

Table des matières

Introduction	13
1 La magnétosphère de Saturne	15
1.1 Le milieu interplanétaire	15
1.1.1 Le vent solaire	15
1.1.2 Interaction du vent solaire avec les planètes	16
1.2 Saturne	17
1.2.1 La planète	18
1.2.2 Champ magnétique planétaire	18
1.2.3 Anneaux et satellites	20
1.3 La magnétosphère kronienne : vision pré-Cassini	21
1.3.1 Une magnétosphère multi-phasique	21
1.3.2 Interactions multi-phasiques	27
1.3.3 Régions magnétosphériques	29
1.3.4 Les sources et puits de plasma	31
1.3.5 Transport du plasma	34
1.3.6 Quelques problèmes ouverts	40
1.4 La mission Cassini : l'épopée kronienne	42
1.4.1 Caractéristiques de la mission	42
1.4.2 Orbitographie	43
1.4.3 MAgnetosphere and Plasma Science	44
1.5 La magnétosphère kronienne : premiers résultats de Cassini	47
1.5.1 Régions magnétosphériques : Comparaison avec Voyager	47
1.5.2 Les premiers résultats de Cassini	50
1.6 Objectifs de la thèse	51
2 Mise en place de la chaîne de traitement des données électrons	53
2.1 Instruments de mesure des électrons à bord de Cassini	54
2.1.1 L'instrument CAPS/ELS	54

2.1.2	L'instrument MIMI/LEMMS	56
2.1.3	Techniques indirectes de mesure des électrons	57
2.2	Chaîne de traitement des données CAPS et MIMI	64
2.2.1	Détermination de flux physiques	64
2.2.2	Traitement des artefacts de mesures	66
2.2.3	Inter-étalonnage des instruments	71
2.3	Analyse des spectres composites d'électrons	74
2.4	Dérivation des moments des populations électroniques	84
2.4.1	Méthode par intégration directe	85
2.4.2	Méthode par ajustement	86
2.4.3	Application à l'orbite d'insertion et validation du modèle	92
3	Etude des populations électroniques et de leur distribution spatiale	101
3.1	Des photoélectrons dans le nuage de neutres	102
3.1.1	Observations	102
3.1.2	Modélisation	104
3.1.3	Profil de densité des photoélectrons	116
3.1.4	Conclusion	117
3.2	Régions et frontières magnétosphériques	118
3.2.1	Etude de cas : Orbite rev 24	118
3.2.2	Etude de cas : Profils radiaux des moments électroniques	119
3.2.3	Etude de cas : Profil radial de la distribution en angles d'attaques	127
3.2.4	Etude de cas : Interactions ondes-particules	136
3.2.5	Etude de cas : Conclusion	138
3.2.6	Statistique sur les orbites équatoriales : Variation radiale, régions et frontières magnétosphériques	139
3.2.7	Conclusions	148
3.3	Populations thermique et suprathermique : Variation en Temps Local dans le plan équatorial	149
3.4	Populations thermique et suprathermique : Variation en longitude	150
3.4.1	Système de longitude SLS3	151
3.4.2	Organisation des paramètres fluides des populations d'électrons dans SLS3	152
3.4.3	Comparaison avec autres observations	153
3.5	Populations étendues : Variation en latitude	155
3.5.1	Profil des électrons froids	156
3.5.2	Profil des électrons chauds	159
3.6	Modèle de distribution le long des lignes de champ	162

3.6.1	Etude de l'équilibre diffusif à partir des équations MHD	162
3.6.2	Application à l'orbite rev 19	162
3.7	Comparaison avec les profils électroniques de Voyager	163
3.7.1	Comparaison des densités	164
3.7.2	Comparaison des températures	165
4	Un modèle qualitatif de la circulation des électrons dans la magnétosphère	169
4.1	Localisation spatiale des régions source, de perte, et transport des populations électroniques	170
4.1.1	Profil de η	170
4.1.2	Profil de Température	173
4.1.3	Constantes de temps du milieu	173
4.2	Population suprathermique	175
4.2.1	Localisation des zones de source, de perte et de transport	175
4.2.2	Source de la population suprathermique : l'Ionosphère planétaire	179
4.2.3	Origine de la température de la population suprathermique	181
4.2.4	Puits de la population suprathermique	182
4.2.5	Ce que nous disent les ions énergétiques	185
4.2.6	Circulation de la population suprathermique	185
4.3	Population thermique	186
4.3.1	Localisation des zones de source, de perte et de transport	186
4.3.2	Source potentielle de la population thermique : les tores internes de neutres	191
4.3.3	Origine de la température de la population thermique	194
4.3.4	Puits de la population thermique	194
4.3.5	Circulation de la population thermique	194
4.4	Asymétrie en longitude de la distribution des électrons et Modulation rotationnelle	195
4.4.1	Origine de la modulation rotationnelle	195
4.4.2	Modulation rotationnelle des populations thermique et suprathermique .	197
4.5	Conclusion	197
5	Conclusions et Perspectives	201
5.1	Conclusions	201
5.2	Perspectives : Corrélation entre données in-situ des populations électroniques et aurores à Saturne	203
5.2.1	Les populations électroniques à Saturne	203
5.2.2	Etudes combinées des populations électroniques et des aurores dans la magnétosphère de Saturne	205

