIGURE 4.9 – FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne

Nous donnons, en figure 4.9, l’allure des points des couples $(\text{FC3}, \text{FC4})$ obtenus grâce à la méthode précédente, à $L^* = 1,5$, *i.e.*, au coeur de la ceinture, et ceci avant et après le changement d’attitude du satellite du 1er juillet. Nous obtenons un nuage de points, et nulle

corrélation ne semble exister entre les valeurs de flux et les valeurs de flux FC4.

Enfin, pour étudier la dispersion des valeurs de flux FC3 et FC4 à un L^* fixé, nous donnons, en figure 4.10, pour les deux intervalles de temps, la moyenne et l'écart-type des points tracés sur la figure 4.9. Nous observons une forte dispersion : les écart-types pour FC3 et FC4 sont de l'ordre de 50 % de la moyenne de FC3 et FC4 sur le premier intervalle de temps ; et de presque 100 % sur le second.

Ainsi cette méthode, utilisant la fonction *distance* ne permet pas une corrélation simple entre C3 et C4 : on ne peut pas déduire de la valeur d'une mesure de flux FC3 la valeur de FC4 mesurée au même L^* . Au contraire, s'affranchir de la variable temporelle et n'associer que les valeurs de flux de fonction de leur « *distance* » en L^* engendre une plus grande dispersion et donc un moins bon encadrement des valeurs de flux.

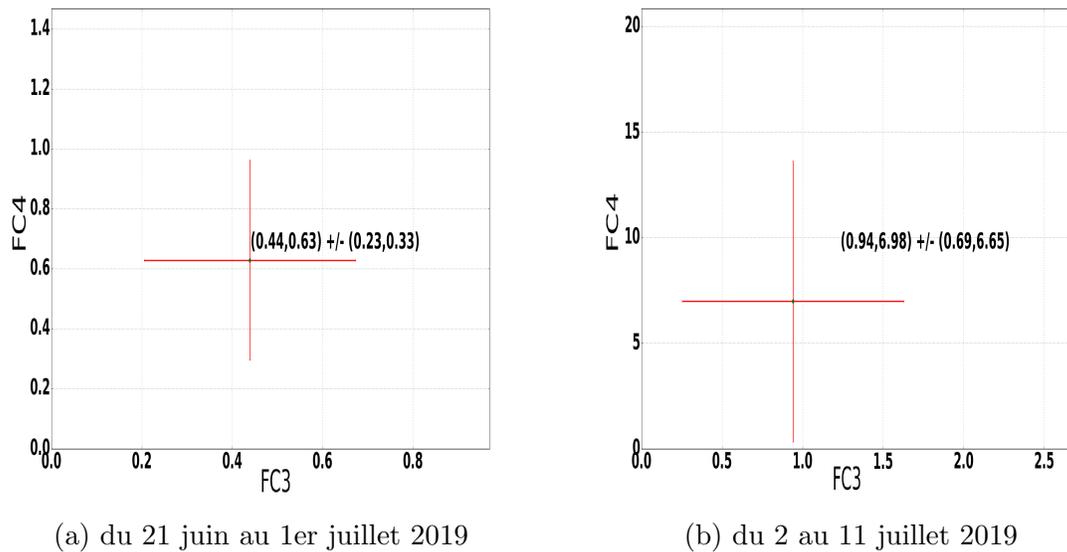


FIGURE 4.10 – Dispersion de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne

4.2.3 Méthode de la moyenne et de l'écart-type

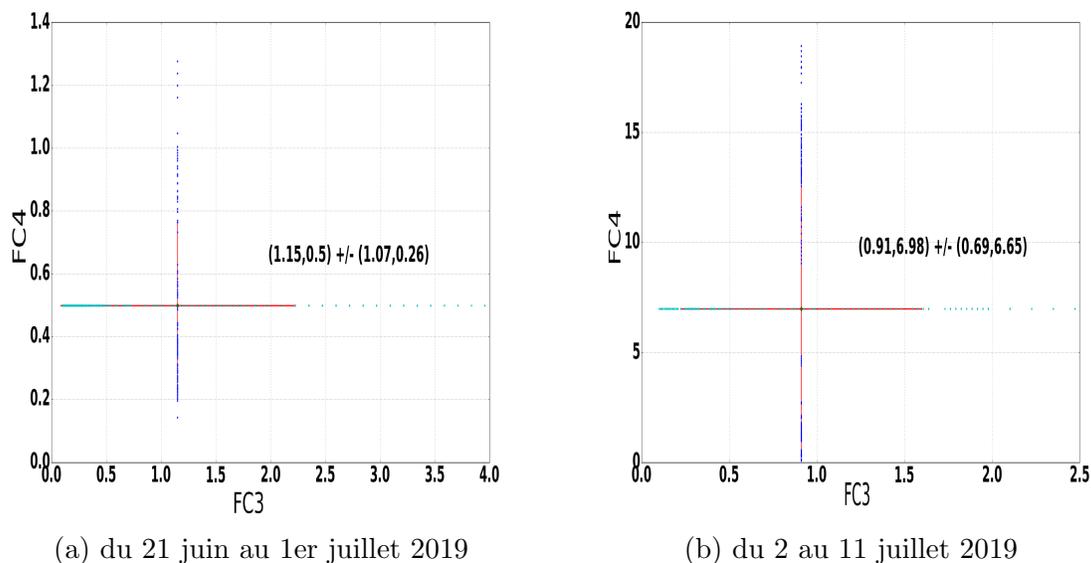


FIGURE 4.11 – Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne

Enfin, pour encadrer les valeurs de flux de protons mesurés dans le cadre des missions C3 et C4, nous donnons à chaque L^* (à $0,03 L^*$ près), la répartition de toutes les mesures, la moyenne et l'écart type de cette série pour FC3 et FC4. Par exemple, nous donnons cette représentation au coeur de la ceinture interne, pour $L^* = 1,5$, en figure 4.11. Cette représentation ne prend pas en compte le jour de la mesure. Cela permet de donner un encadrement des mesures de flux FC3 et FC4. On voit qu'étudier la répartition des valeurs de flux en discriminant uniquement à partir du paramètre L^* , ne donne pas de résultats très probants. Les écart-types sont, pour les deux flux et pour les deux intervalles de temps, quasiment égaux à la valeur moyenne des flux.

4.2.4 Conclusion sur la comparaison selon les L^* -temps

Dans cette partie, nous avons étudié la répartition et l'éventuelle corrélation des valeurs de flux de protons dans la ceinture interne mesurés par C3 et C4 en regroupant les valeurs de flux selon le paramètre L^* . Bien que les diagrammes L^* -temps des deux missions semblent nous indiquer que les flux sont indépendants du temps, nous avons vu que le meilleur encadrement est obtenu lorsque l'on moyennait les valeurs de flux sur la durée d'une journée. S'affranchir de la variable temporelle, résulte en une dispersion de la répartition des flux mesurés par C3

et C4. Nous avons tenté d'associer des mesures de FC3 et FC4 selon une « *distance* » en L^* , cela n'améliore pas l'encadrement des valeurs mesurées.

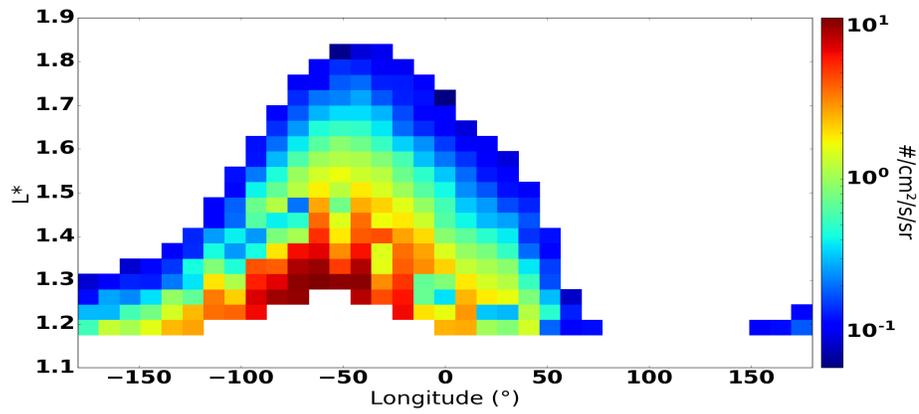
La ceinture de protons est plus proche de la Terre que la ceinture externe d'électrons, elle dépend donc du champ magnétique terrestre interne et va donc être influencée par l'Anomalie Sud-Atlantique. Pour prendre cela en compte, il convient de considérer la longitude à laquelle une mesure de flux a été faite. C'est ce que nous faisons dans la prochaine partie.

4.3 Comparaison selon le L^* et la longitude

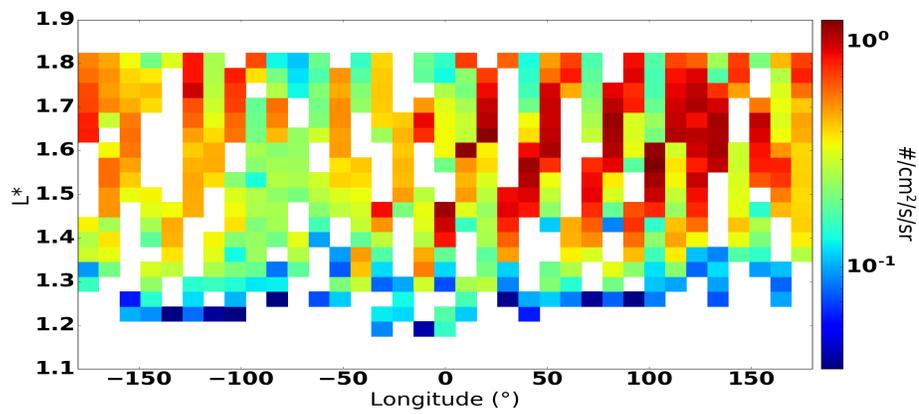
La ceinture de protons étant proche de la Terre (entre 700 et 10 000 km), la répartition des protons va dépendre de l'inhomogénéité du champ magnétique terrestre et donc de la longitude. En particulier, le champ magnétique terrestre étant moins intense au niveau de l'Anomalie Sud-Atlantique, les valeurs de flux de protons sont plus grands aux longitudes correspondantes. Nous avons vu dans la partie précédente que les diagrammes L^* -temps sont stationnaires, on peut donc s'affranchir de la variable temporelle. Ainsi, ici, nous allons regrouper les mesures de flux de protons dans le cadre des deux missions C3 et C4 selon leur proximité en L^* et en longitude. Le but est toujours de comparer les flux de protons mesurés dans le cadre des deux missions.

Du fait du changement d'attitude du satellite E7C à partir du 1er juillet 2019, il convient toujours de séparer l'étude entre avant et après cette date. Ainsi les résultats seront toujours donnés sur ces deux intervalles de temps.

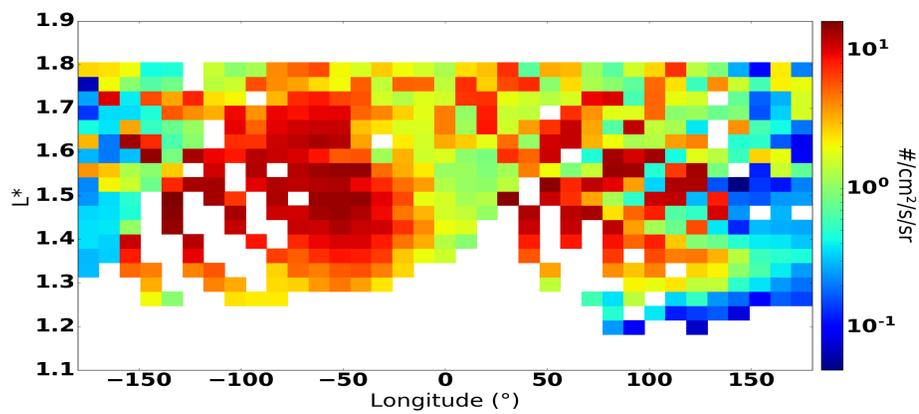
Nous donnons en figure 4.12, les flux mesurés par les missions CARMEN-3 et CARMEN-4 en fonction des variables spatiales L^* et de la longitude. La précision en L^* est de 0,03 et de 10° en longitude. Construits sur le même modèle que les diagrammes L^* -temps, nous appelons ces tracés, des diagrammes L^* -longitude.



(a) CARMEN-3



(b) CARMEN-4, du 21 juin au 1er juillet



(c) CARMEN-4, du 2 au 11 juillet

FIGURE 4.12 – Diagramme L^* -longitude des missions CARMEN-3 et CARMEN-4, FPDO 91 MeV

Il convient de noter que l'on peut observer, en particulier sur le diagramme L^* -longitude de la mission C3, l'Anomalie Sud-Atlantique. En effet, pour des longitudes entre -70° et -45° , les valeurs de flux de protons sont les plus élevées, cela correspond bien aux longitudes de l'Anomalie.

Ensuite, les valeurs de flux mesurés pour la mission C4 ont toujours un ordre de grandeur de différence entre avant et après le 1er juillet. Le changement d'attitude consécutif au début de la poussée électrique a engendré un changement d'orientation du satellite et donc de l'instrument de mesure de flux de protons.

Nous allons maintenant comparer les valeurs de flux de protons mesurés dans le cadre des missions C3 et C4, à L^* et longitude fixée. Cette comparaison se fait selon trois méthodes que nous allons présenter dans la suite.

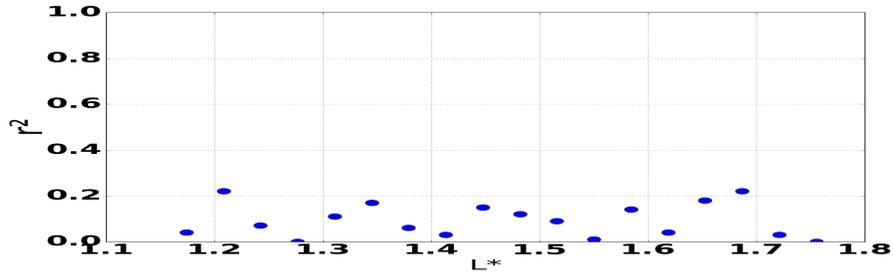
4.3.1 Méthode de la régression linéaire

La première méthode de comparaison consiste à tracer les valeurs de FC4 en fonction des valeurs de FC3 et étudier leur éventuelle corrélation. Les valeurs de FC4 et FC3 comparées sont simplement celles présentées dans les diagrammes L^* -longitude de la figure 4.12 : à un L^* fixé, à une longitude fixée (à 10° près), on moyenne toutes les valeurs de flux mesurées par C3 et C4 et on les compare. À chaque L^* , on effectue une régression linéaire entre les valeurs de FC3 et FC4, pour étudier leur éventuelle corrélation.

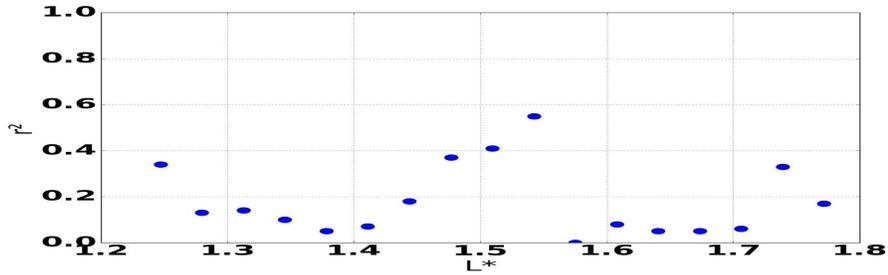
Ainsi, on donne en figure 4.13, les coefficients de corrélation r^2 en fonction de L^* , pour les deux intervalles de temps considérés. Quelque soit l'intervalle de temps considéré, les coefficients de corrélations r^2 ne dépassent pas 0,5 (et même 0,3 pour le premier intervalle de temps) et ceci pour tous les L^* . Ainsi, il est clair qu'il n'y a pas de corrélation linéaire entre les deux jeux de données.

Nous donnons, en figure 4.14, les valeurs de flux FC4 en fonction des valeurs de FC3, au coeur de la ceinture interne, ici à $L^* = 1,48$ sur les deux intervalles de temps. On donne également sur ces figures, la régression linéaire et le coefficient de corrélation associé. Comme attendu, on obtient un nuage de points avec une forte dispersion. Il n'est pas possible, en regroupant les valeurs de flux moyennés selon leur L^* et leur longitude de déduire d'une valeur de FC3 une valeur de flux FC4 aux mêmes coordonnées. Les flux mesurés par C3 et C4 sont cependant bornés et centrés sur un intervalle restreint.

Nous donnons, en figure 4.15, la moyenne et l'écart-type des valeurs de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne, ici à $L^* = 1,48$. Les valeurs de FC3 et FC4, regroupés en L^* et en longitude, sont fortement dispersés, quel que soit l'intervalle de temps. L'écart-type

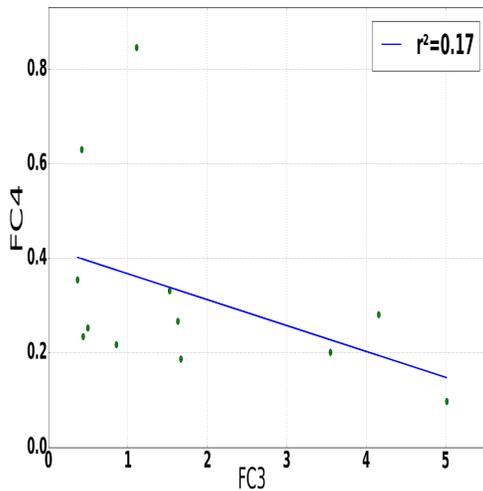


(a) du 21 juin au 1er juillet 2019

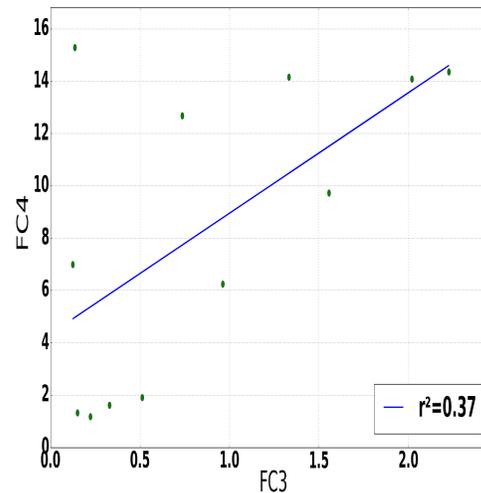


(b) du 2 au 11 juillet 2019

FIGURE 4.13 – Coefficient de corrélation r^2 en fonction de L^*



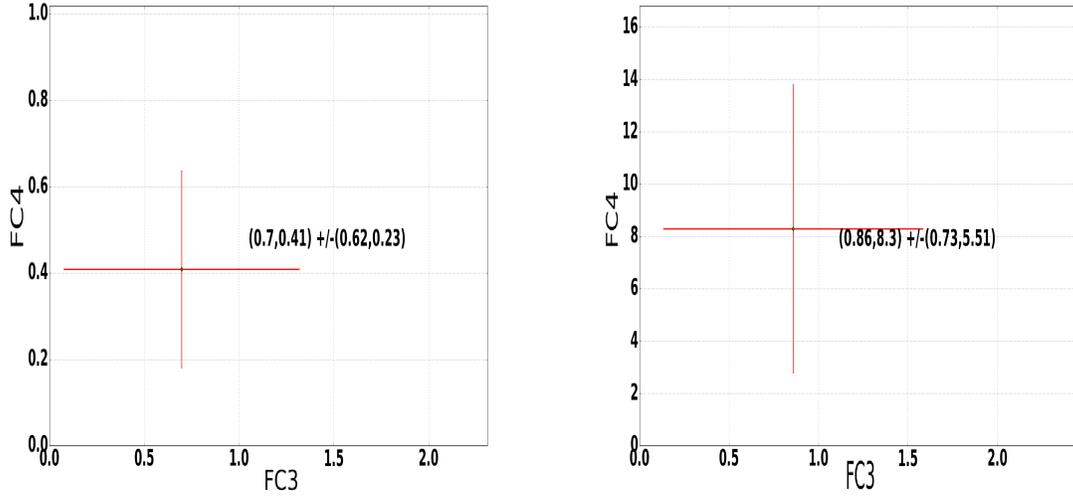
(a) du 21 juin au 1er juillet 2019



(b) du 2 au 11 juillet 2019

FIGURE 4.14 – FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne

représente quasiment 100% de la moyenne pour FC3 et plus de 50% pour FC4. Finalement, avec cette première méthode, nous ne pouvons pas donner une valeur de FC4 à partir d'une valeur de FC3 à un L^* et une longitude fixée, mais nous pouvons donner pour les deux



(a) du 21 juin au 1er juillet

(b) du 2 au 11 juillet

FIGURE 4.15 – Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne

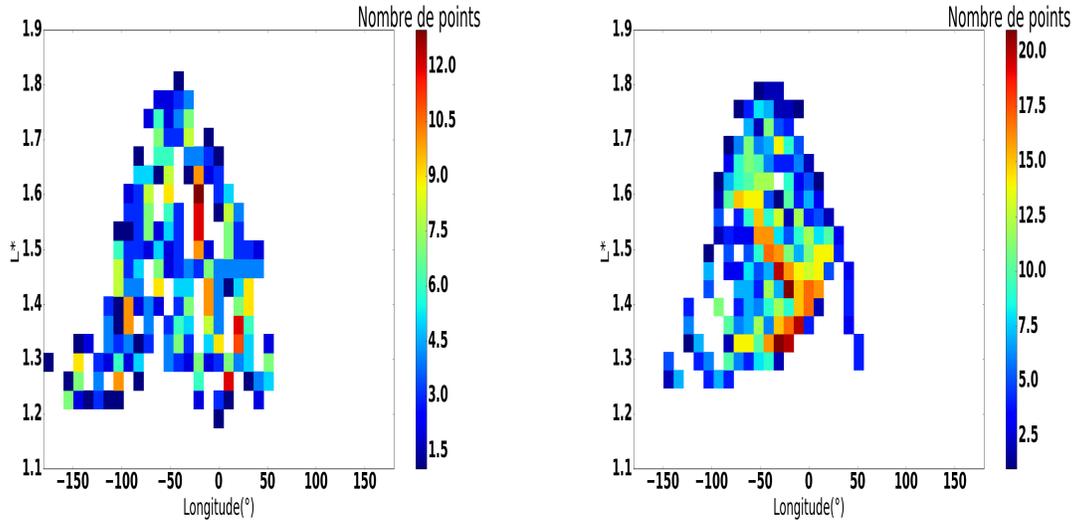
valeurs de flux un encadrement des valeurs.