A Invariants adiabatiques	207
B Tables d'étalonnage	209
B.1 Instrument CAPS/ELS	209
B.2 Instrument MIMI/LEMMS	213
C Equations de l'équilibre diffusif - modèle MHD	215
Bibliographie	219

Introduction

La magnétosphère de Saturne est probablement l'une des plus complexes du système solaire, de par la richesse de son environnement composé de la planète elle-même, du système d'anneaux, des innombrables satellites dont Titan avec son atmosphère et Encelade avec ses geysers, fournissant au système de la matière (poussière, composants neutres, ionisés) via divers mécanismes. Du plasma y est créé par ionisation du gaz neutre et se retrouve piégé dans le champ magnétique tournant à la vitesse de rotation planétaire. La force centrifuge résultant de la rotation rapide de la planète confine le plasma près du plan équatorial, conférant à la couche de plasma autour de Saturne une structure en disque. Le plasma est produit en continu dans les régions sources de l'environnement de Saturne, et diffuse à travers la magnétosphère afin de maintenir le système dans un état stationnaire, jusqu'à être perdu dans l'ionosphère planétaire ou la magnétosphère externe.

Les survols des sondes Pioneer et Voyager 1 et 2 ont permis d'établir une première cartographie du plasma kronien. Ces observations ont servi de base pour l'élaboration des premiers modèles de physico-chimie du plasma de la magnétosphère de Saturne. Ces modèles sont cependant incomplets de par la nature des observations, limitée en couverture en temps local et en latitude.

Une vingtaine d'années après Voyager, la sonde Cassini-Huygens effectue un tour orbital autour de Saturne permettant de recueillir des données magnétosphériques en continu dans diverses régions, avec l'objectif de fournir une couverture complète du système et d'améliorer les modèles existants.

Le travail réalisé au cours de ma thèse a pour objectif de reconstituer le schéma de circulation du plasma dans la magnétosphère, dans un cadre multi-instrumental, en exploitant les données de la composante électronique du plasma mesurée par les instruments à bord de Cassini. La thèse s'organise comme suit : le premier chapitre servira d'une part à établir l'état des lieux des connaissances sur la magnétosphère de Saturne basé sur les analyses de l'époque pré-Cassini, et d'autre part à présenter la mission Cassini et ses objectifs. Le deuxième chapitre présente la mise en place de la chaîne de traitement des données électrons recueillies à bord de Cassini : présentation des instruments ; description du traitement de données (conversion en flux physiques et correction des artefacts de mesure) ; présentation de l'identification des populations

à partir des spectres traités ; enfin établissement d'un modèle de distribution des électrons. Le chapitre 3 présente la distribution spatiale des moments des populations électroniques calculés par ajustement du modèle de fonction de distribution pré-établi, la détermination des régions magnétosphériques et une analyse statistique de la distribution spatiale des populations électroniques. Dans le chapitre 4, la distribution spatiale des populations électroniques est interprétée en terme de circulation du plasma, après avoir identifié les régions et mécanismes de source, de perte et de transport.

Chapitre 1

La magnétosphère de Saturne

1.1 Le milieu interplanétaire

1.1.1 Le vent solaire

L'existence du vent solaire a été pour la première fois évoquée lors de l'observation des queues de comètes à proximité du Soleil au début du 20ème siècle. En 1958, Eugene Parker travaille sur l'équilibre de la couronne solaire et, sur une base théorique, suggère la présence d'un vent de particules s'échappant de la couronne, ayant pour origine le gradient de pression entre la couronne solaire et le milieu interplanétaire. D'après les équations de densité et de quantité de mouvement dans un gaz parfait, Parker montre que la vitesse du vent solaire augmente de manière continue depuis la surface du Soleil, évoluant d'un état subsonique à un état supersonique. L'existence du vent solaire comme phénomène permanent a été vérifiée au début des années 60, par les premières sondes interplanétaires qui ont quitté notre magnétosphère. A l'orbite terrestre et au-delà, le vent solaire a une vitesse moyenne de près de 400 km s^{-1} à l'écliptique et pouvant atteindre 800 km s^{-1} aux hautes latitudes solaires.

La couronne solaire est immergée dans le champ magnétique du Soleil. Dans certaines régions de la couronne, appelées trous coronaux, les lignes de champ magnétiques ne sont pas fermées mais s'ouvrent sur le milieu interplanétaire. C'est par ces lignes de champ que le vent solaire s'échappe, gelant le champ magnétique (dans l'hypothèse de plasma idéal) tout au long de son transport dans le milieu interplanétaire, i.e le champ magnétique interplanétaire. Elles dessinent, dans ce milieu, un motif de spirale que leur imprime la rotation du Soleil sur lui-même et que l'on appelle spirale de Parker.