4.3.2 Méthode sans moyenner les données

Avec la méthode précédente, les valeurs de flux de FC3 et FC4 considérées sont des flux moyennés en longitude et en L^* . Nous voulons considérer toutes les mesures, sans les moyenner. La méthode consiste à regrouper les valeurs de flux mesurés selon le L^* et la longitude de la mesure. Les mesures regroupées seront à un même L^* (à 0,03 près) et à la même longitude (à 10° près). Ensuite, il s'agit d'associer chacune des mesures de FC3 à une unique mesure de FC4, au même L^* et à la même longitude. Pour commencer, on donne, en figure 4.16, le minimum entre le nombre de mesures effectuées dans le cadre des missions C3 et C4 en fonction de L^* et de la longitude, et ceci pour les deux intervalles de temps. Par exemple, entre le 2 et le 11 juillet, nous disposons de 20 mesures de FC3 et de FC4 effectuées à une longitude de -20° et à $L^* = 1,4$. Il faut donc maintenant associer chacune des vingt mesures de FC3 à une et unique mesure de FC4.

Pour créer des couples de mesures (FC3,FC4), nous procédons, comme dans la partie 4.2, par méthode séquentielle. Nous créons une fonction $distance(i, j)$ qui associe à la mesure i de FC3 et j de FC4, une valeur qui dépend des L^* et des longitudes :

$$distance(i, j) = \frac{(L^*[i] - L^*[j])^2}{(L^*[i] \times L^*[j])} + \frac{(long[i] - long[j])^2}{(long[i] \times long[j])} \quad (11)$$



(a) du 21 juin au 1er juillet 2019

(b) du 2 au 11 juillet 2019

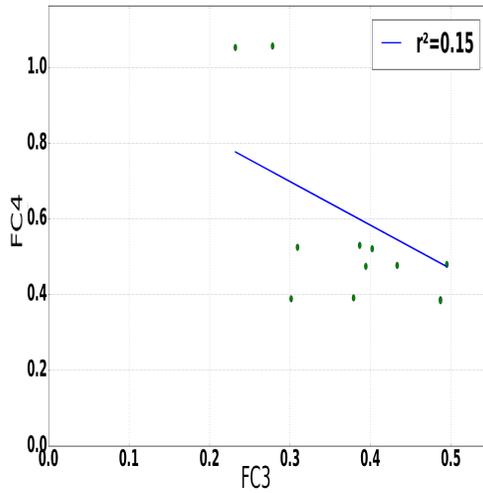
FIGURE 4.16 – Nombre de couples (FC3, FC4) à créer en fonction de L^* et la longitude

où $L^*[i]$ et $L^*[j]$ sont les numéros de ligne de champ magnétique exacte (pas à 0,03 près) et $long[i]$ et $long[j]$ les longitudes exactes où ont été effectuées les mesures i de FC3 et j de FC4.

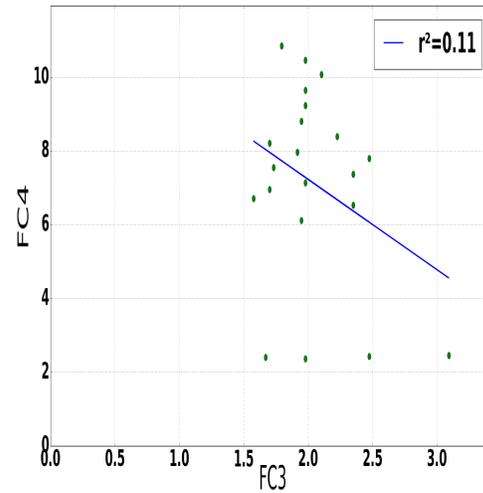
En cherchant les minima successifs de cette matrice, via la méthode explicitée en partie 4.2, nous associons chacune des valeurs de FC3 à une unique valeur de FC4.

Nous donnons, par exemple, en figure 4.17, l’allure de FC4 en fonction de FC3, à une longitude de -30° , au cœur de la ceinture interne pour les deux intervalles de temps. Nous observons que l’association en couple des valeurs (FC3, FC4) grâce à la fonction $distance(i, j)$ et la méthode explicitée ci-dessus, ne permet pas de mettre en exergue une corrélation entre les flux mesurés dans le cadre des deux missions. En effet, les coefficients de corrélations r^2 associés à la régression linéaire entre les deux jeux de données, sont inférieurs à $r^2 = 0,2$. En revanche, de même que pour la méthode précédente, les valeurs de flux FC3 et FC4 sont bornées et centrées dans un intervalle restreint.

Ainsi, nous donnons en figure 4.18, la moyenne et l’écart-type des valeurs de FC3 et FC4 considérés et tracés dans la figure précédente. Quand bien même, l’association des valeurs FC3 aux valeurs FC4 n’a pas permis de trouver une corrélation entre les deux jeux de données, nous constatons que cela a amélioré la dispersion des valeurs de flux considérés, à un L^* fixé et à une longitude fixée. En effet, ici l’écart-type est inférieur à 25% de la valeur moyenne pour FC3, et inférieur à 50% pour FC4. Ceci est une amélioration notable par

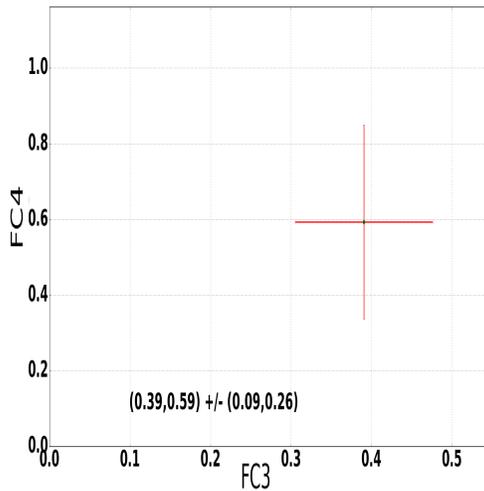


(a) du 21 juin au 1er juillet à $L^* = 1,58$

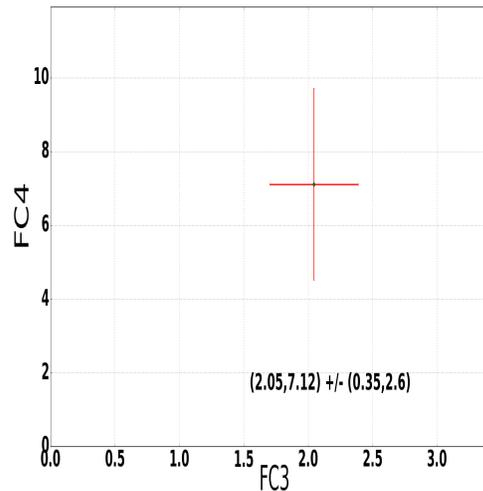


(b) du 2 au 11 juillet, à $L^* = 1,41$

FIGURE 4.17 – FC4 en fonction de FC3 au coeur de la ceinture interne, à une longitude de -30°



(a) du 21 juin au 1er juillet 2019, à $L^* = 1,58$



(b) du 2 au 11 juillet 2019, à $L^* = 1,41$

FIGURE 4.18 – Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne, à une longitude de -30°

rapport à la méthode précédente, où l'on avait uniquement moyenné les valeurs de flux en L^* et en longitude, sans utiliser la fonction distance.

4.3.3 Méthode du couple L^* -longitude

Enfin, une dernière manière de comparer les valeurs mesurées de FC3 et FC4 à un L^* fixé (à $0,03 L^*$ près) et à une longitude fixée (à 10° près), est de donner la moyenne et l'écart-type de toutes les mesures de FC3 et FC4 à ce même couple L^* -longitude.

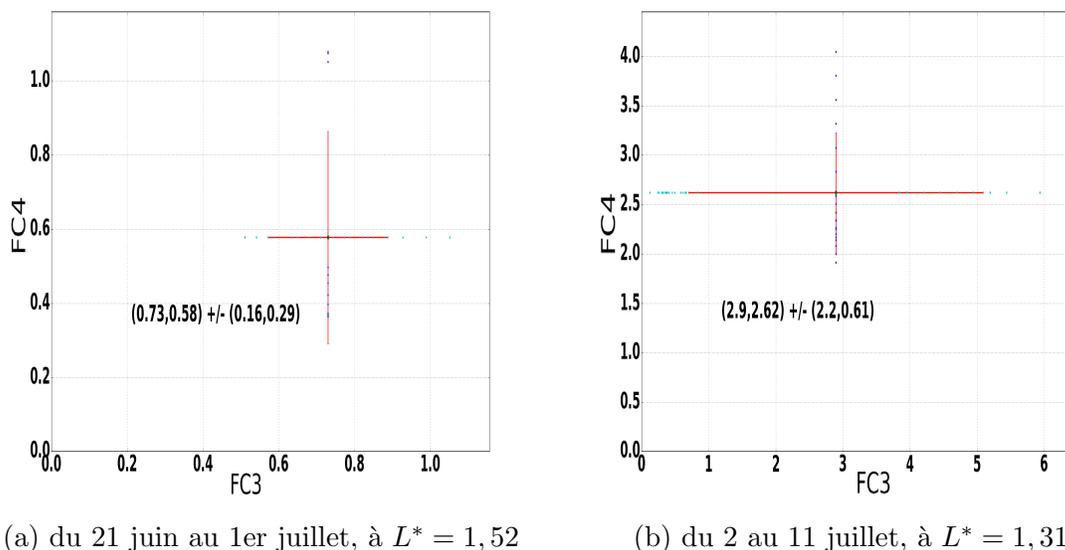


FIGURE 4.19 – Moyenne et écart type de FC4 et FC3 au coeur de la ceinture interne

On donne, en figure 4.19, la moyenne, l'écart-type et même toutes les mesures de FC3 et FC4 effectuées à une longitude de -30° au coeur de la ceinture interne : à $L^* = 1,52$ pour le premier intervalle de temps et à $L^* = 1,31$ pour le second. Nous constatons que regrouper en L^* et en longitude permet de réduire la dispersion des points, même si, les écart-types représentent à chaque fois un fort pourcentage de la valeur de la moyenne, et que les vraies mesures, en cyan sur les figures, sont très dispersées et non concentrées autour de la moyenne. Cette représentation des mesures de FC3 et FC4 nous permet tout de même de donner un encadrement des valeurs de celles-ci.

4.3.4 Conclusion sur la comparaison selon L^* et la longitude

Pour prendre en compte l'inhomogénéité du champ magnétique terrestre, nous avons décidé dans cette partie de regrouper les valeurs de flux de protons, non plus selon le critère du temps, mais selon la longitude à laquelle la mesure a été effectuée. Ainsi, selon le modèle du diagramme L^* -temps, nous créons un diagramme L^* -longitude. La précision en L^* est

toujours de 0,03, et le regroupement en longitude se fait à 10° près. Ce regroupement en longitude et en L^* et l'affranchissement de la variable temporelle a du sens ici dans la mesure où les ceintures de protons sont indépendantes du temps sur les intervalles de temps considérés.

La comparaison entre les flux mesurés dans le cadre des missions C3 et C4 s'est faite ici selon trois méthodes différentes.

Dans un premier temps, nous avons uniquement effectué une régression linéaire à chaque valeur de L^* fixée, des valeurs de flux moyennées en L^* et en longitude. Nous avons pu constater qu'il n'y avait pas de corrélation linéaire entre les deux jeux de données. De plus, les valeurs moyennées de FC3 et FC4 sont très dispersées, puisque l'écart-type de la série de valeur à un L^* fixé représente quasiment 100% de la moyenne pour FC3 et plus de 50% pour FC4.

De même que dans la partie précédente, nous avons voulu, non plus considérer des valeurs de flux moyennées, mais comparer les valeurs mesurées. Pour faire cela, nous associons, grâce à une fonction *distance*, chacune des mesures de FC3 effectuée à un certain L^* , et à une certaine longitude, à une unique mesure de FC4 effectuée aux mêmes coordonnées. Cette association, se fait selon leur proximité en L^* et en longitude. Cette association d'une mesure de FC3 à une unique mesure de FC4 n'améliore pas la corrélation entre les jeux de données, mais améliore la dispersion des mesures. Ici, l'écart-type d'une série de mesure représente 25% de la moyenne pour FC3 et moins de 50% pour FC4.

La dernière méthode consiste à représenter toutes les mesures de FC3 et FC4 effectuées à un L^* et une longitude fixée. Il n'y a pas d'association cette fois-ci entre une mesure de FC3 et une unique mesure de FC4. Cela nous permet de constater la forte dispersion des flux mesurés aux mêmes coordonnées spatiales. Cependant, cela nous permet de donner en fonction de ces coordonnées un encadrement des valeurs de flux, une valeur minimale et surtout une valeur maximale.

4.4 Conclusion pour les flux de protons

De la même manière que dans la partie 3.1, nous voulions trouver une manière d'estimer la valeur des flux de protons mesurés à plus haute altitude dans le cadre de la mission CARMEN-4 à partir des mesures effectuées en orbite basse dans le cadre de la mission CARMEN-3, l'objectif de cette partie était de faire la même chose mais avec les données en flux de protons. La comparaison se fait entre deux jeux de données de mesures de flux de protons d'énergie supérieure à 91 MeV, la mesure se faisant dans toutes les directions (FPDO 91 MeV).

Dans un premier temps, nous avons comparé les deux jeux de données, en regroupant les mesures par jour et par L^* . Nous avons mis en place trois méthodes de comparaisons différentes. La première consiste à considérer des valeurs de flux moyennées sur une journée et en L^* . Nous avons vu qu'il n'existait pas de corrélation entre les deux jeux de données, mais nous pouvions encadrer les valeurs de flux moyennés. La deuxième méthode, consistait à ne plus considérer des valeurs de flux moyennées, mais directement les valeurs mesurées. Pour cela, pour un jour fixé, à un L^* fixé, chacun des FC3 et FC4 mesurés était associées selon sa « distance » en L^* . Il n'existe pas plus de corrélation entre les valeurs de FC3 et FC4 obtenus par cette méthode, et même au contraire la dispersion des valeurs considérées est plus grande que selon la première méthode. Enfin, la troisième méthode consiste juste à représenter l'ensemble des mesures effectuées par FC3 un certain jour, à un certain L^* . Nous constatons une forte dispersion des mesures de flux, mais nous pouvons tout de même en donner un encadrement assez restreint, et en particulier une valeur maximale. En conclusion, le meilleur encadrement et la plus faible dispersion est obtenu lorsque les valeurs de flux étaient moyennés sur une journée.

Ensuite, prenant en compte l'inhomogénéité du champ magnétique terrestre, nous ne regroupons plus les valeurs de flux selon la variable temporelle, mais selon leur longitude. Ainsi, nous avons tracé, sur le modèles des diagrammes L^* -temps des diagrammes L^* -longitude. Dans ces diagrammes, nous voyons apparaître l'Anomalie Sud-Atlantique : les flux mesurés sont plus importants aux longitudes correspondantes. De même, nous mettons en oeuvre trois méthodes pour comparer les valeurs de flux regroupées selon ces deux paramètres spatiaux. La première méthode consiste à comparer des valeurs de flux moyennées en L^* et en longitude. La deuxième méthode associe selon la fonction *distance* chacune des mesures de FC3 avec une unique mesure de FC4, selon leur proximité en longitude et en L^* . Pour ces deux méthodes, aucune corrélation n'est observée entre les deux jeux de données, mais l'utilisation de la fonction distance permet de réduire la dispersion des valeurs de flux considérées et d'en donner un encadrement plus restreint. La troisième et dernière méthode, consiste uniquement à représenter toutes les valeurs de flux mesurées, au même L^* et à la même longitude. Nous constatons une forte dispersion, mais cela permet de donner un encadrement des valeurs de flux de protons que les satellites suivant ces orbites vont rencontrer.

5 Étude de la dynamique de l’Anomalie Sud-Atlantique

5.1 Introduction

Présentée en section 2.1.2, l’Anomalie Sud-Atlantique (South Atlantic Anomaly, SAA) désigne une région au Sud de l’océan Atlantique, où le champ magnétique terrestre a une intensité moins grande que sur le reste du globe. De ce fait, les ceintures de Van Allen, et en particulier la ceinture interne de protons, sont plus proches de la Terre dans cette région. À une altitude fixée, les flux de protons et donc les niveaux de radiations reçues par un satellite sont supérieures dans la SAA que sur le reste du globe.

On donne par exemple, en figure 5.1, obtenue dans [Finlay et al., 2020], une image de la SAA en 2017, calculée à partir du modèle géomagnétique CHAOS-7. Sur cette figure, les auteurs ont rajouté les évènements singuliers SEU (voir section 2.4.2) consécutifs à de hauts niveaux de radiations, enregistrés par le satellite ESA Swarm entre 2013 et 2019. On observe, en effet, qu’il y a une forte concentration de SEUs dans la SAA.

Plutôt que de l’étudier uniquement d’un point de vue géomagnétique, comme cela est fait classiquement par les géophysiciens, nous étudions, dans cette partie, l’évolution de la dynamique de la SAA d’un point de vue des flux de particules. Avec cette approche, nous prenons en considération la dynamique interne du champ magnétique terrestre, qui varie sur des échelles de temps variant de quelques mois à quelques siècles, mais également la dynamique du Soleil, dont les variations de l’activité qui suit un cycle de 11 ans influencent les flux de protons mesurés dans la SAA.

Différentes études sur l’évolution de la SAA ont déjà été menées et sont référencées dans la littérature. En particulier, [Stassinopoulos et al., 2015], dresse un bilan de 40 ans d’étude de la dérive de la SAA et de ses différents changements. [Aubry et al., 2020] étudie la SAA à partir des données de flux de protons mesurés dans le cadre des missions CARMEN du CNES. [Qin et al., 2014] l’étudie à partir des données du satellite NOAA-15, et [Fürst et al., 2009], à partir des données du moniteur de radiation RXTE. De même, [Domingos et al., 2017] étudie la dynamique de la SAA également à partir des données en flux de protons du satellite NOAA-15, avec la méthode statistique non paramétrique PCA (Principal Component Analysis). [Noel

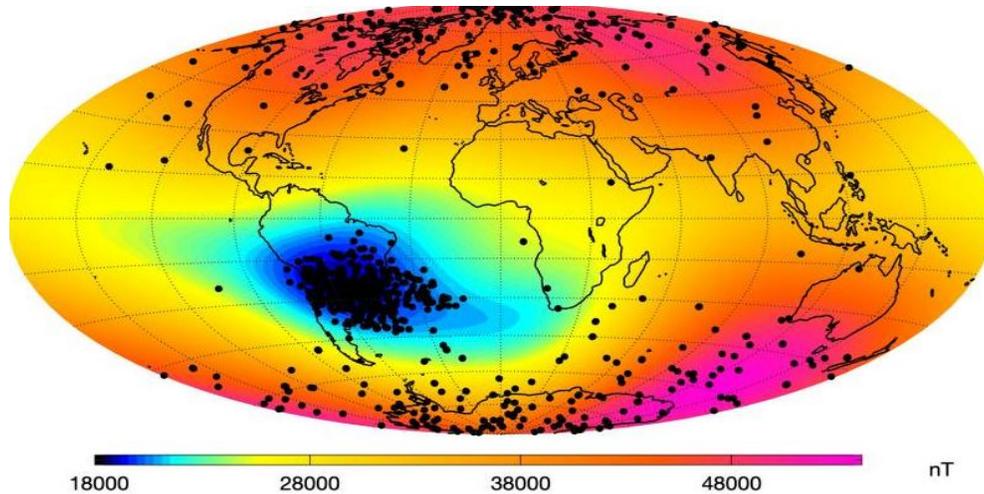


FIGURE 5.1 – Anomalie Sud-Atlantique et SEUs

et al., 2014] l’étudie à partir du bruit sur les données LIDAR de l’instrument CALIOP et [Schaefer et al., 2016] à partir de données d’impulsions de bruit de particules dans un photomultiplicateur ultraviolet. Enfin, [Mandea and Chambodut, 2020] étudie les différents processus à l’oeuvre dans l’évolution du champ géomagnétique et en particulier l’évolution de la SAA.

Dans un premier temps, nous présentons les données et modèles utilisés pour cette étude. Les valeurs de flux de protons utilisées sont celles mesurées par un moniteur de radiation sur le satellite NOAA-15. De plus, nous utilisons le modèle du champ magnétique terrestre CHAOS-7. Enfin, nous utilisons l’indice F 10.7 cm comme indice de l’activité solaire.

Nous étudions ensuite, à proprement parler, l’évolution de la dynamique de la SAA. Nous étudions l’évolution de la surface de la SAA, et également les variations de la position de la SAA. Cette étude se fait avec des flux de protons à une énergie fixée.

La dernière partie consistera à comparer l’évolution de la SAA en fonction des différents niveaux d’énergies des protons considérés.

5.2 Données utilisées dans l’étude

Les flux de protons utilisés dans cette étude sont ceux mesurés par le satellite NOAA-15. Ce dernier, premier de la série des 5 satellites du programme NOAA-POES présenté en section 2.5.3, suit une orbite héliosynchrone en orbite basse (aux alentours de 850 km) depuis mai 1998. Il est équipé du moniteur de radiation SEM-2, présenté également en section 2.5.3. Cet instrument mesure des flux de protons d’une énergie de 30 keV à 200 MeV. Les mesures

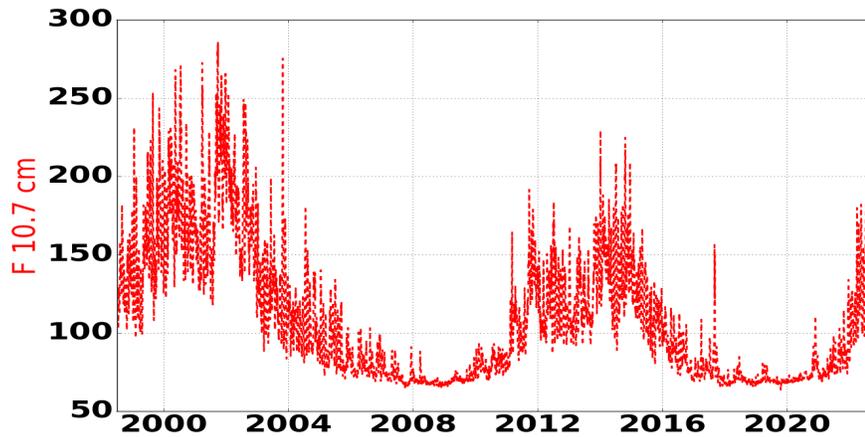


FIGURE 5.2 – L’indice solaire F 10.7 cm entre 1998 et 2022

de flux de protons sont des mesures moyennées sur 16 secondes.

Nous récupérons les données des flux de protons sur le site de la NOAA <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes/>. En fait, il existe deux jeux de données différents. Le premier jeu de données couvre la période de juillet 1998 à fin 2014. Il s’agit de fichiers CDF, labellisé « corrected ». Ils sont traités en amont par la NOAA, selon la procédure expliquée dans cet article [Evans and Greer, 2004]. En particulier, la fonction qui permet de passer du nombre de particules détectées par le compteur à une valeur de flux, dépend de l’angle d’incidence d’arrivée des particules sur le détecteur. De plus, tous les paramètres magnétiques (L , L^* , etc) sont calculés à partir du modèle IGRF du champ magnétique terrestre. Pour ce jeu de données, les mesures de flux de protons sont des mesures FPDO (Flux Protons Direct Omnidirectionnel), c’est-à-dire que les valeurs sont des valeurs de flux de protons d’une énergie supérieure à 16, 36, 70 et 140 MeV, mesurés dans toutes les directions.

Le deuxième jeu de données couvre la période 2015-présent. Le processus de traitement des données est différent que pour le premier jeu de données. La description du traitement des mesures est donnée au lien suivant https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/poes/docs/NGDC/External_Users_Manual_POES_MetOp_SEM-2_processing_V1.pdf. Pour ce jeu de données, nous n’avons conservé que le canal FPDO 100 MeV.

Bien que le satellite NOAA-15 soit toujours en orbite, et que les mesures de flux de protons soient toujours transmises quotidiennement, nous ne considérons que les mesures effectuées jusqu’au 6 novembre 2022, date où nous avons effectué le téléchargement des données.

Il est très intéressant d’avoir des données des flux en protons disponibles de 1998 à 2022 puisque cet intervalle de temps recouvre plus de 2 cycles solaire complets. En effet, comme

indiqué en section 2.2.1, l'activité solaire suit des cycles d'environ 11 ans. Lorsque le Soleil est à son maximum d'activité, les taches et événements solaires sont plus nombreux que pendant le reste du cycle.

Ensuite, pour étudier les variations du champ magnétique terrestre, nous utilisons le modèle CHAOS-7 présenté dans [Finlay et al., 2020]. Ce modèle, est basé sur les observations des mesures de champ magnétique dans le cadre des missions orbites basses Swarm, CryoSat-2, CHAMP, SAC-C et Ørsted. Il permet de donner les valeurs du champ magnétique interne terrestre en fonction du temps jusqu'à l'harmonique de degré 20.

Pour caractériser l'activité solaire, nous avons décidé de considérer l'indice solaire F 10.7. Ce dernier, dont nous donnons l'évolution temporelle entre 1998 et 2022 en figure 5.2, correspond au flux radio émanant du Soleil à la longueur d'onde de 10.7 cm (2 800 MHz) [Tapping, 2013]. Les longueurs d'ondes aux alentours de 10 cm sont les meilleures pour surveiller le niveau d'activité solaire car les émissions solaires à ces longueurs d'onde sont très sensibles aux conditions dans la chromosphère supérieure et à la base de la couronne. F 10.7 est un des indices solaires les plus anciens : il est mesuré depuis 1947 au Canada. Il est mesuré en sfu (solar flux unit) et varie entre 50 sfu (au minimum solaire) et 300 sfu (au pic d'activité du Soleil). Bien que cyclique, cet indice n'est pas périodique dans la mesure où, l'amplitude de chacun des cycles n'est pas la même. Ainsi, chacun des cycles solaires n'a pas la même intensité.

Nous récupérons les données quotidiennes de l'indice F 10.7 sur le site officiel du Canada <https://www.spaceweather.gc.ca/forecast-prevision/solar-solaire/solarflux>. Elles résultent de mesures télescopiques effectuées à Penticton dans la région de la Colombie Britannique au Canada. Les mesures sont traitées a posteriori par l'agence spatiale Canadienne pour s'affranchir du biais engendré par les variations de la distance Terre-Soleil.

5.3 Dynamique de la SAA

Dans cette section, nous allons tout d'abord présenter la méthode suivie dans l'étude avant d'en présenter les résultats, en particulier sur l'évolution de la surface et de la position de la SAA. Chacune des grandeurs étudiées sera ensuite comparée avec l'activité solaire, pour tenter de mettre en évidence l'importance de celle-ci.

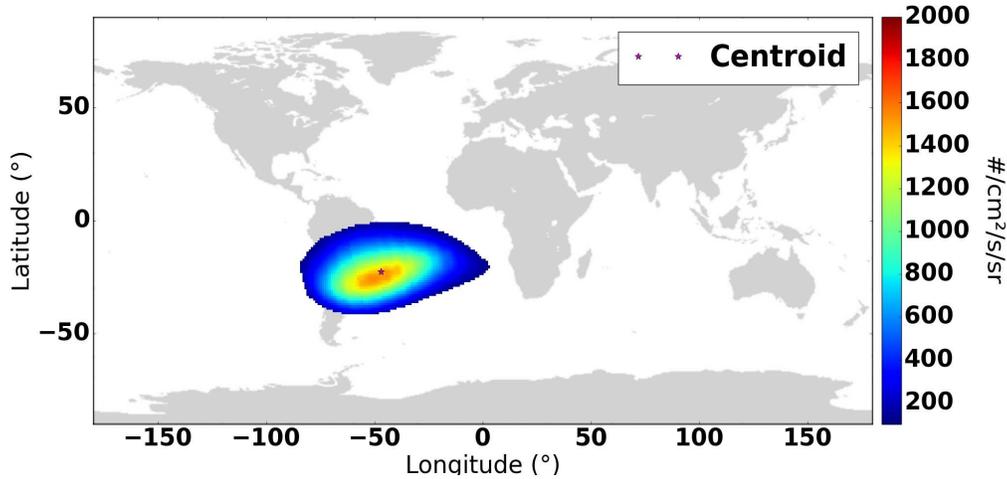


FIGURE 5.3 – Anomalie Sud-Atlantique en terme de flux de protons en janvier 2000

5.3.1 Méthodologie

Comme décrit dans la section précédente, les jeux de données sont différents avant et après 2014. En particulier, SEM-2 mesurent des flux de protons de différentes énergies dans les deux jeux de données. Dans cette partie, nous considérons les valeurs de flux FPDO 70 MeV entre 1998 et 2014 et FPDO 100 MeV entre 2015 et 2022. Naturellement, il existe un décalage entre les deux jeux de données, les valeurs de flux de protons à plus hautes énergies étant moins grandes. Ainsi, pour une meilleure lisibilité de l'évolution de la dynamique de la SAA, nous avons « recollé » les données. Les valeurs des différentes grandeurs présentées ci-dessous concernant la dynamique de la SAA entre 1998 et 2014 ont été modifiées afin qu'il n'y ait pas de saut avec les grandeurs de 2015 à 2022. Les valeurs des grandeurs présentées, pourvu qu'elles aient le bon ordre de grandeur, n'ont pas une très grande importance. L'évolution et les tendances de ces grandeurs sont plus pertinentes; cette modification des valeurs des grandeurs de 1998 à 2014 n'a donc pas d'influence sur les conclusions que nous allons porter sur la dynamique de la SAA.

Ensuite, l'étude des données des flux de protons sur quelques jours, nous a permis de nous rendre compte qu'il fallait distinguer les mesures de flux effectuées en orbite montante et en orbite descendante. L'orbite est montante lorsque la latitude croît avec le temps et inversement. En effet, selon que l'orbite soit montante ou descendante, l'orientation du satellite et donc du détecteur sera différente. Cette différence d'orientation introduit un biais dans les mesures, dont on s'affranchit en distinguant les deux types d'orbites.

Pour caractériser les frontières SAA, nous avons établi un critère géographique et un

critère de seuil. Un point de mesure était considéré comme ayant été effectué dans la SAA si à la condition d’avoir une latitude et une longitude dans les intervalles suivants : $[-50^\circ, 10^\circ]$ pour la latitude et $[-120, 25^\circ]$ pour la longitude. De plus, la valeur en flux de proton mesuré devait être supérieur à un dixième du flux maximum mesuré sur tout l’intervalle de temps. Ces deux critères nous ont permis de réduire de moitié le nombre de mesures observées, passant de 4 à 2 millions points de mesures.

Ceci étant fait nous regroupons les valeurs de flux de protons mesurées par intervalle de temps de 10 jours. À partir de ces valeurs de mesures sur cet intervalle de 10 jours, nous effectuons une interpolation linéaire, pour avoir une valeur de flux de protons à toutes les latitudes et longitudes de la SAA.

On donne, en figure 5.3, l’allure de la SAA en janvier 2000 obtenue avec la méthode présentée ci-dessus à partir des données de la mission NOAA-15. Sur cette figure, on aperçoit également le centroid, il s’agit du barycentre de la SAA que nous allons introduire plus loin.

5.3.2 Étude de la surface de la SAA

Avec un critère sur la valeur minimale du flux dans une région géographique précise, nous parvenons à délimiter des frontières et donc une surface précise pour la SAA. Plus précisément, nous effectuons une interpolation linéaire à partir des données sur 10 jours en flux, cette interpolation se fait sur une grille de $0,1^\circ$ en latitude et $0,1^\circ$ en longitude. Le nombre de points de la grille pour laquelle il y a un flux supérieur à la valeur seuil de flux (un dixième de la valeur du flux maximum), est alors proportionnel à la surface. Pour cette région, au sol, une différence de $0,1^\circ$ en latitude correspond à 11,1 km et $0,1^\circ$ en longitude correspond à 9,65 km. En toute rigueur, il faudrait prendre en compte la déformation de la distance entre chaque point de la grille en fonction de la latitude et longitude mais ceci est marginal par rapport aux distances considérées ici. Ainsi, pour avoir une surface de la SAA, nous multiplions seulement le nombre de points dans la grille où il y a une valeur de flux supérieure à la valeur seuil par $11,1 \times 9,65 = 107 \text{ km}^2$.

On trace, en figure 5.4, l’évolution temporelle de la surface de la SAA ainsi calculée entre 1998 et 2022. On donne également sur cette figure, l’évolution temporelle de l’activité solaire, ici obtenue grâce à l’indice F 10.7.

Tout d’abord, nous observons, sur cette figure, que la surface de la SAA varie globalement comme un signal triangulaire. Nous notons également, en plus de la périodicité triangulaire, une croissance globale de la surface. Cette variation triangulaire périodique est anti-corrélée avec un retard de phase avec l’activité solaire. Enfin, nous observons un phénomène d’os-

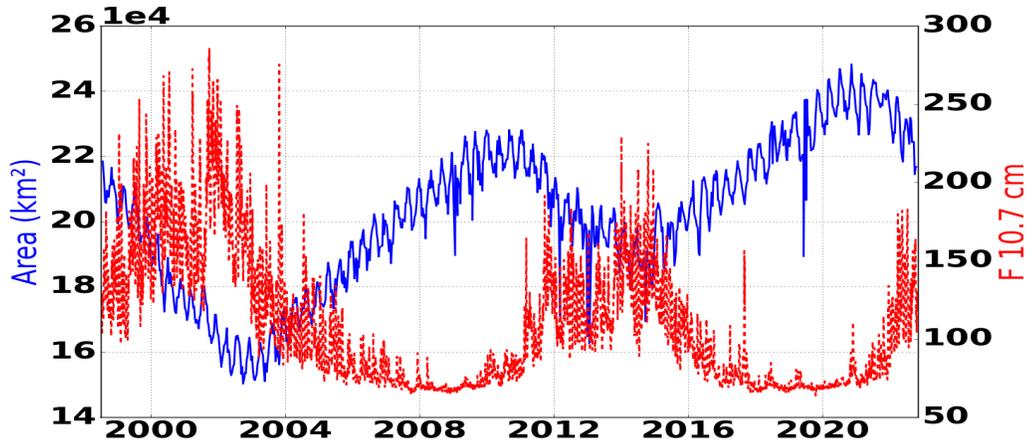


FIGURE 5.4 – Évolution temporelle de la surface de la SAA et de l'activité solaire

cillations de plus courte période. Nous allons étudier et tenter d'expliquer l'ensemble de ces observations.

Allure globale de la surface Intéressons nous, tout d'abord, à la variation globale de la SAA au cours du temps. Premièrement, nous observons une croissance globale entre 1998 et 2022. Celle-ci s'explique par la croissance générale de la SAA étudiée uniquement d'un point de vue magnétique, observée notamment par [Finlay et al., 2020]. Depuis 1998, l'amplitude du dipôle magnétique terrestre décroît globalement, et en particulier dans la région de la SAA. Ainsi, la surface de la SAA magnétique croît au court du temps. Moins le champ magnétique est intense, plus les flux de protons mesurés ont une forte amplitude. Et donc, la SAA observée en termes de flux de protons s'agrandit et a une surface qui augmente au cours du temps.

Ensuite, nous observons une anti-corrélation avec retard de phase de la surface de la SAA avec l'activité solaire. Cette anti-corrélation est bien connue [Huston et al., 1998], [Dachev et al., 1999], [Li et al., 2001], [Casadio and Arino, 2011], [Kuznetsov et al., 2010], [Qin et al., 2014]. Elle peut s'expliquer de deux manières. Premièrement, il convient de rappeler que les protons que l'on observe dans la SAA proviennent via le phénomène CRAND (voir section 2.3.1) des rayons cosmiques, *i.e* de l'extérieur du système solaire. Ainsi, plus le Soleil est actif, plus son champ magnétique, délimitant les contours de l'héliosphère, est intense et donc plus il protège l'ensemble du système solaire et en particulier l'environnement de la Terre, vis à vis de ces rayons cosmiques. Inversement, un Soleil moins actif, avec un champ magnétique plus faible, sera moins efficace pour empêcher les protons des rayons cosmiques de nourrir la

ceinture interne de la Terre.

La deuxième explication de l’anti-corrélation entre la surface de la SAA et l’activité solaire tient à l’influence du Soleil dans les phénomènes d’absorption des protons de la SAA par l’atmosphère [Farley and Walt, 1971] [Miyoshi et al., 2000]. Lorsque le Soleil est à son maximum d’activité, l’atmosphère est plus chauffée par les rayons extrêmement ultraviolets (EUV). Alors, l’atmosphère étant plus chaude, elle se dilate, sa densité diminue et donc il y a plus de protons absorbés par l’atmosphère. [Li et al., 2020] estime que ce dernier phénomène d’absorption est responsable pour 80% de la diminution du nombre de protons dans la ceinture interne et donc de la surface de la SAA en termes de flux de protons.

Nous notons par ailleurs, un retard de phase dans l’anti-corrélation entre la surface de la SAA et l’activité solaire. Ce retard, également remarqué dans les articles cités au dessus, dépend de l’altitude de l’orbite du satellite. Ici, pour une orbite à 850 km d’altitude, on trouve un retard de quelques 700 jours de la surface de la SAA sur l’activité solaire. La surface de la SAA est la plus grande 700 jours après le pic de l’activité solaire. De même que pour l’anti-corrélation, ce retard est dû à deux phénomènes. Premièrement, il existe un délai dans la modulation des rayons cosmiques, et donc du processus CRAND qui remplit les ceintures internes de protons, par le Soleil. Les effets d’une grande activité du Soleil et donc d’un intense champ magnétique mettent quelques mois à se faire ressentir à l’héliopause [Tomassetti et al., 2017] [Orcinha et al., 2019]. Ensuite, en fonction de l’altitude du satellite et de l’énergie du proton mesuré, la durée de vie contre le phénomène d’absorption par l’atmosphère de ce dernier est plus ou moins longue. Ainsi, pour des protons d’une énergie autour de 30 MeV la durée de vie est de quelques de 30 années tandis que pour des protons à l’altitude et l’énergie que l’on observe, la durée de vie est de quelques années [Qin et al., 2014] [Miyoshi et al., 2000].