Le plasma du vent solaire consiste en un fluide d'électrons et d'ions, essentiellement des protons (95%), des ions d'hélium (5%), et quelques traces d'éléments lourds. Les propriétés du vent solaire varient en fonction de la distance, de la latitude héliocentriques et de la phase du

cycle solaire. A l'orbite de Saturne, la densité du plasma solaire (qui décroît en une loi en $1/r^2$) prend une valeur typique de 0.06 cm^{-3} , et la température des protons est de l'ordre de $2 \times 10^5 \text{ K}$.

1.1.2 Interaction du vent solaire avec les planètes

Lors de sa propagation dans le milieu interplanétaire, le vent solaire interagit avec divers corps du système solaire (figure 1.1). Cette interaction peut prendre plusieurs formes selon la nature de l'objet, selon qu'il est magnétisé ou non, qu'il y a une atmosphère ou non.

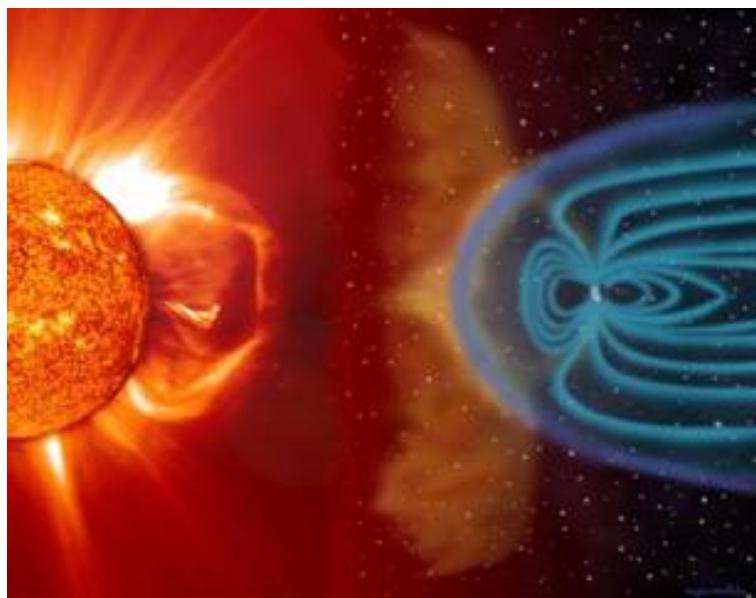


FIG. 1.1 – Ejection de masse coronale et interaction du vent solaire avec la magnétosphère terrestre. Vue d'artiste.

Dans le cas de corps non magnétisés, on distingue les cas de corps conducteurs et peu conducteurs. Les corps rocheux faiblement conducteurs, comme la lune, donnent lieu à une interaction dans laquelle les particules du vent solaire sont partiellement absorbées à la surface, formant une cavité vide de matière en aval de l'interaction. Les lignes de champ diffusent à travers le corps.

Si le corps possède une atmosphère, le vent solaire entraîne et accélère les ions d'origine atmosphérique dans son sillage. Des courants électriques se forment dans l'ionosphère du corps, ce qui empêche la diffusion des lignes de champ au travers du corps. Les lignes de champ s'empilent alors en amont de celui-ci, formant un drapé qui s'étend en aval en une queue magnétique induite. De la même manière, certains satellites de glace tel Europe, posséderaient un océan subsurface conducteur capable de générer un champ magnétique induit via l'interaction avec le champ magnétique de Jupiter.

Dans le cas de corps magnétisés, l'interaction du champ magnétique intrinsèque avec le vent solaire creuse dans ce dernier une cavité que l'on appelle magnétosphère. Dans notre sys-

tème solaire, la Terre, Mercure et les planètes géantes possèdent une telle magnétosphère dite intrinsèque.

L’interaction du vent solaire avec les différents corps du système solaire dépend également de la vitesse de l’écoulement incident. Lorsque le vent solaire, supersonique et super-Alfvénique, approche l’environnement d’une planète magnétisée, il forme un choc en amont de la magnétosphère (choc d’étrave ou *bow shock*), le ralentissant à un état subsonique. En aval du choc, l’énergie cinétique du plasma solaire est convertie en énergie thermique et en compression du champ magnétique dans une région appelée magnétogaine. Les lignes de champ gelées dans le vent solaire sont défléchies autour de la magnétosphère planétaire. Cette région s’étend du choc à la magnétopause, frontière de la magnétosphère où s’équilibrent la pression (plasma et magnétique) de la magnétogaine et la pression magnétique du champ planétaire.

La taille de la cavité magnétosphérique dépend donc essentiellement de l’intensité du champ magnétique interne, des sources de plasma à l’intérieur de la magnétosphère et de la pression dynamique du vent solaire à la distance héliocentrique de la planète. La configuration de la magnétosphère est profondément asymétrique puisque sa magnétopause est modelée par l’équilibre des pressions du vent solaire et planétaire côté jour, formant le nez du champ magnétosphérique (compression des lignes de champ), et par la vitesse du vent solaire côté nuit, qui étend les lignes de champ planétaires pour former la queue magnétique (*magnetotail*).