Oscillations de courte période Nous observons, en figure 5.4, que l’évolution temporelle de la surface de la SAA présente des oscillations de courte période. Afin de déterminer la période de ces oscillations, nous donnons en figure 5.6, le spectre fréquentiel de la surface de la SAA. Nous observons qu’il y a une fréquence propre à $f_p = 9,42 \cdot 10^{-8} Hz$, ce qui correspond à une période de 122 jours. Nous nous sommes longtemps interrogés sur cette oscillation, avant de nous intéresser à l’évolution temporelle de l’altitude du satellite. On donne, en figure 5.5, l’évolution temporelle de l’altitude du satellite NOAA-15 entre 2015 et 2022. Nous observons un phénomène de battements avec une modulation de période de 122 jours de la variation périégée-apogée du satellite. Cette modulation de 122 jours a exactement

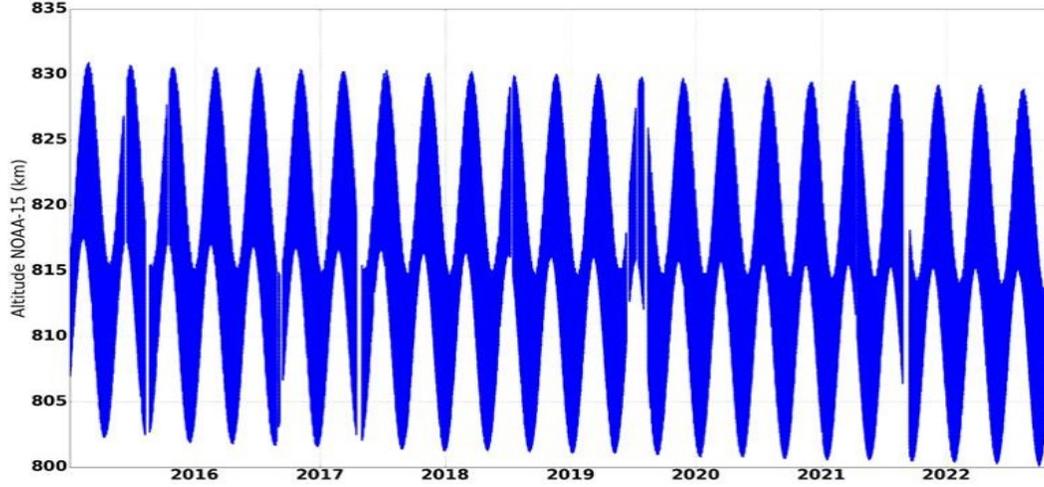


FIGURE 5.5 – Évolution temporelle de l'altitude de NOAA-15 entre 2015 et 2022

la même période que les oscillations observées dans l'évolution temporelle de la surface, ces deux grandeurs sont donc reliées. Ainsi, les valeurs de flux de protons dépendent de l'altitude à laquelle la mesure a été faite. Comme observé par [Li et al., 2020] et [Parsignault et al., 1981], cette variation notable de la valeur de flux de protons, découlant de la variation de l'altitude du satellite, laisse entendre que les protons piégés dans la ceinture de radiation interne ont un fort gradient par rapport à l'altitude.

Cette oscillation dans l'altitude du satellite est due à la précession de l'orbite, effet de l'aplatissement de la Terre. Comme expliqué dans [Meeus, 1978], l'argument ω du périégée, c'est-à-dire l'angle compté dans le plan de l'orbite depuis le noeud ascendant jusqu'au périégée augmente de :

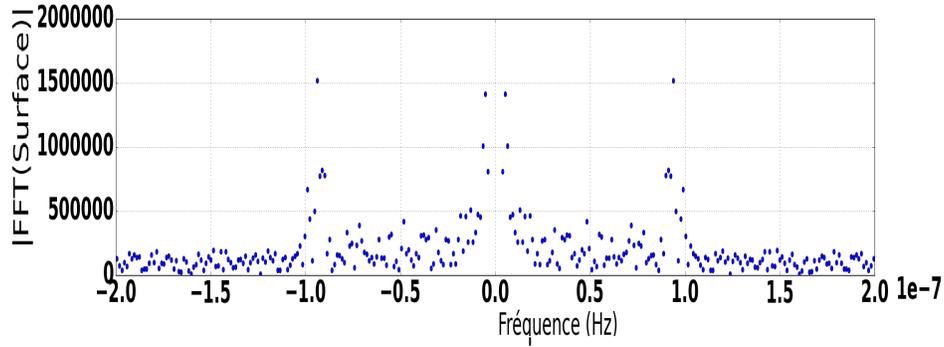
$$\Delta\omega = 4,99 \cdot \left(\frac{R}{a}\right)^{3,5} \cdot (5\cos^2(i) - 1) \quad (12)$$

degrés par jour.

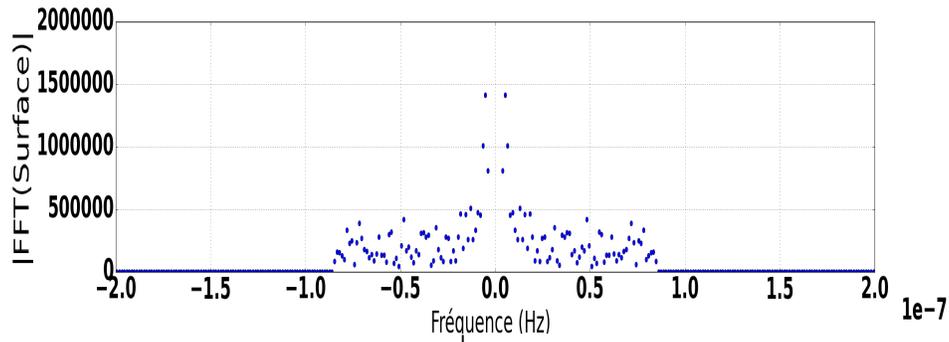
Avec :

- $R = 6378$ km : le rayon équatorial de la Terre
- $a = 810$ km : le demi-grand axe de l'orbite
- $i = 98^\circ$: l'inclinaison de l'orbite sur le plan de l'équateur

Ici, avec l'orbite considérée du satellite NOAA-15, on obtient une variation quotidienne de $\Delta\omega = 2,9^\circ$. Ainsi, il faut $\frac{360}{2,9} = 122$ jours pour que la dérive du périégée ait fait un tour complet de 360° . On retrouve bien cette période de 122 jours, de modulation de l'altitude du satellite NOAA-15 et donc présent dans la surface de la SAA en termes de flux de protons.



(a) Avant le filtre passe-bas



(b) Après le filtre passe bas

FIGURE 5.6 – Spectre fréquentiel de la surface de la SAA avant et après le filtre passe-bas

Filtre Nous venons de le démontrer, le phénomène d’oscillation de période de 122 jours dans l’allure temporelle de la surface de la SAA, est uniquement dû à la précession de l’orbite, et n’a rien à voir avec la physique des ceintures de radiations. Ainsi, puisque l’objectif est ici de caractériser l’évolution de la surface de la SAA en termes de flux de particules, nous décidons de nous affranchir de ces oscillations. Pour cela, nous filtrons avec un filtre passe-bas d’une fréquence de coupure de $f_c = 8,5 \cdot 10^{-8}$ Hz, la surface de la SAA. Volontairement nous prenons une valeur de f_c bien supérieure à f_p , afin de surdimensionner le filtre, et s’assurer que nous nous sommes bien affranchis des oscillations. Nous donnons, en bas de la figure 5.6, l’allure du spectre fréquentiel de la surface de la SAA filtrée.

La figure 5.7 montre l’allure du signal obtenue : la surface de la SAA filtrée. Les tendances observées dans la figure 5.4 sont conservées, mais il n’y a plus les oscillations de période de 122 jours dues à la précession du satellite. Dans la suite de l’étude nous ne travaillerons plus que sur cette surface filtrée, affranchie des oscillations découlant de la précession du satellite NOAA-15.

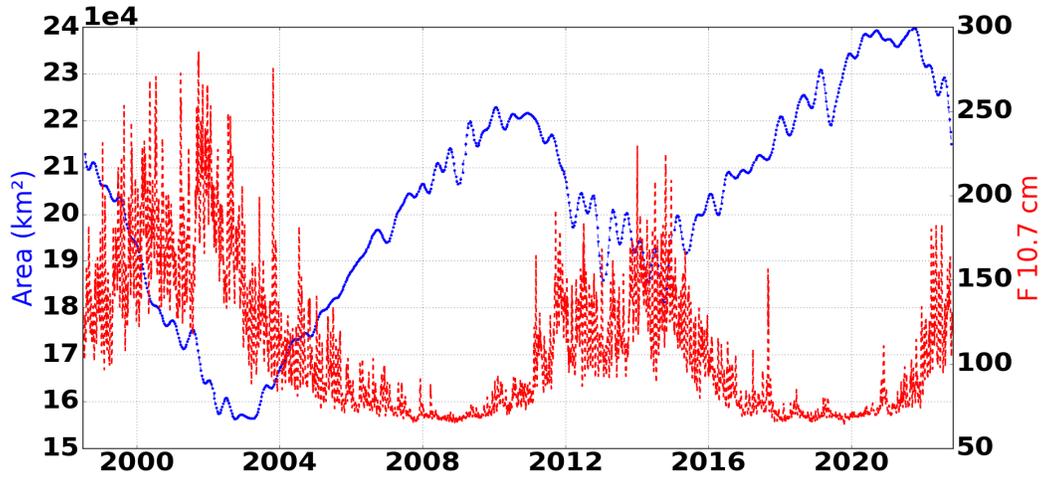


FIGURE 5.7 – Évolution temporelle de la surface de la SAA filtrée et de l’activité solaire

Pentes des variations de la surface La figure 5.4 montre que l’allure temporelle de la surface de la SAA a l’allure d’un signal triangulaire. Nous voulons ici nous intéresser aux différentes pentes des branches du signal triangulaire pour en comparer les valeurs.

Nous donnons, l’allure temporelle de la surface filtrée de la SAA, avec sur chaque branche de l’allure triangulaire que constitue ce signal, une régression linéaire. La légende indique les coefficients de corrélation r^2 associés à ces régressions linéaires. La première branche de l’évolution temporelle, qui s’étend de 1998 à fin 2002, est bien la branche d’un signal triangulaire, puisque la régression linéaire a un coefficient de corrélation très proche de 1 à $r^2 = 0,97$. De même, pour la remontée de la surface qui va jusqu’à la moitié de l’année 2009, le coefficient de corrélation est $r^2 = 0,99$. Pour la troisième branche, représentant une descente de la valeur de la surface jusqu’à juillet 2015, la régression linéaire est moins bonne avec un coefficient de corrélation de $r^2 = 0,87$. Cette valeur reste cependant proche de 1. Cette moins bonne performance de la régression linéaire, s’explique par le fait que le jeu de données change à partir de 2015. Les données après 2015 sont de moins bonne qualité et donc moins lisses que les précédentes. Enfin, l’augmentation de la surface jusqu’à fin 2019 est bien modélisée par une droite puisque le coefficient de corrélation est $r^2 = 0,95$. Nous avons choisi de ne pas étudier la dernière décroissance de la surface de 2019 à 2022, dans la mesure où elle n’est pas achevée et elle va vraisemblablement continuer jusqu’au prochain pic d’activité du Soleil, moyennant le retard de la surface sur l’activité solaire.

Le Soleil suit deux cycles de son activité sur l’intervalle de temps que nous considérons. Ainsi, cela nous permet d’étudier deux croissances et deux décroissances de la surface de la

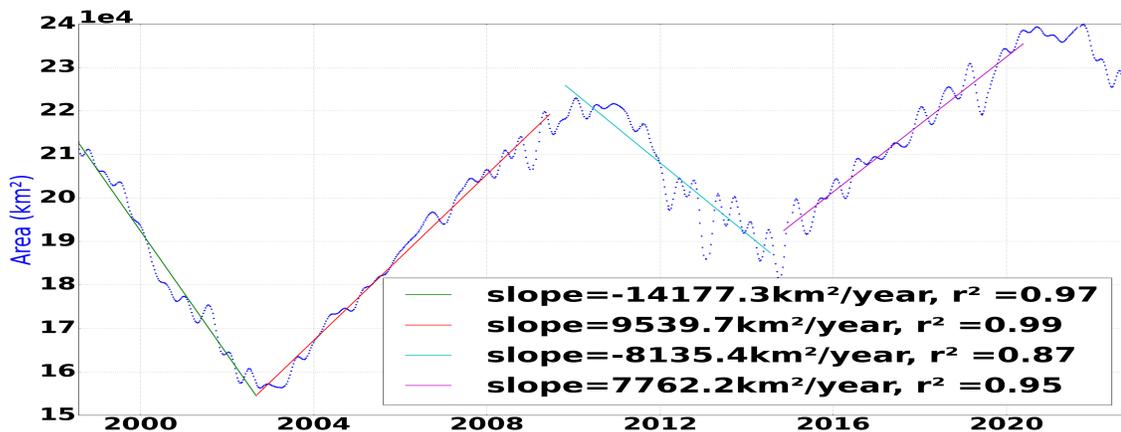


FIGURE 5.8 – Pentés des variations la surface de la SAA

SAA. Alors que chacune de ces variations est linéaire, les valeurs des pentes de ces variations ne sont pas les mêmes. Ces dernières sont également données dans la légende de la figure 5.8. La première décroissance se fait avec une pente de $-14\,177\ km^2/an$, la croissance suivante avec une pente de $9\,539\ km^2/an$, la décroissance entre 2009 et 2015 avec une pente de $-8\,135\ km^2/an$ et la remontée suivante avec une pente de $7\,762\ km^2/an$.

Dans la figure 5.9, nous comparons les valeurs des pentes des variations de la surface de la SAA avec l'activité solaire, ou plus exactement, l'amplitude du cycle de l'activité solaire. Nous observons que les valeurs des pentes sont d'autant plus grandes, dans les phases de décroissance et de croissance de la surface, que l'amplitude de l'activité solaire du cycle solaire est grande. En effet, pour le cycle solaire entre 1998 à 2009, pour lequel l'activité culmine avec un F 10.7 cm à près de 280 sfu, les premières croissance et décroissance sont plus pentues comparées à celles du deuxième cycle solaire entre 2009 et 2020, pour lequel l'activité culmine avec un F 10.7 cm à près de 230 sfu. Autrement dit, les variations de la surface de la SAA sont plus grandes, en croissance ou en décroissance, lorsque l'activité du Soleil a une plus grande amplitude. Il nous paraît cohérent que, en effet, plus le Soleil est actif, plus il va réchauffer l'atmosphère et plus il va arrêter les rayons cosmiques responsables via le processus CRAND du remplissage de la ceinture en protons. Alors, la ceinture sera moins peuplée en protons et donc la surface de la SAA moins grande.

Conclusion L'étude de la surface de la SAA en termes de flux de protons, nous a permis de bien mettre en évidence l'influence fondamentale de l'activité solaire sur cette dernière. Malgré une tendance globale à l'élargissement, due à la baisse globale de l'amplitude du

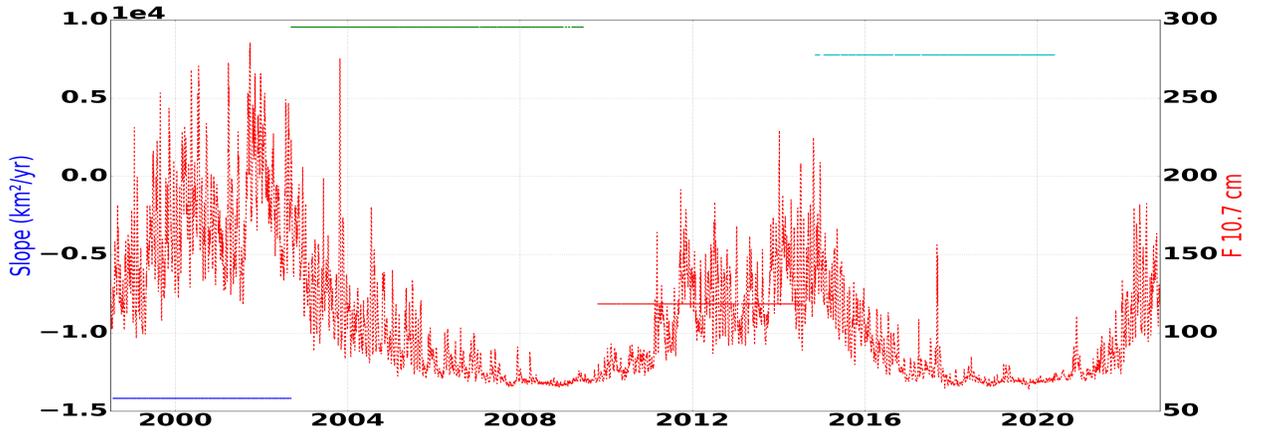


FIGURE 5.9 – Pentés des variations la surface comparées à l’activité solaire

dipôle géo-magnétique, la surface de la SAA varie à la manière d’un signal triangulaire, en anti-corrélation avec l’activité solaire avec un retard de quelques 700 jours. Les pentes de ces variations dépendent elles aussi de l’activité solaire, plus précisément de l’amplitude du cycle solaire concerné.

5.4 Position du barycentre de la SAA

Nous nous intéressons maintenant à l’évolution de la position de la SAA. En effet cette dernière, a une position qui varie avec le temps. Nous rappelons que nous n’étudions pas la SAA d’un point de vue magnétique mais d’un point de vue de flux de protons. Ainsi, pour étudier les variations de la position de la SAA, nous considérons le barycentre de la SAA en termes de flux de protons. Ce dernier est un point géographique dont les coordonnées sont définies comme suit :

$$Latitude_{barycentre} = \frac{\sum(Flux \ interpolé \times Latitude \ du \ Flux)}{\sum Flux \ interpolé} \quad (13)$$

$$Longitude_{barycentre} = \frac{\sum(Flux \ interpolé \times Longitude \ du \ Flux)}{\sum Flux \ interpolé} \quad (14)$$

La position du barycentre est visible en figure 5.3, qui montre la SAA en janvier 2000. Le barycentre (centroid en anglais) est repéré par une étoile violette.

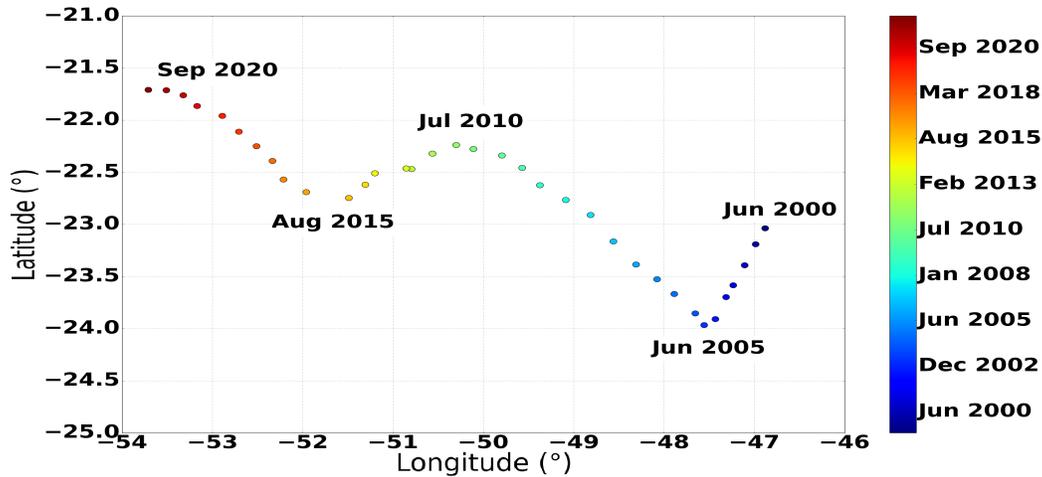


FIGURE 5.10 – Évolution temporelle de la position du barycentre de la SAA

Étudier l'évolution de la position de ce barycentre est un moyen d'étudier l'évolution de la position de la SAA. On donne, en figure 5.10, l'évolution temporelle de la position du barycentre de la SAA. Le barycentre de la SAA varie entre des longitudes de -47° à -54° , et des latitudes entre -24° et $-21,5^\circ$. Cela correspond à la région du Sud Est du Brésil, dans l'état de Sao Paulo. On observe une dérive globale du barycentre vers l'Ouest : à peu près 7° en 24 ans. En termes de latitude, nous observons une oscillation à travers le temps, couplée d'une dérive globale vers le Nord. Il est important de rappeler que la position du barycentre est calculée à partir des valeurs en flux de protons d'une énergie fixée, mais avec des valeurs de flux différentes, la position du barycentre serait différente. Nous ferons, plus bas, une comparaison de la dynamique de la SAA, et donc en particulier de l'évolution de la position du barycentre en fonction des énergies des flux considérées. Nous nous intéressons plus précisément dans les prochaines parties à l'évolution temporelle de la latitude et longitude du barycentre.