Le temps local est le système de longitude horaire référencé au Soleil, échelonné de 0 à 24h. Par convention l’origine est située dans la direction anti-solaire (*midnight*), l’aube (*dawn*) est à 6h dans le sens direct, la direction solaire (*noon*) est à 12h , et le crépuscule (*dusk*) à 18h .

1.2 Saturne

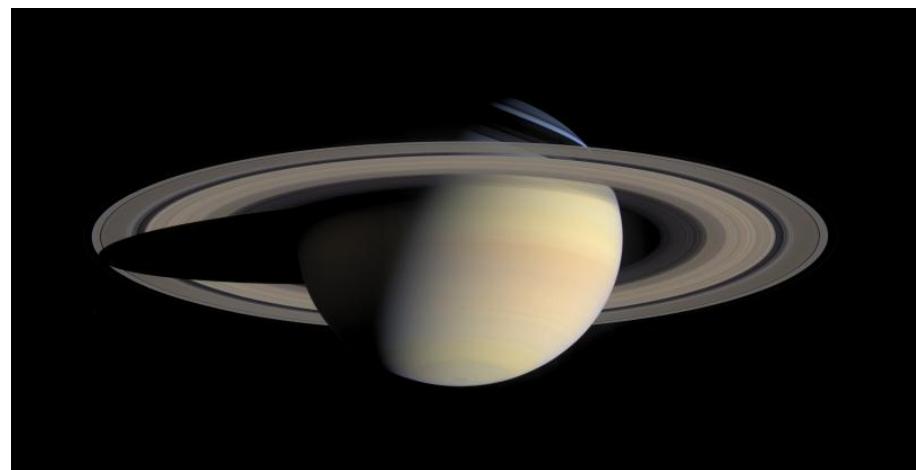


FIG. 1.2 – La planète Saturne, Image Cassini.

1.2.1 La planète

Situé sur une orbite à 9.6 UA du Soleil, Saturne (figure 1.2) est la deuxième planète la plus massive du système solaire après Jupiter. Son rayon à l'équateur est égal à 60 268 km ($1 R_S$) et sa masse est près de 100 fois celle de la terre.

Saturne est une planète à rotation rapide : un jour 'kronien' dure à peine 10.66 heures. Il en résulte une forme planétaire de type oblate, avec un rapport entre diamètres équatorial et polaire de quelques 10%.

La planète est constituée à 75% d'hydrogène, 25% d'hélium, avec quelques traces d'eau, de méthane et d'ammoniac provenant de la nébuleuse pré-solaire. Saturne possède un cœur rocheux de fer et de silicates, entouré d'une couche d'hydrogène métallique à l'état liquide, que recouvre une couche d'hydrogène moléculaire. La température du cœur est de quelques 12000 K et la température à la surface d'environ 143 K.

Propriétés orbitales :	
	Demi grand axe 1 429 400 000 km (9.6 UA)
	Période de rotation 10 h 39 m
	Satellites 52
Propriétés physiques :	
	Rayon (équatorial) 60 268 km
	Rayon (polaire) 54 364 km
	Masse / Masse _{Terre} 95,181
	Composition atmosphérique 96% H and 4% He et traces d'H ₂ O, CH ₄ et NH ₃
	Moment magnétique G R_S^3 0.21

TAB. 1.1 – Paramètres orbitaux et physiques de Saturne.

1.2.2 Champ magnétique planétaire

1.2.2.1 Champ magnétique intrinsèque

A l'époque de sa traversée dans la magnétosphère de Saturne, la sonde Pioneer avait révélé l'existence d'un champ magnétique planétaire interne approximativement dipolaire de 0.21Gauss, et d'axe magnétique aligné à 1° près sur l'axe de rotation.

L'origine du champ dipolaire observé proviendrait du mécanisme dynamo qu'engendrent les mouvements convectifs de la couche d'hydrogène fluide métallique à l'intérieur de la planète, renforçant l'aimant planétaire initial.

Dans sa forme analytique, le champ magnétique interne est communément présenté comme dérivant d'un potentiel scalaire décomposé en harmoniques sphériques, sous la forme de série

de polynômes de Legendre P_n^m (Davis & Smith, 1990) :

$$\mathbf{B} = \nabla V(r, \theta, \varphi)$$

tel que

$$V(r, \theta, \varphi) = \alpha \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{m=0}^n \left[\left(\frac{\alpha}{r} \right)^{n+1} (g_n^m \cos(m\varphi_i) - h_n^m \sin(m\varphi_i)) \right] P_n^m(\cos(\theta)) \quad (1.1)$$

où r est la distance radiale à la planète, θ et ϕ sont les angles de colatitude et de longitude dans le repère sphérique, $\alpha=1$ si r est en R_S , et g_n^m et h_n^m sont les paramètres multipolaires.

Les modèles existants de champ interne utilisent trois termes, qui se déclinent en termes dipolaire, quadrupolaire et octupolaire et qui correspondent aux seules valeurs non nulles g_1^0, g_2^0, g_3^0 du développement 1.1. Le champ magnétique interne de Saturne étant supposé axisymétrique, aucune dépendance azimutale n'apparaît dans la description du potentiel.

Le tableau suivant présente les paramètres pour deux modèles : le 'Z3' de Connerney et al. (1983) et le 'SPV' ou Saturn Pioneer Voyager de Davis & Smith (1990) :

	g_1^0	g_2^0	g_3^0
Z3	21184	1606	2669
SPV	21160	1560	2320

1.2.2.2 Contributions externes

Le seul champ magnétique interne ne suffit cependant pas à expliquer les observations de Voyager. En effet, au delà de 8 rayons kériens, des contributions magnétiques externes apparaissent, produites par des courants magnétosphériques provenant :

- d'une part, des effets locaux du plasma : entre 8 et 15 R_S , des courants azimutaux dus aux gradients de pression dans le plasma magnétosphérique et circulant de part et d'autre du plan équatorial, produisent un anneau de courant (ring current) (Connerney et al., 1983). D'autres sources de courants plus localisées proviennent des interactions de la magnétosphère avec les satellites (Khurana et al., 2007) et les nuages de neutres.
- d'autre part, des effets d'interaction entre le vent solaire et le champ magnétosphérique que l'on regroupe sous l'appellation de 'dynamo magnétosphérique'. On distingue le champ de magnétopause B_{MP} dérivant des courants de surface engendrés à la limite de la magnétosphère côté solaire, du champ de queue magnétique B_{QM} produit par des courants transverses dans la queue magnétique et bouclant au travers de la couche neutre de plasma côté nuit.

1.2.3 Anneaux et satellites

Saturne possède un système d'anneaux et une multitude de satellites représentés dans la figure 1.3. Les anneaux de Saturne se composent de grains de glace d'eau et de poussière, dont la taille s'échelonne du micromètre à quelques mètres. L'anneau E, le plus étendu et le plus externe, s'étend de 3 jusqu'au delà de $20 R_S$ (Horányi et al., 2008). Les anneaux visibles sont localisés dans des régions très proches de la planète entre 1.1 et $2.8 R_S$.

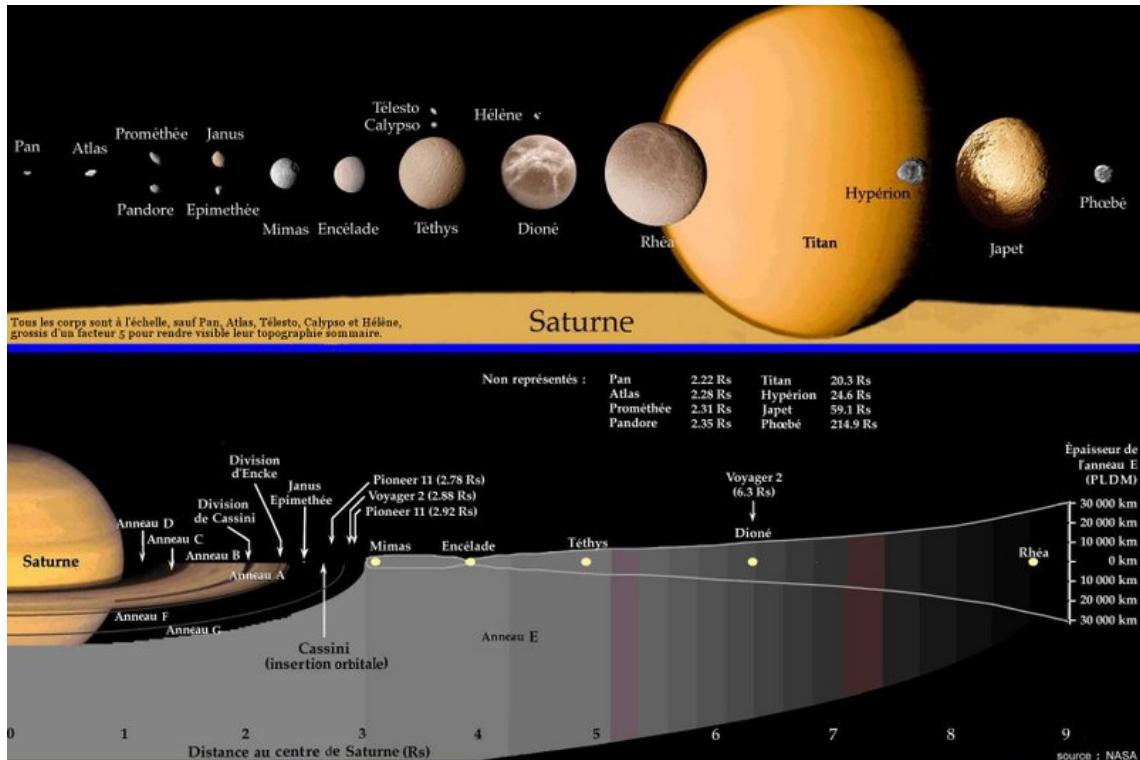


FIG. 1.3 – En haut : représentation en taille relative des principaux satellites de Saturne, dont Titan le plus gros satellite. En bas : Saturne, ses anneaux (D,C,B,A,F,G,E), et ses satellites de glace, Mimas, Encelade, Tethys, Dione, Rhéa, dans la magnétosphère interne. Image NASA

Plus d'une cinquantaine de corps de glace dont la plupart mesurent moins de 10 km de diamètre, orbitent autour de Saturne. Les plus massifs sont situés dans l'environnement proche de Saturne, à moins de $10 R_S$: il s'agit de Mimas à $3 R_S$ (rayon=199km), Encelade à $3.9 R_S$ (rayon=249km), Tethys à $4.9 R_S$ (rayon=530km), Dione à $6.3 R_S$ (rayon=560km), et Rhéa à $8.8 R_S$ (rayon=764km) (figure 1.4).