5.5 Latitude du barycentre

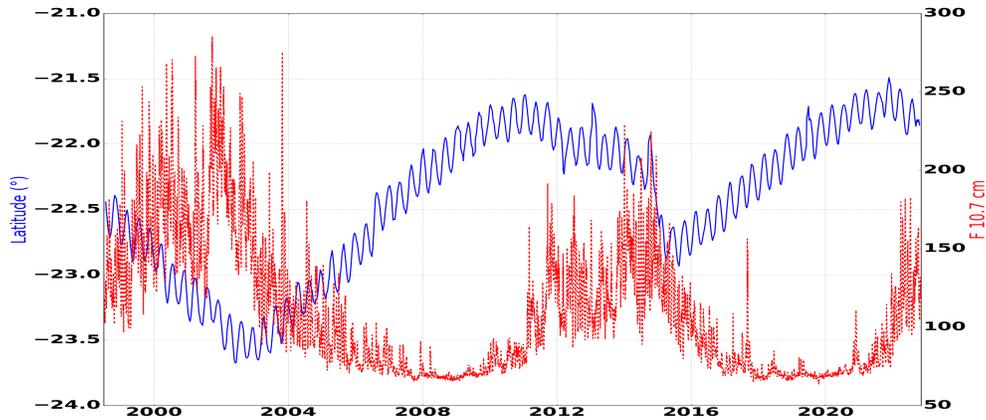


FIGURE 5.11 – Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA et de l'activité solaire

L'évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA est tracée en figure 5.11. Avant de nous intéresser à son allure globale, nous remarquons des oscillations de courte période semblables à celles observées sur l'évolution temporelle de la surface de la SAA. De même que pour la surface, nous effectuons l'analyse fréquentielle de ce signal : on observe la présence de la même fréquence propre à $f_p = 9,42 \cdot 10^{-8}$ Hz, correspondant à une période de 122 jours. Nous retrouvons donc des oscillations dues à la précession du satellite, telle que décrites dans la partie précédente. Dans la mesure où ces oscillations n'ont pas à voir avec les phénomènes de radiations, de même que pour la surface, nous nous en affranchissons en filtrant le signal avec le même filtre passe-bas de fréquence de coupure $f_c = 8,5 \cdot 10^{-8}$ Hz.

On donne en figure 5.12, l'évolution temporelle de la latitude de la SAA filtrée, affranchie des oscillations dues à la précession du satellite NOAA-15. C'est sur ce signal que nous raisonnerons désormais. La latitude du barycentre suit une évolution triangulaire, anti-corrélée avec l'activité solaire avec un retard de phase de quelques 700 jours, couplée à une tendance globale vers le Nord. L'allure temporelle de la latitude est la même que la surface de la SAA, même tendance et les minima et maxima sont atteints en même temps. L'anti-corrélation de la latitude avec l'indice F 10.7 cm montre une dépendance forte avec l'activité du Soleil déjà remarquée par [Qin et al., 2014]. Nous ne savons expliquer cette anti-corrélation : nous avons uniquement une piste de réflexion. Rappelons que le réchauffement de l'atmosphère, qui engendre une plus grande absorption par celle-ci des protons de la ceinture interne, est dû à une

activité solaire importante et est le phénomène majoritaire dans le vidage des ceintures. La piste d'explication consiste à dire que ce réchauffement ne se fait pas de manière homogène, mais de manière plus prononcée aux latitudes proches de l'équateur. Ceci expliquerait la dépendance vis à vis de l'activité solaire de la position du barycentre de la SAA, et donc de la SAA elle-même. Ceci n'est qu'une hypothèse et nous n'avons malheureusement pas eu le temps d'étudier cette piste en détail. Il faudrait étudier les données de réchauffement de l'atmosphère sur une durée d'un ou plusieurs cycles solaires et comparer ces données en fonction des latitudes.

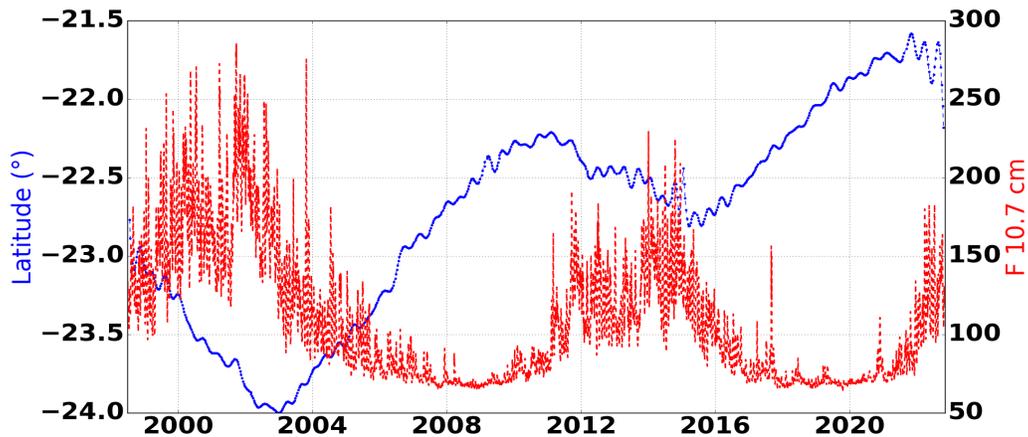


FIGURE 5.12 – Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA filtrée et de l'activité solaire

La tendance globale de dérive vers le Nord du barycentre de la SAA, nous semble elle découler de la dynamique interne de la SAA d'un point de vue du champ magnétique interne. En effet, nous construisons, de la même manière selon les formules 13 et 14, en remplaçant les valeurs de flux par les valeurs d'intensité du champ magnétique, un barycentre magnétique de la SAA, grâce au modèle CHAOS-7. Nous donnons, en figure 5.13, l'évolution temporelle de la latitude de ce barycentre magnétique. Nous observons une croissance globale de $0,5^\circ$ de la latitude de la SAA magnétique, comparable à la croissance globale de la latitude du barycentre de la SAA d'un point de vue des flux de protons. Il convient de noter que les valeurs des latitudes du barycentre de la SAA magnétique ne sont pas les mêmes que la SAA ici étudiée. Ceci est dû à la différence des modèles utilisées pour calculer les positions des deux SAA. Ce qui est important ce sont que les tendances observées sont les mêmes : la SAA magnétique dérive globalement vers le Nord, cela résulte de la dynamique du champ magnétique interne terrestre ; cette tendance se retrouve aussi dans l'évolution de la position

de la SAA en terme de flux de protons. En revanche, la latitude du barycentre de la SAA magnétique n'est pas anti-corrélée et donc est indépendante de l'activité solaire. Ainsi, il nous semble que les variations globales de la latitude de la SAA en termes de flux de protons résultent des variations magnétiques auxquelles s'ajoutent les oscillations dues à l'activité solaire.

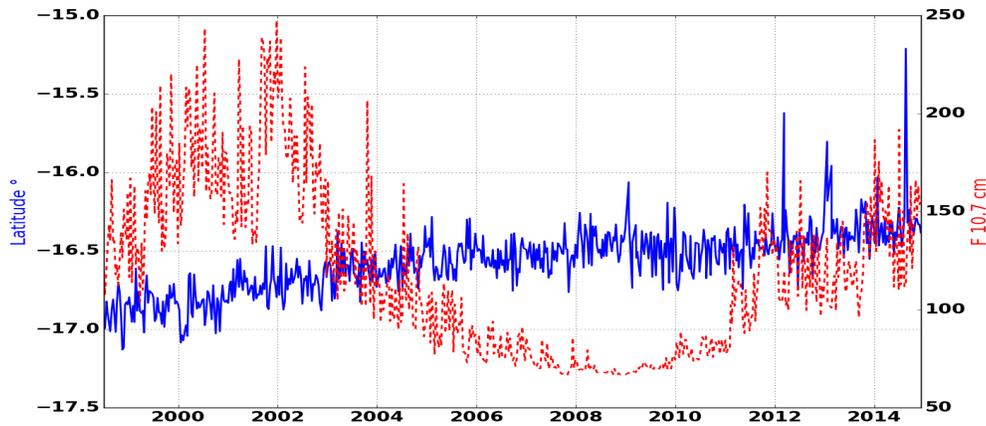


FIGURE 5.13 – Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA magnétique

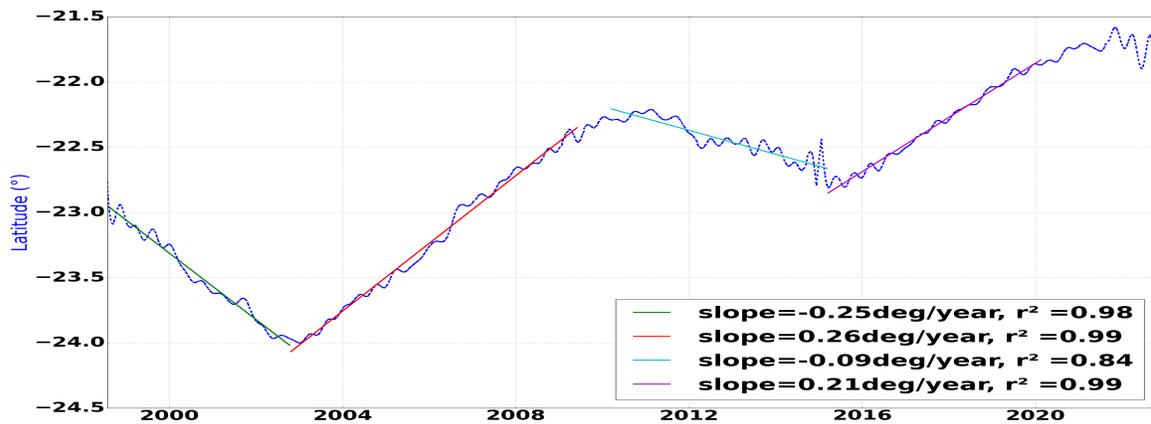


FIGURE 5.14 – Pentes des variations la latitude du barycentre de la SAA

Ensuite, nous étudions les valeurs de pentes des variations linéaires du signal triangulaire que constitue l'évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA. Nous donnons, en figure 5.14, pour chacune des croissances et décroissances de la latitude, les pentes de

celles-ci ainsi que le coefficient de corrélation associée à la régression linéaire effectuée sur la croissance ou décroissance.

De même que pour la surface, les coefficients de corrélation sont très proches de 1. Le coefficient de corrélation est moins haut $r^2 = 0,84$ pour la décroissance entre 2009 et fin 2015, intervalle de temps pour lequel il y a changement de jeux de données. Les valeurs des pentes donnent la vitesse de dérive du barycentre vers le Nord ou vers le Sud et donc de la SAA. Entre 1998 et fin 2002, la SAA dérive vers le Sud à une vitesse de $0,25^\circ/an$, puis remonte vers le Nord de $0,26^\circ/an$ jusqu'à la mi 2009, puis redescend vers le Sud avec une vitesse de $0,09^\circ/an$ jusqu'à juillet 2017 et enfin dérive vers le Nord jusqu'à fin 2019 à $0,21^\circ/an$.

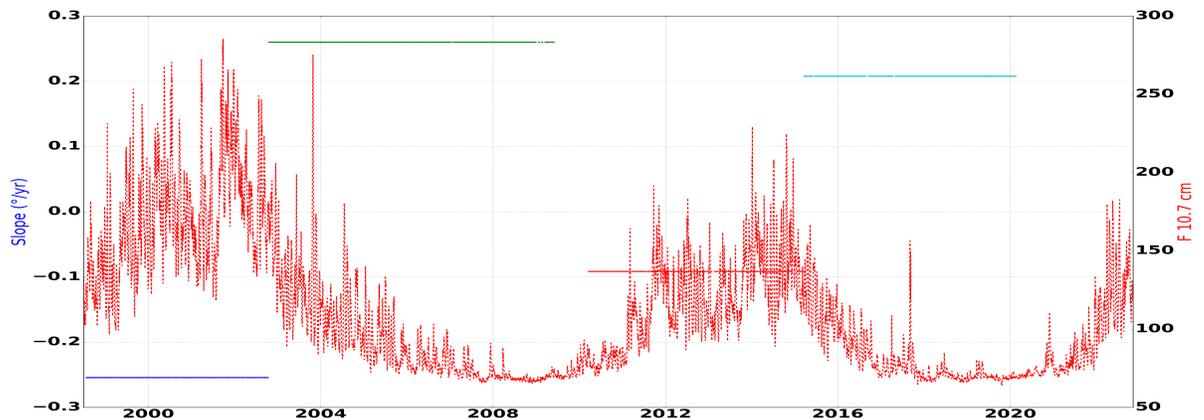


FIGURE 5.15 – Pentes des variations de la latitude comparées à l'activité solaire

En figure 5.15, nous comparons la valeurs de ces pentes ou vitesses de dérives latitudinales à l'activité solaire. De même que la vitesse d'expansion de la surface de la SAA, les vitesses de dérive en latitude sont plus élevées pendant le premier cycle solaire étudié. Ainsi, si l'on admet l'influence de l'activité solaire sur l'évolution de la latitude du barycentre de la SAA, il nous semble cohérent que cette influence soit d'autant plus prononcée que l'intensité du cycle de l'activité solaire soit grande.

5.6 Longitude du barycentre de la SAA

Nous nous intéressons maintenant à la longitude du barycentre de la SAA en termes de flux de protons. Nous donnons, en figure 5.16, son évolution temporelle, ainsi que l'indice de l'activité solaire F 10.7 cm.

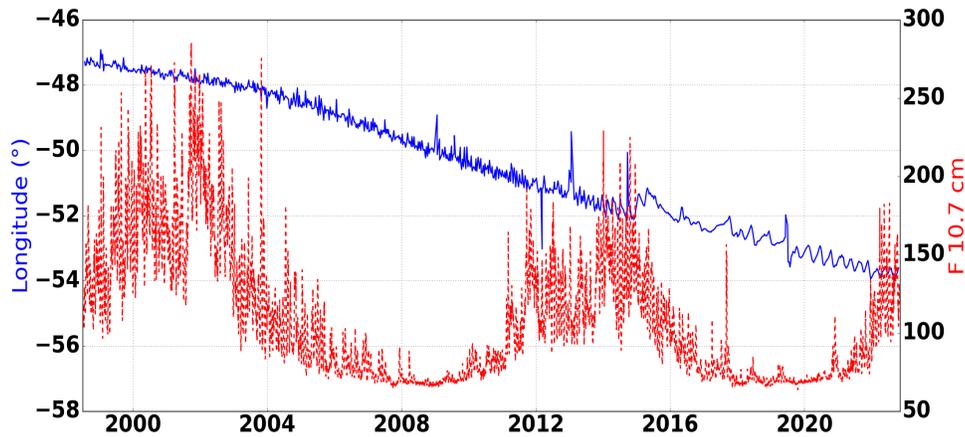


FIGURE 5.16 – Évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA filtrée et de l'activité solaire

Tout d'abord, nous pouvons noter que la longitude semble complètement indépendante de l'activité solaire. L'allure globale est une décroissance, composée de trois branches linéaires, avec un changement de pente, donc un changement de vitesse de dérive vers l'Ouest, fin 2003. La troisième branche linéaire, à partir de début 2014, est différente de la précédente (de 2003 à 2014) parce que, à cette date nous changeons de jeu de données.

Cette dérive vers l'Ouest de la SAA, déjà observée dans la littérature [Konradi et al., 1994], [Bühler et al., 1996], [Badhwar, 1997], [Qin et al., 2014], [Noel et al., 2014], [Schaefer et al., 2016] semble être uniquement due au champ magnétique interne terrestre. En effet, si l'on s'intéresse uniquement à la dérive séculaire du champ magnétique terrestre interne, calculé à partir du modèle CHAOS-7, on observe, en figure 5.17, une décroissance globale de la longitude du barycentre de la SAA magnétique. De plus, on observe sur cette même figure 5.17, une dispersion des valeurs de la longitude de la SAA magnétique ainsi qu'un changement de pente à partir d'avril 2007. En effet, la vitesse de dérive vers l'Ouest du barycentre de la SAA magnétique passe de $0,32^\circ/an$ à $0,35^\circ/an$ après 2007. Ces observations ont été effectuées à la fin de la thèse et n'ont pas pu être expliquées pour l'instant.

De même que pour la latitude, il convient de rappeler que les valeurs des longitudes du barycentre de la SAA définies des deux manières (magnétique et en termes de flux de protons) ne sont pas les mêmes, mais ce qui est important ici ce sont les tendances, et en particulier la décroissance globale de la longitude dans les deux cas.

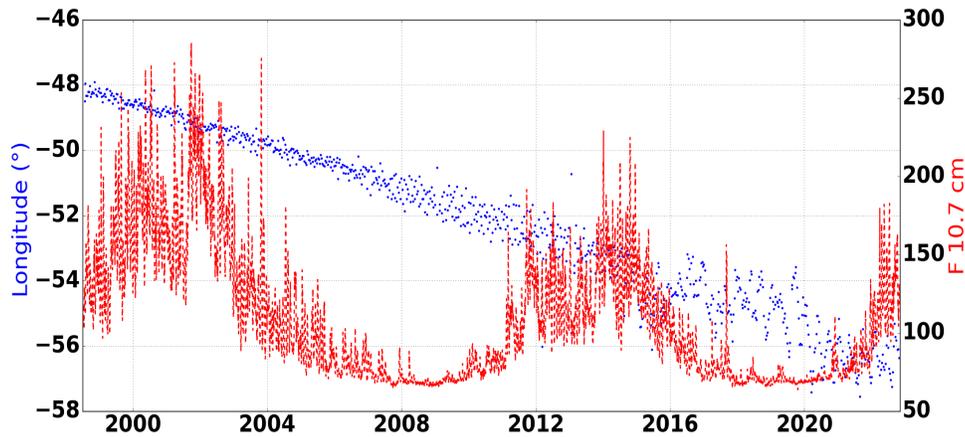


FIGURE 5.17 – Évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA magnétique

De plus, nous constatons que contrairement à la surface et à la latitude du barycentre de la SAA, la longitude ne présente pas d’oscillation de courte période. Ceci est confirmé par le spectre de la longitude, obtenue par une transformée de Fourier. En effet, ici pas de fréquence propre signe d’une quelconque oscillation. Ainsi, l’oscillation en altitude due à la précession du satellite NOAA-15 n’influe pas sur la longitude du barycentre de la SAA.