Titan (figure 1.5), le plus gros satellite de Saturne (5150 km de diamètre) orbite à une distance de $20 R_S$. Le satellite possède sa propre atmosphère, qui interagit avec le plasma kronien pour former une magnétosphère induite. De par sa position aux limites de la magnétosphère côté jour, Titan peut se retrouver plongé directement dans le vent solaire, hors de la magnétosphère, offrant l'opportunité unique d'étudier pour un même objet, les deux types d'interaction, solaire et magnétosphérique.

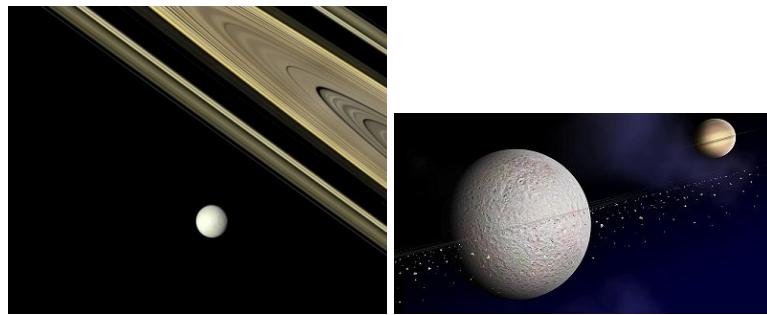


FIG. 1.4 – A gauche : Les anneaux de Saturne et le satellite Tethys (Image Cassini). A droite : Vue d'artiste de Rhea et son système d'anneaux.

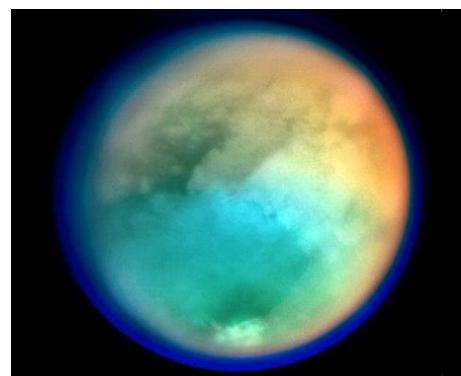


FIG. 1.5 – Le satellite Titan vu par Cassini-Huygens.

1.3 La magnétosphère kronienne : vision pré-Cassini

Cette section présente la vision de la magnétosphère établie avant l'ère Cassini. La section 1.5 présentera les premiers résultats de Cassini.

1.3.1 Une magnétosphère multi-phasique

A l'instar des autres planètes magnétisées, Saturne possède une magnétosphère intrinsèque, qui s'étend à quelques $20R_S$ côté solaire, et jusqu'à une centaine de rayons côté anti-solaire. La figure 1.6 présente une vue d'artiste de la magnétosphère, sur laquelle on observe la cavité magnétosphérique creusée par le champ magnétique planétaire dans le vent solaire, la magnétopause qui l'enveloppe, et ses frontières, la magnétopause et l'onde de choc (*bow shock*). Dans la région polaire, sont représentés les cornets polaires, région dans laquelle les particules solaires peuvent pénétrer dans la magnétosphère et l'ionosphère, le vent polaire dirigé vers la queue de la magnétosphère à haute latitude (*Tail Lobe*), et l'émission kilométrique aurorale de Saturne (*SKR* pour *Saturn Kilometric Radiation*). Autour de la planète, on voit apparaître les anneaux, les satellites de glace, ainsi que la poussière (*Dust*). Le tout est encerclé par la présence de l'anneau de courant (*Ring Current*). Le satellite Titan y est représenté dans son tore de gaz neutres.