Ensuite, nous nous intéressons à la vitesse de dérive vers l’Ouest de la longitude du barycentre de la SAA. En figure 5.18, nous redonnons l’allure de la longitude en fonction du temps, séparée en trois branches linéaires. Les régressions linéaires sur les trois branches ont des coefficients de corrélation très proches de 1, respectivement $r^2 = 0,85$ pour la première portion de 1998 à juillet 2003, $r^2 = 0,96$ sur la deuxième portion jusqu’à début 2015 et $r^2 = 0,93$ sur la dernière portion. Les vitesses de dérive vers l’Ouest sont respectivement de $0,16^\circ/an$, $0,35^\circ/an$ et $0,30^\circ/an$. Le changement de pente de 2015 est dû au changement de jeu de données et n’a pas de signification physique. Ces observations sont cohérentes avec les vitesses de dérives obtenues par [Fürst et al., 2009], [Noel et al., 2014], [Schaefer et al., 2016] et [Domingos et al., 2017]. Les valeurs des vitesses de dérive après 2003 sont également très proche des vitesses de dérive obtenues avec la SAA magnétique. Il semble donc que cette dérive vers l’Ouest de la SAA en termes de flux de protons, est bien due uniquement à la dynamique du champ géomagnétique.

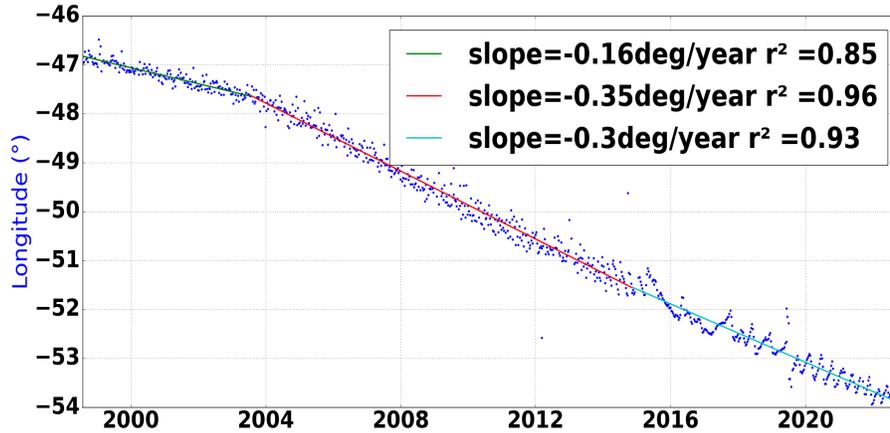


FIGURE 5.18 – Pentes des variations de la longitude du barycentre de la SAA

En revanche, il est pertinent de s'intéresser au changement de vitesse de dérive vers l'Ouest survenu mi-2003. La vitesse de dérive est plus que doublée à cette rupture de pente. Ce changement de pente est également observé par [Fürst et al., 2009] et [Qin et al., 2014]. [Fürst et al., 2009] fait le lien entre ce changement de vitesse de dérive de la SAA en termes de flux de protons, et le jerk géomagnétique de 2003. Un jerk géomagnétique (ou secousse magnétique) est un événement imprévisible, qui accélère brutalement l'évolution du champ magnétique terrestre [Aubert and Finlay, 2019]. Le jerk de 2003, étudié par [Olsen and Mandeia, 2007] à partir de mesures de l'intensité magnétique effectuées sur des satellites à basse altitude, a une intensité particulièrement importante. Il a eu lieu fin 2003, au même instant que le changement de pente de la longitude du barycentre de la SAA. Sans le démontrer, [Fürst et al., 2009] relie ces deux phénomènes. L'influence du champ magnétique terrestre est indéniable sur les valeurs de flux de protons mesurés dans la SAA, mais une étude plus poussée est nécessaire pour conclure sur ce lien avec les jerks. Le changement de pente est bien plus brutal et pas au même moment que le changement de pente de la longitude du barycentre de la SAA magnétique. En effet, pour la SAA la vitesse de dérive change marginalement (de $0,32^{\circ}/an$ à $0,35^{\circ}/an$) en 2007. Il est intéressant de noter que 2007 correspond également à la date d'un jerk géomagnétique [Kotze, 2011].

De même, ces observations sont récentes et non expliquées, mais ouvre la voie à des études plus poussées sur les raisons de changement de vitesse de dérive de la SAA tant d'un point de vue magnétique qu'en terme de flux de protons.

5.7 Comparaison entre différentes énergies

Le moniteur de radiation SEM-2 embarqué sur le satellite NOAA-15 permet de mesurer les flux de protons de plusieurs énergies : 16 MeV, 36 MeV, 70 MeV et 140 MeV. Rappelons que les flux mesurés sont des flux différentiels, *i.e* l'instrument mesure le flux des protons avec une énergie dans un faible intervalle autour de la valeur de l'énergie indiquée. Les données en flux de protons sont disponibles entre 1998 et 2014. Cela nous permet de comparer l'évolution de la dynamique de la SAA avec des flux de protons à différentes énergies.

Surface Les valeurs de surface et de latitude du barycentre seront directement filtrées, pour s'affranchir des oscillations dues à la précession du satellite.

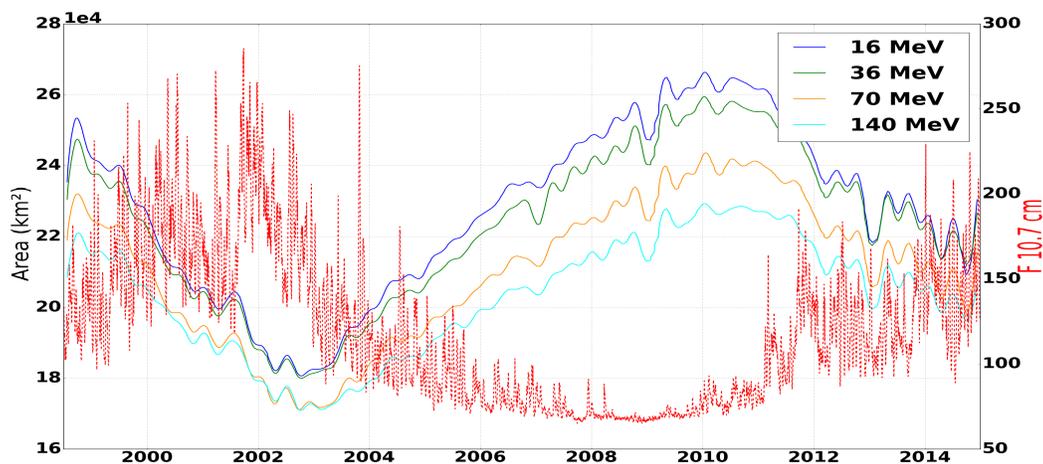


FIGURE 5.19 – Évolution temporelle de la surface de la SAA à différentes énergies et de l'activité solaire

On donne en figure 5.19, l'évolution temporelle de la surface de la SAA en termes de flux de protons à différentes énergies. Quelle que soit l'énergie du canal de flux, l'allure est la même pour la surface. Nous avons toujours un signal triangulaire, en anti-corrélation avec l'activité solaire avec un retard de phase de quelques 700 jours. En revanche, l'amplitude de ces allures, et donc la surface de la SAA, est différente selon l'énergie. Ainsi, plus l'énergie est basse, plus la surface de la SAA est grande. Rappelons que pour chaque énergie, le critère d'appartenance à la SAA, est un critère de seuil de valeur de flux minimum à dépasser. Par exemple, pour le canal 16 MeV, on ne garde que les flux dont la valeur est supérieure à 10% de la valeur maximale de flux du canal 16 MeV mesuré sur l'intervalle de temps complet. De manière plus fine, nous observons que les écarts entre les valeurs de la surface d'une énergie

à l'autre, sont plus importants au minimum solaire qu'à forte activité. Ensuite, les valeurs des surfaces pour 16 et 36 MeV, sont plutôt rapprochées, de même que celles pour 70 et 140 MeV. Ainsi, les valeurs de surface pour 70 MeV sont plus proches de celles de la surface pour 140 MeV que pour 36 MeV, même si l'écart en énergie est plus important.

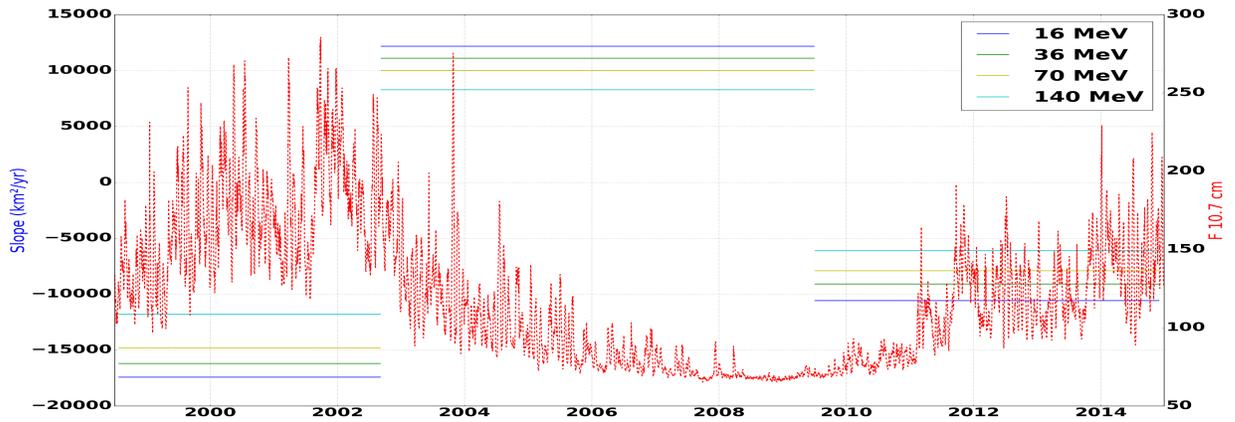


FIGURE 5.20 – Pentés des variations la surface comparées à l'activité solaire pour les différentes énergies

Enfin, on donne en figure 5.20, les différentes pentes des branches linéaires du signal triangulaire que constituent les surfaces de la SAA. Nous observons que plus l'énergie est grande, moins les croissances et décroissances de la surface de la SAA sont rapides.

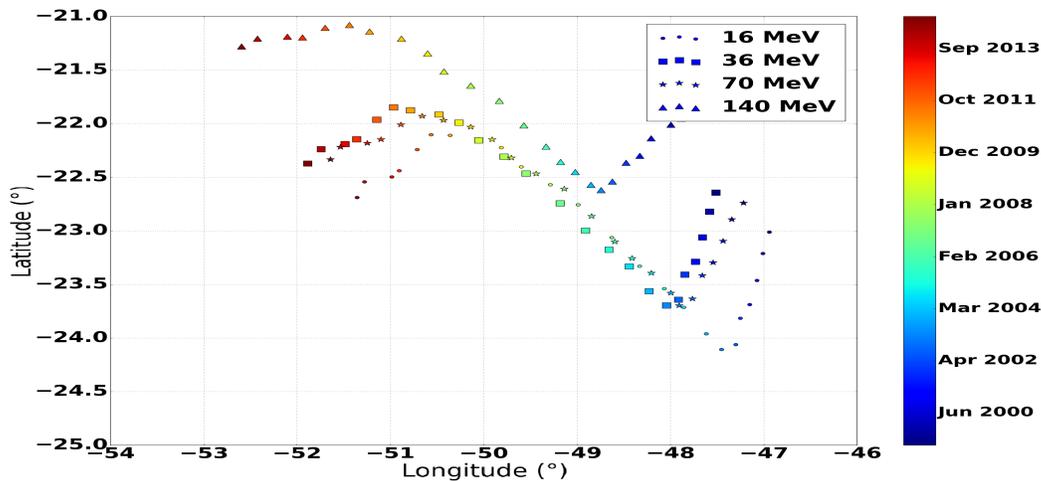


FIGURE 5.21 – Évolution temporelle de la position du barycentre de la SAA à différentes énergies

Position du barycentre Nous donnons, en figure 5.21, l'évolution de la position du barycentre, toujours entre 1998 et 2014, pour les différentes énergies des différents canaux. Nous observons que la position du barycentre (et donc de la SAA), suit les mêmes tendances pour les 4 différentes énergies mais à des niveaux différents en latitude et longitude.

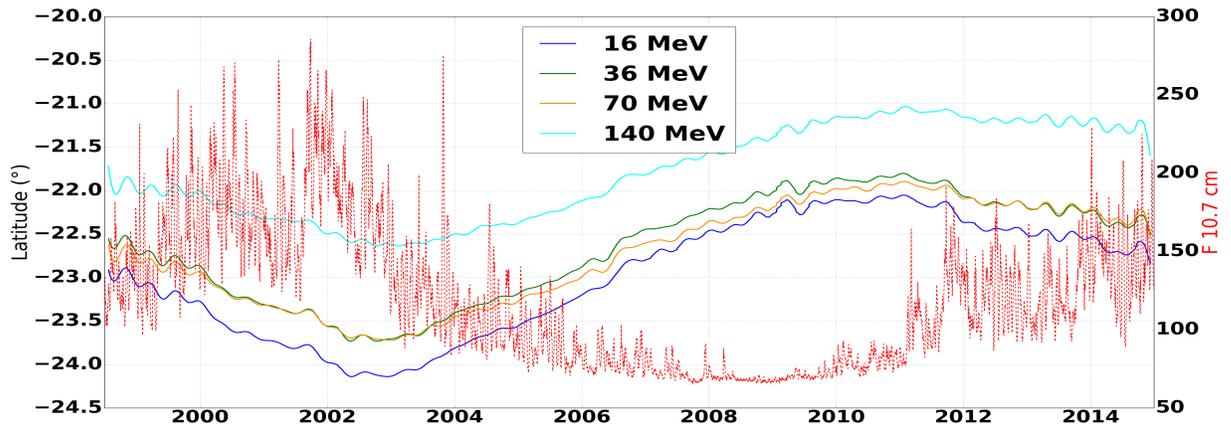


FIGURE 5.22 – Évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA à différentes énergies et de l'activité solaire

Latitude du barycentre Nous donnons, en figure 5.22, l'évolution temporelle de la latitude du barycentre (on rappelle qu'il s'agit ici du signal filtré), pour les 4 canaux aux différentes énergies. Nous observons que les allures des latitudes sont les mêmes pour toutes les énergies, mais les amplitudes sont différentes. Ainsi, plus l'énergie est grande plus la SAA est au Nord, proche de l'équateur géographique. Concernant les écarts entre les valeurs des latitudes en fonction des différentes énergies, certaines observations sont contradictoires. La valeur de la différence d'énergie entre deux canaux paraît influencer sur la valeur des écarts en latitude : la latitude du canal 140 MeV, est très éloignée des 3 autres canaux, cohérent avec l'important écart en énergie. Cependant, l'écart entre le canal 36 MeV est plus important avec le canal 16 MeV qu'avec le canal 70 MeV alors que l'écart d'énergie est plus important. Et même la latitude à 36 MeV est la plupart du temps plus faible que la latitude à 70 MeV.

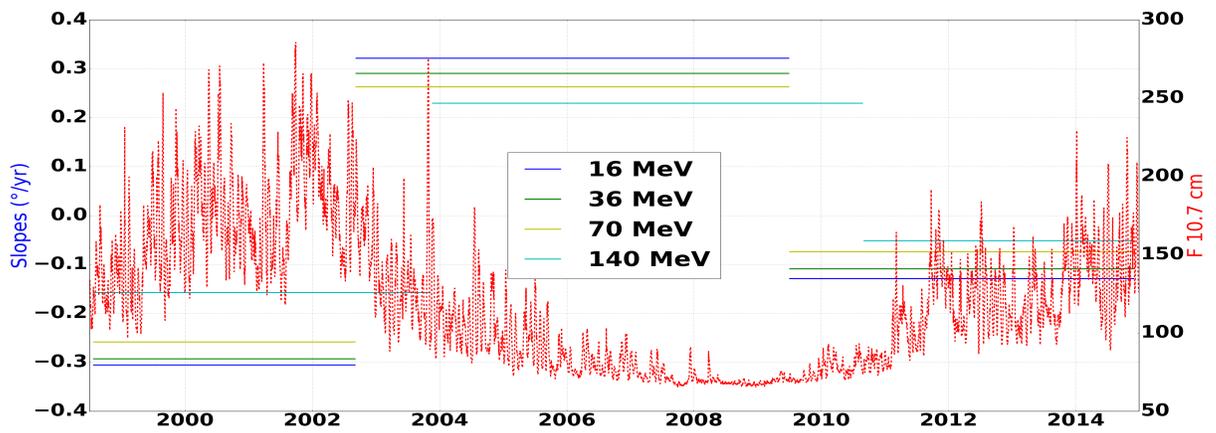


FIGURE 5.23 – Pentés des variations de la latitude comparées à l’activité solaire pour les différentes énergies

Nous nous intéressons maintenant à la valeur des pentes des branches linéaires des latitudes des barycentres pour les différentes énergies. Nous comparons celles-ci en figure 5.23. Ici nous pouvons observer que plus l’énergie est grande, moins les croissances et décroissances sont pentues.

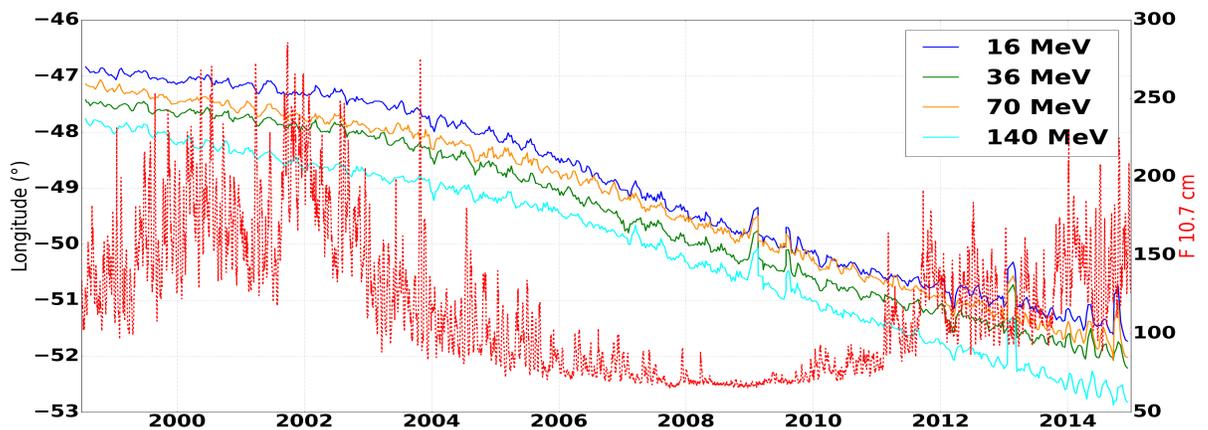


FIGURE 5.24 – Évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA à différentes énergies et de l’activité solaire

Longitude de la SAA Enfin, nous nous intéressons à la longitude du barycentre de la SAA pour les différentes énergies. Nous donnons son évolution temporelle en figure 5.24. De même que pour les autres grandeurs, nous observons que les allures des longitudes aux

différentes énergies sont les mêmes, mais avec des amplitudes différentes. Globalement, plus l'énergie du canal est grande, plus la SAA est à l'Ouest. On note deux exceptions pour les canaux de 36 et 70 MeV, pour lesquels le second est moins à l'Ouest que le premier. Les écarts en longitude semblent indépendants de l'écart d'énergie, il n'y a pas de différences dans les écarts entre deux canaux. Enfin, les pentes des longitudes aux différentes énergies sont semblables et indépendantes de la valeur de l'énergie du canal. On retrouve toujours la rupture de pente fin 2003.

5.8 Conclusion sur l'étude de la dynamique de la SAA

Plutôt que d'étudier classiquement la dynamique de la SAA à partir de valeurs d'intensité du champ magnétique, nous voulions, dans cette partie de la thèse, l'étudier à partir des flux de protons mesurés par des moniteurs de radiations embarqués sur des satellites à basse altitude. Ainsi, nous avons profité de la disponibilité des données de mesures de flux de protons effectuées par l'instrument SEM-2 embarqué sur le satellite NOAA-15 de 1998 à aujourd'hui. Nous avons donc à notre disposition 24 années de données, intervalle de temps particulièrement intéressant, parce qu'il recouvre plus de deux cycles solaires (dont la durée est de 11 ans). Ainsi, avec ces données, nous avons pu étudier la dynamique de la SAA, définie à partir de critères géographiques (critères en latitude et en longitude) et de valeur seuil de flux de protons mesurés.

Nous avons, tout d'abord, étudié l'évolution de la surface de la SAA. Nous avons vu que l'allure temporelle de celle-ci avait une allure de signal triangulaire, anti-corrélée avec l'activité solaire, avec un retard de phase de quelques 700 jours. Cette anti-corrélation et ce retard de phase ont été expliqués, en s'appuyant sur des phénomènes connus dans la littérature. Pendant un maximum d'activité solaire, le Soleil réchauffe plus l'atmosphère et donc favorise l'absorption des protons peuplant les ceintures par l'atmosphère. En outre, plus le Soleil est actif plus son champ magnétique protège l'ensemble du système solaire, et l'environnement de la Terre en particulier, des rayons cosmiques. De plus les pentes des croissances ou décroissances linéaires de la surface ont été comparées. Nous sommes arrivés à la conclusion que les croissances et décroissances sont d'autant plus importantes que l'intensité du cycle solaire concomitant est grande.

Ensuite, nous avons défini un barycentre de la SAA en termes de flux. L'évolution de la position de ce barycentre représente l'évolution de la position globale de la SAA. Nous avons vu que la SAA se déplaçait selon une oscillation Nord-Sud, avec une montée globale de 1° entre 1998 et 2022 vers l'équateur géographique. La SAA dérive aussi globalement vers

l'Ouest de 7° en 24 ans.

Nous nous sommes intéressés plus précisément à l'évolution temporelle de la latitude du barycentre de la SAA. Celle-ci a une allure similaire à la surface de la SAA. Il s'agit d'un signal triangulaire, anti-corrélé avec l'activité solaire avec un retard de phase. Cette anti-corrélation et donc dépendance à l'activité solaire, n'a pas été expliquée. Nous donnons cependant une piste de réflexion, pour l'expliquer. Cette piste consiste à dire que le réchauffement de l'atmosphère par le Soleil pendant un pic d'activité de celui-ci, ne se fait pas de manière uniforme, mais plus intensément aux alentours de l'équateur géographique. Ensuite, les pentes de ces variations de la latitude ne sont pas les mêmes selon l'amplitude du cycle solaire concomitant. En effet, nous remarquons que les croissances et décroissances de la latitude du barycentre sont d'autant plus pentues que le cycle solaire est intense.

De même, nous nous sommes intéressés à l'évolution temporelle de la longitude du barycentre de la SAA. Nous avons remarqué une décroissance globale vers l'Ouest, mais complètement indépendante de l'activité solaire. En revanche, nous avons observé, que cette dérive n'était pas tout à fait régulière puisque deux décroissances linéaires se succèdent, séparées par un changement de pente fin 2003. Ce changement de pente, qui a fait doubler la dérive de la SAA vers l'Ouest (de $0,16^\circ/\text{an}$ à $0,35^\circ/\text{an}$), est lui aussi inexplicable.

Enfin, l'instrument SEM-2 disposant de 4 canaux de mesures de protons, en fonction de l'énergie des protons mesurés, nous avons comparé les grandeurs caractéristiques précédentes (surface, position, latitude et longitude du barycentre) à différentes énergies. Pour toutes les énergies, les tendances et les allures de ces grandeurs sont les mêmes. Cependant, nous avons observé que plus l'énergie était grande, plus la surface de la SAA était petite, et plus son barycentre était au Nord et à l'Ouest.

6 Conclusion

L'environnement radiatif spatial terrestre est un environnement hostile pour les satellites envoyés par l'homme. Constitué de particules à haute énergie, responsables d'anomalies sur les instruments électroniques des satellites, il est primordial pour les agences spatiales internationales et les industriels de l'espace de connaître précisément cet environnement. Pour cela, les agences spatiales et en particulier le CNES, embarquent des moniteurs de radiations sur des satellites ayant des orbites différentes. L'objectif est de décrire et de reconstruire l'ensemble de l'environnement autour de la Terre, *i.e.*, donner à chaque endroit, chaque instant les valeurs de flux de protons et électrons présents. Cependant, tandis que l'objectif est d'avoir les niveaux de radiations jusqu'à l'orbite géostationnaire, les mesures des flux sont moins coûteuses, plus fiables et plus robustes lorsqu'elles sont effectuées sur des satellites en orbite basse. De fait, il faudrait, avec les modèles théoriques et les mesures dont on dispose aujourd'hui, être capable de décrire l'ensemble de l'environnement uniquement à partir des données récoltées en orbite basse.

Ainsi, l'objectif de la première partie de cette thèse était de comparer des mesures de flux d'électrons effectuées en orbite basse à des mesures effectuées à plus haute altitude.

Nous avons tout d'abord comparé les flux d'électrons mesurés dans le cadre de la mission CARMEN-3 en orbite basse à ceux mesurés dans le cadre de la mission CARMEN-4. Cette comparaison s'est effectuée de juin à octobre 2019, pendant la phase de la montée en géostationnaire du satellite E7C de la mission CARMEN-4.

Nous avons observé une même tendance dans les allures temporelles des flux d'électrons mesurés dans le cadre des missions étudiées. En particulier, nous avons montré que le vidage de la ceinture externe en électrons successivement à un remplissage dû à un événement solaire suit une atténuation exponentielle. De plus, constatant une similitude dans les allures des flux, à l'aide de méthodes statistiques classiques, nous avons présenté une fonction de projection qui permet d'estimer les flux mesurés pendant la mission CARMEN-4 à partir des flux mesurés pendant la mission CARMEN-3.

Ensuite, les flux mesurés dans le cadre des missions CARMEN-2 et CARMEN-3 ont été comparés avec ceux mesurés par l'instrument embarqué dans le cadre de la mission RBSP.

Le satellite de la mission CARMEN-2 suit la même orbite basse que le satellite de la mission CARMEN-3, mais sur un intervalle de temps antérieur. Le satellite RBSP suit lui une orbite elliptique atteignant 30 600 km à son apogée. Cette mission, par sa longévité et la grande ellipticité de son orbite était une source très importante de données en flux de particules pour décrire l’environnement radiatif spatial terrestre. Cette mission ayant pris fin en 2019, il est urgent de mettre en place des méthodes de description de l’environnement radiatif à partir de mesures de flux effectuées dans le cadre d’autres missions.

Nous avons ainsi, à partir de méthodes utilisant des techniques d’apprentissage supervisées, mis en place une procédure qui permet d’estimer les flux mesurés par RBSP à partir des flux mesurés par les missions CARMEN-2 et 3.

Ces deux études nous ont permis de donner des bons moyens d’estimation des flux d’électrons à plus hautes altitudes à partir des flux mesurés en orbite basse. En revanche, quelle que soit l’étude, nous constatons que les méthodes mises en place ont de bons résultats au coeur de la ceinture externe mais les performances décroissent vite à mesure que l’on s’en éloigne. En effet, les instruments dont on récolte les données de mesures ne sont pas assez précis ni performants pour des faibles valeurs de flux, ce qui est le cas en dehors du coeur de la ceinture. Ainsi, il est primordial de développer des instruments de mesures plus robustes, qui puissent effectuer des mesures de flux plus précises en dehors du coeur des ceintures. En particulier, les futurs instruments devront être capables de mieux discriminer les électrons des protons et faire des mesures plus fines des flux à faibles valeurs.

Également, notre travail avec des méthodes d’apprentissage supervisé, constitue une première approche et laisse entendre que, certainement, une étude plus poussée avec notamment des réseaux de neurones plus complexes (séquentiel à couches cachées etc.) permettrait d’obtenir de meilleurs résultats.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux flux de protons mesurés dans le cadre des missions CARMEN-3 et CARMEN-4. Nous avons comparé ces deux jeux de données, à l’aide de méthodes statistiques classiques. Nous ne sommes pas parvenus à établir une fonction de projection entre les mesures en orbite basse et celles effectuées à plus hautes altitudes. En revanche, cette étude nous a permis de donner un encadrement restreint des flux de protons mesurés pendant les deux missions.

Enfin, une dernière partie de la thèse a consisté à étudier la dynamique de l’Anomalie Sud Atlantique (SAA), par une approche originale. En effet, à partir des flux de protons mesurés sur le satellite en orbite basse NOAA-15, nous avons étudié l’évolution de la surface et de la position de la SAA, de 1998 à 2022, *i.e* sur la durée de plus de deux cycles solaires.

Nous avons montré que la surface de la SAA est anti-corrélée avec un léger déphasage avec l'activité solaire. Cette anti-corrélation couplée au retard a été expliquée physiquement. Pour étudier l'évolution de la position de la SAA, nous avons construit un barycentre en termes de flux de protons de celle-ci. Nous avons observé que la latitude de ce barycentre était également anti-corrélée, avec le même retard que pour la surface, avec l'activité solaire. Nous avons également constaté une dérive globale vers le Nord, dérive que l'on retrouve si l'on étudie la SAA d'un seul point de vue géomagnétique.

Enfin, l'étude de la longitude du barycentre de la SAA, nous a permis de voir que celle-ci dérivait globalement vers l'Ouest, à raison de 7 degrés en 24 ans. La vitesse de dérive est constante de 1998 à fin 2003 et double ensuite pour rester constante jusqu'à fin 2022. Cette dérive globale vers l'Ouest se retrouve dans l'étude géomagnétique de la SAA, en revanche le changement de vitesse qui arrive fin 2003 reste aujourd'hui inexpliqué.

À notre sens, l'étude de la dynamique de la SAA en termes de flux de protons, est une piste très intéressante et prometteuse pour comprendre des phénomènes qu'une seule étude géomagnétique ne permet pas et nous espérons que ces travaux ouvriront la voie à d'autres, qui répondront aux questions posées dans les conclusions de cette thèse.

Publications

Les travaux menés pendant le cours de ma thèse, m'ont permis de participer à différentes conférences internationales et de publier dans des journaux de recherche.

Les travaux présentés dans la section 3.1, qui concernent la projection des flux en électrons par méthodes statistiques classiques ont donné lieu à un oral de conférence au COSPAR en juillet 2022 ainsi qu'à un article publié en janvier 2023 dans le journal *Advances in Space Research* [Ginisty et al., 2023a].

L'étude présentée dans cette section 3.2, qui concerne la projection des flux en électrons par des méthodes d'apprentissage supervisé, a donné lieu à une présentation à la conférence RADECS en octobre 2022 à Venise et à un article dans le journal *IEEE Transaction on Nuclear Science* [Ginisty et al., 2023b].

Enfin l'étude de la dynamique de la SAA, développée en section 5, a été présentée en avril 2023 à la conférence de l'EGU 2023 (<https://meetingorganizer.copernicus.org/EGU23/EGU23-12704.html>) et donnera lieu dans les prochains mois à un article dans un journal, certainement dans le *Journal of Geophysical Research*.

Références

- [omn, 2022] (2022). Omniweb. <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>.
- [Adams et al., 1992] Adams, L., Daly, E., Harboe-Sorensen, R., Nickson, R., Haines, J., Schafer, W., Conrad, M., Griech, H., Merkel, J., Schwall, T., and Henneck, R. (1992). A verified proton induced latch-up in space (cmos sram). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 39(6) :1804–1808.
- [Alken et al., 2021] Alken, P., Thébault, E., Beggan, C. D., Amit, H., Aubert, J., Baerenzung, J., Bondar, T. N., Brown, W. J., Califf, S., Chambodut, A., Chulliat, A., Cox, G. A., Finlay, C. C., Fournier, A., Gillet, N., Grayver, A., Hammer, M. D., Holschneider, M., Huder, L., Hulot, G. G., Jager, T., Kloss, C., Korte, M., Kuang, W., Kuvshinov, A., Langlais, B., Léger, J.-M., Lesur, V., Livermore, P. W., Lowes, F. J., Macmillan, S., Magnes, W., Manda, M., Marsal, S., Matzka, J., Metman, M. C., Minami, T., Morschhauser, A., Mound, J. E., Nair, M., Nakano, S., Olsen, N., Pavón-Carrasco, F. J., Petrov, V. G., Ropp, G., Rother, M., Sabaka, T. J., Sanchez, S., Saturnino, D., Schnepf, N. R., Shen, X., Stolle, C., Tangborn, A., Tøffner-Clausen, L., Toh, H., Torta, J. M., Varner, J., Vervelidou, F., Vigneron, P., Wardinski, I., Wicht, J., Woods, A., Yang, Y., Zeren, Z., and Zhou, B. (2021). International Geomagnetic Reference Field : the thirteenth generation. *Earth Planets and Space*, 73 :49.
- [Aubert, 2015] Aubert, J. (2015). Geomagnetic forecasts driven by thermal wind dynamics in the earth’s core. *Geophysical Journal International*, 203 :1738–1751.
- [Aubert and Finlay, 2019] Aubert, J. and Finlay, C. C. (2019). Geomagnetic jerks and rapid hydromagnetic waves focusing at Earth’s core surface. *Nature Geoscience*, 12(5) :393–398.
- [Aubry et al., 2020] Aubry, M., Costes-Ori, V., Standarovski, D., and Ecoffet, R. (2020). Analysis of the drift of the south atlantic anomaly from icare and sem-2 flight data. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, PP :1–1.
- [Badhwar, 1997] Badhwar, G. D. (1997). Drift rate of the south atlantic anomaly. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 102(A2) :2343–2349.
- [Bedingfield et al., 1995] Bedingfield, K. L., Leach, R., and Alexander, M. B. (1995). Spacecraft system failures and anomalies attributed to the natural space environment.
- [Benacquista, 2017] Benacquista, R. (2017). *Impact des structures du vent solaire sur les ceintures de radiation terrestres*. Theses, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE) ; Université de Toulouse.

- [Benck et al., 2010] Benck, S., Mazzino, L., Cyamukungu, M., Cabrera, J., and Pierrard, V. (2010). Low altitude energetic electron lifetimes after enhanced magnetic activity as deduced from sac-c and demeter data. *Annales Geophysicae*, 28(3) :849–859.
- [Bezerra et al., 2009] Bezerra, F., Lorfèvre, E., Ecoffet, R., Peyre, D., Binois, C., Duzellier, S., Falguère, D., Nuns, T., Melotte, M., Calvel, P., Marec, R., Chatry, N., Falo, W., and Deneau, C. (2009). In flight observation of proton induced destructive single event phenomena. *2009 European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, pages 126–132.
- [Blake et al., 2013] Blake, J., Carranza, P., Claudepierre, S., Clemmons, J., Crain, W., Dotan, Y., Fennell, J., Fuentes, F., Galvan, R., George, J., et al. (2013). The magnetic electron ion spectrometer (mageis) instruments aboard the radiation belt storm probes (rbps) spacecraft. In *The Van Allen probes mission*, pages 383–421. Springer.
- [Boscher et al., 2011] Boscher, D., Bourdarie, S., Falguere, D., Lazaro, D., Bourdoux, P., Baldran, T., Rolland, G., Lorfèvre, E., and Ecoffet, R. (2011). In flight measurements of radiation environment on board the french satellite jason-2. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 58 :916 – 922.
- [Boscher et al., 2014] Boscher, D., Lazaro, D., Maget, V., Rolland, G., Lorfèvre, E., and Ecoffet, R. (2014). The icare-ng detectors’ family : a new set of data for earth’s radiation belt characterization. *40th COSPAR Scientific Assembly*, 40 :PRBEM–1.
- [Bourdarie et al., 2008] Bourdarie, S. et al. (2008). Data analysis procedure, panel on radiation belt environment modeling. Available : [http://craterre.onecert.fr/prbem/Data analysis.pdf](http://craterre.onecert.fr/prbem/Data%20analysis.pdf).
- [Bourdarie et al., 2019] Bourdarie, S., Fournier, A., Sicard, A., Hulot, G., Aubert, J., Standardovski, D., and Ecoffet, R. (2019). Impact of earth’s magnetic field secular drift on the low-altitude proton radiation belt from 1900 to 2050. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 66(7) :1746–1752.
- [Bühler et al., 1996] Bühler, P., Desorgher, L., Zehnder, A., Daly, E., and Adams, L. (1996). Observations of the low earth orbit radiation environment from mir. *Radiation measurements*, 26(6) :917–921.
- [Camporeale, 2019] Camporeale, E. (2019). The challenge of machine learning in space weather : Nowcasting and forecasting. *Space Weather*, 17(8) :1166–1207.
- [Campuzano et al., 2019] Campuzano, S., Gómez-Paccard, M., Pavón-Carrasco, F. J., and Maria Luisa, O. (2019). Emergence and evolution of the south atlantic anomaly revealed

- by the new paleomagnetic reconstruction shawq2k. *Earth and Planetary Science Letters*, 512 :17–26.
- [Caron et al., 2022] Caron, P., Bourdarie, S., Falguère, D., Lazaro, D., Bourdoux, P., Thakur, V., Timmerman, P., Hernandez, R., Schneider, G., Keys, C., Baylocq, M., Balcon, N., Standarovski, D., Mekki, J., and Ecoffet, R. (2022). In-flight measurements of radiation environment observed by eutelsat 7c (electric orbit raising satellite). *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 69(7) :1527–1532.
- [Casadio and Arino, 2011] Casadio, S. and Arino, O. (2011). Monitoring the south atlantic anomaly using atsr instrument series. *Advances in Space Research*, 48(6) :1056–1066.
- [Cesaroni, C et al., 2020] Cesaroni, C et al. (2020). Neural network based model for global total electron content forecasting. *J. Space Weather Space Clim.*, 10. Art No. 11.
- [Chapman and Ferraro, 1931] Chapman, S. and Ferraro, V. C. A. (1931). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity (Journal of Geophysical Research)*, 36(2) :77.
- [Chu et al., 2017a] Chu, X. et al. (2017a). A neural network model of three-dimensional dynamic electron density in the inner magnetosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(9) :9183–9197.
- [Chu et al., 2017b] Chu, X. N., Bortnik, J., Li, W., Ma, Q., Angelopoulos, V., and Thorne, R. M. (2017b). Erosion and refilling of the plasmasphere during a geomagnetic storm modeled by a neural network. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(7) :7118–7129.
- [Claudepierre and O’Brien, 2020] Claudepierre, S. and O’Brien, T. (2020). Specifying high-altitude electrons using low-altitude LEO systems : The SHELLS model. *Space Weather*, 18(3). Art No. e2019SW002402.
- [Claudepierre et al., 2020] Claudepierre, S. G., Ma, Q., Bortnik, J., O’Brien, T. P., Fennell, J. F., and Blake, J. B. (2020). Empirically estimated electron lifetimes in the earth’s radiation belts : Van allen probe observations. *Geophysical Research Letters*, 47(3) :e2019GL086053. e2019GL086053 10.1029/2019GL086053.
- [Cottaar and Lekic, 2016] Cottaar, S. and Lekic, V. (2016). Morphology of seismically slow lower mantle structures. *Geophysical Journal International*, 207 :ggw324.
- [Dachev et al., 1999] Dachev, T. P., Tomov, B., Matviichuk, Y. N., Koleva, R., Semkova, J., Petrov, V., Benghin, V., Ivanov, Y. V., Shurshakov, V., and Lemaire, J. (1999). Solar

- cycle variations of mir radiation environment as observed by the liulin dosimeter. *Radiation Measurements*, 30(3) :269–274.
- [De Santis et al., 2013] De Santis, A., Qamili, E., and Wu, L. (2013). Toward a possible next geomagnetic transition? *Natural Hazards and Earth System Sciences Discussions*, 1.
- [Domingos et al., 2017] Domingos, J., Jault, D., Pais, M. A., and Manda, M. (2017). The south atlantic anomaly throughout the solar cycle. *Earth and Planetary Science Letters*, 473 :154–163.
- [Dragt et al., 1966] Dragt, A. J., Austin, M. M., and White, R. S. (1966). Cosmic ray and solar proton albedo neutron decay injection. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 71(5) :1293–1304.
- [Ecoffet et al., 2018] Ecoffet, R., Bourdarie, S., Maget, V., Standarovski, D., and Bezerra, F. (2018). Recent and upcoming observations of the CARactérisation et Modélisation de l'ENvironnement (CARMEN) mission. 42 :PRBEM.2–11–18.
- [El-Eraki et al., 2018] El-Eraki, M., Lethy, A., Samy, A., and Deebes, H. (2018). "the disturbance storm time (dst) index prediction using time delay neural network during some extreme geomagnetic storms".
- [Evans and Greer, 2000] Evans, D. and Greer, M. (2000). Polar orbiting environmental satellite space environment monitor. *2000*.
- [Evans and Greer, 2004] Evans, D. and Greer, M. (2004). Polar orbiting environmental satellite space environment monitor - 2 instrument descriptions and archive data documentation. *NOAA Tech. Memo. 1.4*.
- [Falguere et al., 2003] Falguere, D., Boscher, D., Nuns, T., Duzellier, S., Bourdarie, S., Ecoffet, R., Barde, S., Cueto, J., Alonzo, C., and Hoffman, C. (2003). In-flight observations of the radiation environment and its effects on devices in the sac-c polar orbit. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 49 :2782 – 2787.
- [Farley and Walt, 1971] Farley, T. A. and Walt, M. (1971). Source and loss processes of protons of the inner radiation belt. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 76(34) :8223–8240.
- [Finlay et al., 2016] Finlay, C. C., Aubert, J., and Gillet, N. (2016). Gyre-driven decay of the Earth's magnetic dipole. *Nature Communications*, (7) :10422.
- [Finlay et al., 2020] Finlay, C. C., Kloss, C., Olsen, N., Hammer, M. D., Tøffner-Clausen, L., Grayver, A., and Kuvshinov, A. (2020). The chaos-7 geomagnetic field model and observed changes in the south atlantic anomaly. *Earth, Planets and Space*, 72(1) :1–31.