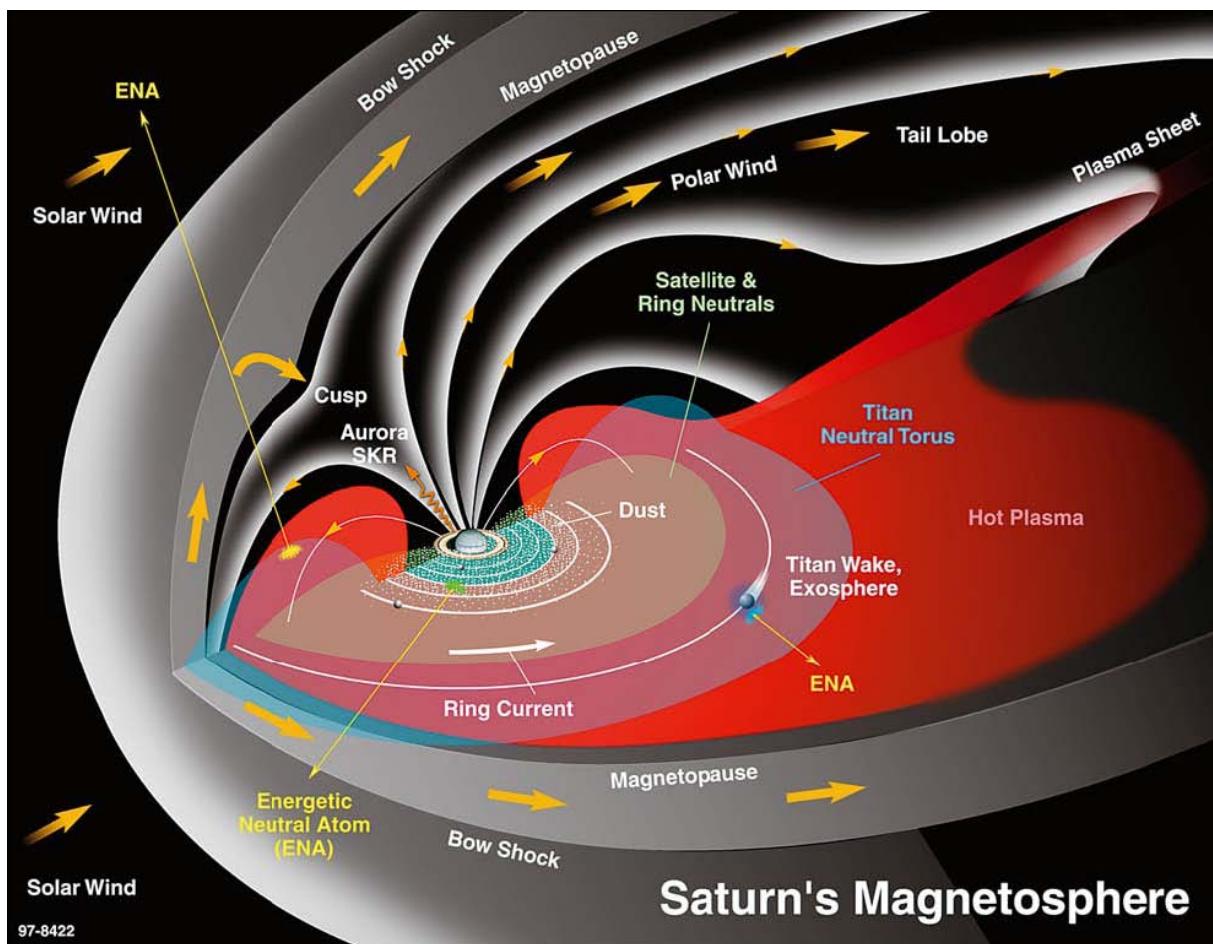


FIG. 1.6 – Représentation artistique de la magnétosphère de Saturne et de ses composantes, avant l'arrivée de Cassini. Krimigis et al. (2004)

A plus grande distance radiale, on observe une région de plasma chaud (*Hot Plasma*) s'étendant vers la queue de la magnétosphère dans une région appelée feuillet de plasma (*Plasma Sheet*).

Cette représentation de la magnétosphère réalisée d'après les passages des sondes Pioneer et Voyager nous renseigne sur plusieurs points. Tout d'abord, les sources de matière (satellites de glace, anneaux, poussières) sont localisées et concentrées dans une région proche de la planète et proche de Titan. Ensuite, la magnétosphère est un milieu où co-existent plusieurs phases à savoir les surfaces solides, poussière, neutres et plasmas. Les différentes phases de la matière interagissent entre elles et régissent la dynamique magnétosphérique.

Le plasma kronien

Le plasma de la magnétosphère de Saturne est unique dans le système solaire. Avec un rapport de la densité des neutres et des ions égal à 11, la composante neutre a une importance non négligeable dans la physique magnétosphérique, à l'inverse des cas jovien et terrestre où ce ratio est très faible. La composition du plasma kronien est essentiellement dérivée de ses

	Terre	Saturne	Jupiter
Distance de la magnétopause (au nez)	$11 R_T$	$20 R_S$	$40-100 R_J$
1ere source de matière	Ionosphère	Satellites	Satellites
$n_{neutres}/n_{ions}$	1	11	0.012
Composition	H^+, O^+	O^+, H_2O^+, H^+, N^+	O^+, S^+, H^+
Période de rotation (h)	24	10.8	9.8

TAB. 1.2 – Propriétés magnétosphériques pour la Terre, Jupiter, et Saturne.

innombrables sources de matière présentes dans l'environnement magnétosphérique proche : les anneaux et les satellites de glace (H_2O), le satellite Titan (H) ainsi que l'ionosphère de la planète (H_2), les rayons cosmiques et le vent solaire (H, He). De la répartition non-uniforme de ces sources dans la magnétosphère et du plasma qui en dérive, va émerger la notion de régions magnétosphériques, traduisant différents régimes de plasma.