- [Finlay et al., 2010] Finlay, C. C., Maus, S., Beggan, C. D., Bondar, T. N., Chambodut, A., Chernova, T. A., Chulliat, A., Golovkov, V. P., Hamilton, B., Hamoudi, M., Holme, R., Hulot, G., Kuang, W., Langlais, B., Lesur, V., Lowes, F. J., Lühr, H., Macmillan, S., Manda, M., Mclean, S., Manoj, C., Menvielle, M., Michaelis, I., Olsen, N., Rauberg, J., Rother, M., Sabaka, T. J., Tangborn, A., Tøffner-Clausen, L., Thébaud, E., Thomson, A. W. P., Wardinski, I., Wei, Z., and Zvereva, T. I. (2010). International Geomagnetic Reference Field : the eleventh generation. *Geophysical Journal International*, 183(3) :1216–1230.
- [Fürst et al., 2009] Fürst, F., Wilms, J., Rothschild, R. E., Pottschmidt, K., Smith, D. M., and Lingenfelter, R. (2009). Temporal variations of strength and location of the south atlantic anomaly as measured by RXTE. *Earth and Planetary Science Letters*, 281(3-4) :125–133.
- [Ginet et al., 2013] Ginet, G., O’Brien, T., Huston, S., Johnston, W., Guild, T., Friedel, R., Lindstrom, C., Roth, C., Whelan, P., Quinn, R., Madden, D., Morley, S., and Su, Y.-J. (2013). Ae9, ap9 and spm : New models for specifying the trapped energetic particle and space plasma environment. *Space Science Reviews*, 179.
- [Ginisty et al., 2023a] Ginisty, F. et al. (2023a). Comparison of relativistic electron flux at low earth orbit (LEO) and electric orbit raising (EOR) from the carmen missions. *Advances in Space Research*.
- [Ginisty et al., 2023b] Ginisty, F., Wrobel, F., Ecoffet, R., Standarovski, D., Mekki, J., Ruffenach, M., Balcon, N., and Michez, A. (2023b). Carmen 2 3 leo electron flux measurements linear projection onto rbsp elliptical orbit. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, pages 1–1.
- [Gold, 1959] Gold, T. (1959). Motions in the magnetosphere of the earth. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 64(9) :1219–1224.
- [Hathaway, 2015] Hathaway, D. H. (2015). The solar cycle. *Living reviews in solar physics*, 12 :1–87.
- [Huang et al., 2022] Huang, S. et al. (2022). Application of recurrent neural network to modeling earth’s global electron density. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 127(9). Art No. e2022JA030695.
- [Hulot et al., 2002] Hulot, G., Eymin, C., Langlais, B., Manda, M., and Olsen, N. R. B. (2002). Small-scale structure of the geodynamo inferred from oersted and magsat satellite data. *Nature*, 416 :620–623.

- [Huston et al., 1998] Huston, S., Kuck, G., and Pfitzer, K. (1998). Solar cycle variation of the low-altitude trapped proton flux. *Advances in Space Research*, 21(12) :1625–1634.
- [Koga et al., 1997] Koga, R., Penzin, S., Crawford, K., and Crain, W. (1997). Single event functional interrupt (sefi) sensitivity in microcircuits. In *RADECS 97. Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems (Cat. No.97TH8294)*, pages 311–318.
- [Konradi et al., 1994] Konradi, A., Badhwar, G., and Braby, L. (1994). Recent space shuttle observations of the south atlantic anomaly and the radiation belt models. *Advances in Space Research*, 14(10) :911–921.
- [Koskinen and Kilpua, 2022] Koskinen, H. E. J. and Kilpua, E. K. J. (2022). *Radiation Belts and Their Environment*, pages 1–25. Springer International Publishing, Cham.
- [Kotze, 2011] Kotze, P. (2011). Signature of the 2007 geomagnetic jerk at the hermanus magnetic observatory, south africa. *South African Journal of Geology*, 114 :207–210.
- [Kuznetsov et al., 2010] Kuznetsov, N., Nikolaeva, N., and Panasyuk, M. (2010). Variation of the trapped proton flux in the inner radiation belt of the earth as a function of solar activity. *Cosmic Research*, 48(1) :80–85.
- [Laj and Kissel, 2015] Laj, C. and Kissel, C. (2015). An impending geomagnetic transition? hints from the past. *Frontiers in Earth Science*, 3.
- [Lazaro et al., 2013] Lazaro, D., Boscher, D., Bourdarie, S., Sicard-Piet, A., Rolland, G., Ecoffet, R., and Lorfèvre, E. (2013). Radiation belt activity indices and solar proton event alarm on the craterre project web site. In *2013 14th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, pages 1–7.
- [Lenchek and Singer, 1962] Lenchek, A. M. and Singer, S. F. (1962). Geomagnetically trapped protons from cosmic-ray albedo neutrons. *Journal of Geophysical Research*, 67(4).
- [Li and Hudson, 2019] Li, W. and Hudson, M. (2019). Earth’s van allen radiation belts : From discovery to the van allen probes era. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 124(11) :8319–8351.
- [Li et al., 2001] Li, X., Baker, D. N., Kanekal, S. G., Looper, M., and Temerin, M. (2001). Long term measurements of radiation belts by sampex and their variations. *Geophysical Research Letters*, 28(20) :3827–3830.
- [Li et al., 2020] Li, X., Xiang, Z., Zhang, K., Khoo, L., Zhao, H., Baker, D. N., and Temerin, M. A. (2020). New insights from long-term measurements of inner belt protons (10s of

- mev) by sampex, poes, van allen probes, and simulation results. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 125(8) :e2020JA028198. e2020JA028198 2020JA028198.
- [Maget, 2021] Maget, V. (2021). *La dynamique des ceintures de radiation terrestres : Un équilibre complexe entre processus physiques*. Habilitation à diriger des recherches, Université Toulouse 3 Paul Sabatier.
- [Mandea, 2022] Mandea, M. (2022). *Some Introductory Notions*, pages 3–15. Springer International Publishing, Cham.
- [Mandea and Chambodut, 2020] Mandea, M. and Chambodut, A. (2020). Geomagnetic field processes and their implications for space weather. *Surveys in Geophysics*, 41.
- [Mauk et al., 2012] Mauk, B., Fox, N. J., Kanekal, S., Kessel, R., Sibeck, D., and Ukhorskiy, a. A. (2012). Science objectives and rationale for the radiation belt storm probes mission. In *The Van Allen probes mission*, pages 3–27. Springer.
- [Mauk et al., 2014] Mauk, B. H., Fox, N. J., Kanekal, S. G., Kessel, R. L., Sibeck, D. G., and Ukhorskiy, A. (2014). *Science Objectives and Rationale for the Radiation Belt Storm Probes Mission*, pages 3–27. Springer US, Boston, MA.
- [McGranaghan et al., 2021] McGranaghan, R. et al. (2021). Toward a next generation particle precipitation model : Mesoscale prediction through machine learning (a case study and framework for progress). *Space Weather*, 19(6). Art No. e2020SW002684.
- [McIlwain, 1961] McIlwain, C. E. (1961). Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 66(11) :3681–3691.
- [Meeus, 1978] Meeus, J. (1978). Les variations des orbites des satellites artificiels. *Ciel et Terre*, 94 :295.
- [Meredith et al., 2006] Meredith, N. P., Horne, R. B., Glauert, S. A., Thorne, R. M., Summers, D., Albert, J. M., and Anderson, R. R. (2006). Energetic outer zone electron loss timescales during low geomagnetic activity. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 111(A5).
- [Miyoshi et al., 2000] Miyoshi, Y., Morioka, A., and Misawa, H. (2000). Long term modulation of low altitude proton radiation belt by the earth’s atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 27(14) :2169–2172.
- [Nandy et al., 2021] Nandy, D., Martens, P. C. H., Obridko, V., Dash, S., and Georgieva, K. (2021). Solar evolution and extrema : current state of understanding of long-term solar variability and its planetary impacts. *Progress in Earth and Planetary Science*, 8(1) :40.

- [Noel et al., 2014] Noel, V., Chepfer, H., Hoareau, C., Reverdy, M., and Cesana, G. (2014). Effects of solar activity on noise in CALIOP profiles above the South Atlantic Anomaly. *Atmospheric Measurement Techniques*, 7(6) :1597–1603.
- [Olsen and Mandea, 2007] Olsen, N. and Mandea, M. (2007). Investigation of a secular variation impulse using satellite data : The 2003 geomagnetic jerk. *Earth and Planetary Science Letters*, 255(1-2) :94–105.
- [Olson and Amit, 2006] Olson, P. and Amit, H. (2006). Changes in earth’s dipole. *Die Naturwissenschaften*, 93 :519–42.
- [Olson and Pfitzer, 1974] Olson, W. P. and Pfitzer, K. A. (1974). A quantitative model of the magnetospheric magnetic field. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 79(25) :3739–3748.
- [Orcinha et al., 2019] Orcinha, M., Tomassetti, N., Barao, F., and Bertucci, B. (2019). Observation of a time lag in solar modulation of cosmic rays in the heliosphere. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 1181, page 012013. IOP Publishing.
- [Papitashvili et al., 2000] Papitashvili, V., Papitashvili, N., and King, J. (2000). Solar cycle effects in planetary geomagnetic activity : Analysis of 36-year long OMNI dataset. *Geophysical research letters*, 27(17) :2797–2800.
- [Parker, 1958] Parker, E. N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. , 128 :664.
- [Parsignault et al., 1981] Parsignault, D. R., Holeman, E., and Filz, R. C. (1981). Solar cycle induced modulation of the 55-mev proton fluxes at low altitudes. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 86(A13) :11439–11442.
- [Pavón-Carrasco and De Santis, 2016] Pavón-Carrasco, F. J. and De Santis, A. (2016). The south atlantic anomaly : The key for a possible geomagnetic reversal. *Frontiers in Earth Science*, 4.
- [Pedregosa et al., 2011] Pedregosa, F. et al. (2011). Scikit-learn : Machine learning in Python. *Journal of Machine Learning Research*, 12 :2825–2830.
- [Pierrard, 2009] Pierrard, V. (2009). *L’environnement spatial de la Terre*. Presses universitaires de Louvain.
- [Pierrard et al., 2021] Pierrard, V. et al. (2021). Links of the plasmopause with other boundary layers of the magnetosphere : ionospheric trough, radiation belts boundaries, auroral oval. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 8 :199–205.

- [Pierrard et al., 2021a] Pierrard, V. et al. (2021a). Observations and simulations of dropout events and flux decays in october 2013 : Comparing meo equatorial with leo polar orbit. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 126(6). Art No. e2020JA028850.
- [Pierrard et al., 2021b] Pierrard, V., Ripoll, J.-F., Cunningham, G., Botek, E., Santolik, O., Thaller, S., Kurth, W. S., and Cosmides, M. (2021b). Observations and simulations of dropout events and flux decays in october 2013 : Comparing meo equatorial with leo polar orbit. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 126(6) :e2020JA028850. e2020JA028850 2020JA028850.
- [Pietryk, 2007] Pietryk, G. (2007). *Panorama de la physique*. Editions Belin.
- [Pires de Lima et al., 2020] Pires de Lima, R., Chen, Y., and Lin, Y. (2020). Forecasting megaelectron-volt electrons inside earth’s outer radiation belt : PreMeV E 2.0 based on supervised machine learning algorithms. *Space Weather*, 18. Art No. e2019SW002399.
- [Qin et al., 2014] Qin, M., Zhang, X., Ni, B., Song, H., Zou, H., and Sun, Y. (2014). Solar cycle variations of trapped proton flux in the inner radiation belt. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 119(12) :9658–9669.
- [Reeves et al., 2016] Reeves, G. D., Friedel, R. H. W., Larsen, B. A., Skoug, R. M., Funsten, H. O., Claudepierre, S. G., Fennell, J. F., Turner, D. L., Denton, M. H., Spence, H. E., Blake, J. B., and Baker, D. N. (2016). Energy-dependent dynamics of kev to mev electrons in the inner zone, outer zone, and slot regions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121(1) :397–412.
- [Rezeau and Belmont, 2018] Rezeau, L. and Belmont, G. (2018). Reconnexion magnétique entre le vent solaire et la magnétosphère terrestre : la mission mms. *Reflets de la physique*, pages 20–25.
- [Ripoll et al., 2014] Ripoll, J.-F., Chen, Y., Fennell, J. F., and Friedel, R. H. W. (2014). On long decays of electrons in the vicinity of the slot region observed by HEO3. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(1) :460–478.
- [Ripoll et al., 2015] Ripoll, J.-F., Chen, Y., Fennell, J. F., and Friedel, R. H. W. (2015). On long decays of electrons in the vicinity of the slot region observed by heo3. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(1) :460–478.
- [Ripoll et al., 2020] Ripoll, J.-F., Claudepierre, S. G., Ukhorskiy, A. Y., Colpitts, C., Li, X., Fennell, J. F., and Crabtree, C. (2020). Particle dynamics in the earth’s radiation belts : Review of current research and open questions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 125(5) :e2019JA026735. e2019JA026735 2019JA026735.

- [Ripoll et al., 2022] Ripoll, J.-F., Kluth, G., Has, S., Fischer, A., Mougeot, M., and Camporeale, E. (2022). Exploring pitch-angle diffusion during high speed streams with neural networks. In *2022 3rd URSI Atlantic and Asia Pacific Radio Science Meeting (AT-AP-RASC)*, pages 1–4.
- [Ripoll et al., 2016] Ripoll, J.-F., Reeves, G. D., Cunningham, G. S., Loridan, V., Denton, M., Santolík, O., Kurth, W. S., Kletzing, C. A., Turner, D. L., Henderson, M. G., and Ukhorskiy, A. Y. (2016). Reproducing the observed energy-dependent structure of earth’s electron radiation belts during storm recovery with an event-specific diffusion model. *Geophysical Research Letters*, 43(11) :5616–5625.
- [Roederer, 1970] Roederer, J. (1970). Dynamics of geomagnetically trapped radiation, phys. and chem. *Space*, 2 :166.
- [Ruffenach, 2020] Ruffenach, M. (2020). *Optimisation de têtes de détection pour mesurer les protons et électrons des ceintures de radiations terrestres dans une gamme en énergie étendue*. PhD thesis, Toulouse, ISAE.
- [Sawyer and Vette, 1976] Sawyer, D. M. and Vette, J. I. (1976). Ap-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum. Technical report, National Aeronautics and Space Administration.
- [Schaefer et al., 2016] Schaefer, R. K., Paxton, L. J., Selby, C., Ogorzalek, B., Romeo, G., Wolven, B., and Hsieh, S.-Y. (2016). Observation and modeling of the south atlantic anomaly in low earth orbit using photometric instrument data. *Space Weather*, 14(5) :330–342.
- [Shah et al., 2016] Shah, J., Koppers, A. A. P., Leitner, M., Leonhardt, R., Muxworthy, A. R., Heunemann, C., Bachtadse, V., Ashley, J. A. D., and Matzka, J. (2016). Palaeomagnetic evidence for the persistence or recurrence of geomagnetic main field anomalies in the South Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters*, 441 :113–124.
- [Sicard et al., 2018] Sicard, A., Boscher, D., Bourdarie, S., Lazaro, D., Standarovski, D., and Ecoffet, R. (2018). Green : the new global radiation earth environment model (beta version). *Annales Geophysicae*, 36 :953–967.
- [Singer, 1958] Singer, S. F. (1958). ”radiation belt” and trapped cosmic-ray albedo. *Phys. Rev. Lett.*, 1 :171–173.
- [Stassinopoulos et al., 2015] Stassinopoulos, E. G., Xapsos, M. A., and Stauffer, C. A. (2015). Forty-year” drift” and change of the saa. Technical report.
- [Sugiura,] Sugiura, M. Hourly values of equatorial dst for the igy. *Ann. Int. Geophys. Yr.*

- [Tapping, 2013] Tapping, K. F. (2013). The 10.7 cm solar radio flux (f10.7). *Space Weather*, 11(7) :394–406.
- [Tarduno et al., 2015] Tarduno, J., Watkeys, M., Huffman, T., Cottrell, R., Blackman, E., Wendt, A., Scribner, C., and Wagner, C. (2015). Antiquity of the south atlantic anomaly and evidence for top-down control on the geodynamo. *Nature communications*, 6 :7865.
- [Terra-Nova et al., 2016] Terra-Nova, F., Amit, H., Hartmann, G., and Trindade, R. (2016). Using archaeomagnetic field models to constrain the physics of the core : Robustness and preferred locations of reversed flux patches. *Geophysical Journal International*, 206 :ggw248.
- [Terra-Nova et al., 2017] Terra-Nova, F., Amit, H., Hartmann, G., Trindade, R. I., and Pinheiro, K. J. (2017). Relating the South Atlantic Anomaly and geomagnetic flux patches. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 266 :39–53.
- [Tomassetti et al., 2017] Tomassetti, N., Orcinha, M., Barã o, F., and Bertucci, B. (2017). Evidence for a time lag in solar modulation of galactic cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 849(2) :L32.
- [Vette, 1991] Vette, J. I. (1991). *The NASA/National Space Science Data Center : Trapped Radiation Environment Model Program (1964-1991)*, volume 91. National Space Science Data Center (NSSDC), World Data Center A for Rockets . . .
- [Walt, 2005] Walt, M. (2005). *Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation*.
- [Yando et al., 2011] Yando, K., Millan, R. M., Green, J. C., and Evans, D. S. (2011). A monte carlo simulation of the noaa poes medium energy proton and electron detector instrument. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A10).
- [Yuan et al., 2020] Yuan, Q., Li, M., Desch, S. J., and Ko, B. (2020). Giant Impact Origin for the Large Low Shear Velocity Provinces. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 2020, pages DI005–0008.
- [Zhelavskaya et al., 2021] Zhelavskaya, I., Spasojevic, M., Shprits, Y., and Aseev, N. (2021). A combined neural network- and physics-based approach for modeling the plasmasphere dynamics. In *43rd COSPAR Scientific Assembly. Held 28 January - 4 February*, volume 43, page 2280.
- [Zhelavskaya et al., 2017] Zhelavskaya, I. S., Shprits, Y. Y., and Spasojević, M. (2017). Empirical modeling of the plasmasphere dynamics using neural networks. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(11) :11,227–11,244.

- [Zmuda, 1971] Zmuda, A. J. (1971). The world magnetic survey 1957–1969. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 52(2) :60–67.
- [Ødegaard et al., 2016] Ødegaard, L.-K., Nesse Tyssøy, H., Sandanger, M., Stadsnes, J., and Soraas, F. (2016). Space weather impact on the degradation of noaa poes meped proton detectors. *Journal of Space Weather and Space Climate*, 6 :A26.