Lorsqu'une particule de gaz neutre est ionisée, les ions et électrons sont guidés par le champ magnétique magnétosphérique et sont entraînés à la vitesse de corotation autour de la planète. La distribution des populations ionisées est déterminée par l'équilibre des forces auxquelles elles sont soumises, à savoir : la potentiel miroir du champ magnétique, la force de gravitation, la force centrifuge, les champs électriques à grande échelle (description dans le formalisme MHD, voir annexe). Parce que la vitesse de rotation de la planète est élevée, l'effet de la force centrifuge est significatif. Cette caractéristique, que l'on retrouve aussi dans la magnétosphère de Jupiter, a deux conséquences importantes. D'une part, la composante lourde du plasma est confinée à l'équateur, ce qui confère à la couche de plasma une structure en *magnétodisque*. D'autre part, la différenciation de l'effet de la force centrifuge sur les ions et sur les électrons (au moins 1800 fois plus légers) sépare les composantes chargées positivement et négativement avec pour conséquence l'apparition d'un champ électrique ambipolaire rétablissant l'électro-neutralité du plasma (Maurice et al., 1996).

Le plasma magnétosphérique est cependant loin d'être en équilibre permanent ; il est sans cesse produit dans le système, perdu via des interactions diverses (plasma-neutre, ondes-particules, ...), et transporté radialement dans la magnétosphère via des processus de circulation à grande échelle et de diffusion.

Les électrons dans la magnétosphère

Les survols des sondes **Pioneer 11** et **Voyager** (trajectoires figure 1.7) nous ont livré les premières mesures in-situ du plasma de la magnétosphère kronienne, dévoilant un environnement complexe.

Trois instruments à bord des sondes Voyager, couvrant des gammes d'énergie des plus

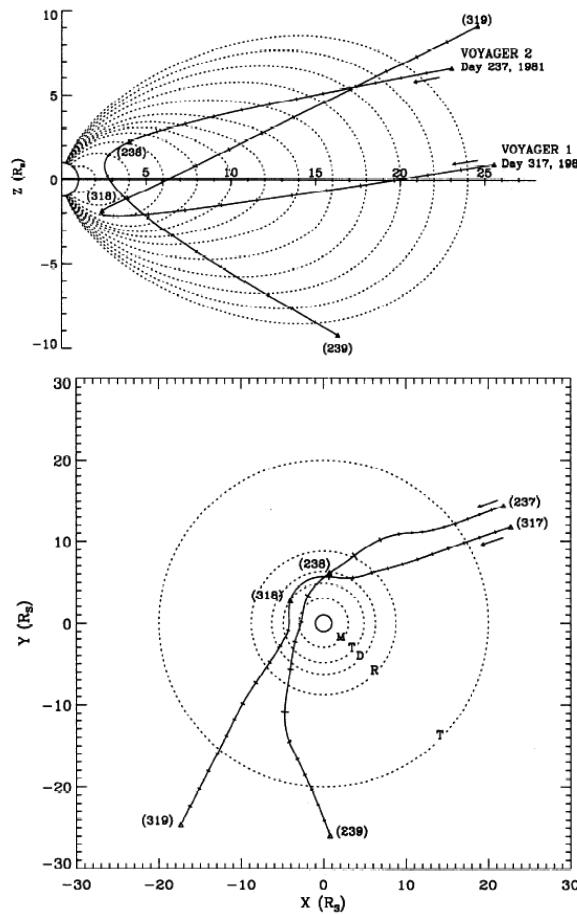


FIG. 1.7 – Trajectoire des sondes Voyager 1 et 2. En haut : Trajectoire dans le plan polaire (ρ, z), superposés au modèle de lignes de champ dipolaire. En bas : Trajectoire dans le plan équatorial (x, y).

faibles aux plus énergétiques, ont mesuré le plasma ambiant, offrant ainsi une vue globale de tout le spectre du plasma magnétosphérique :

- l'instrument *PLS* (Plasma Science experiment) (Bridge et al., 1981, 1982) pour le plasma thermique ($10 \text{ eV} < E/Q < 5950 \text{ eV}$) du vent solaire et des magnétosphères.
- l'instrument *LECP* (Low Energy Charged Particle experiment) (Krimigis et al., 1983) pour le plasma de plus haute énergie ; les électrons ($22 \text{ keV} < E < 20 \text{ MeV}$) et les ions ($30 \text{ keV} < E < 150 \text{ MeV}$)
- l'instrument *CRS* (Cosmic Ray System)(Vogt et al., 1981, 1982) pour les rayons cosmiques, mesurant les électrons ($3 \text{ MeV} < E < 110 \text{ MeV}$) et les ions ($2 \text{ MeV} < E/\text{nuc} < 75 \text{ MeV}$).

Sur la base des données de l'instrument PLS, deux populations électroniques ont été identifiées dans la magnétosphère de Saturne ($< 15 R_S$) (Sittler et al., 1983) : l'une qualifiée de **thermique** (quelques eV) et typiquement maxwellienne, et l'autre qualifiée de **suprathermique** (100-1000 eV) et non-maxwellienne.

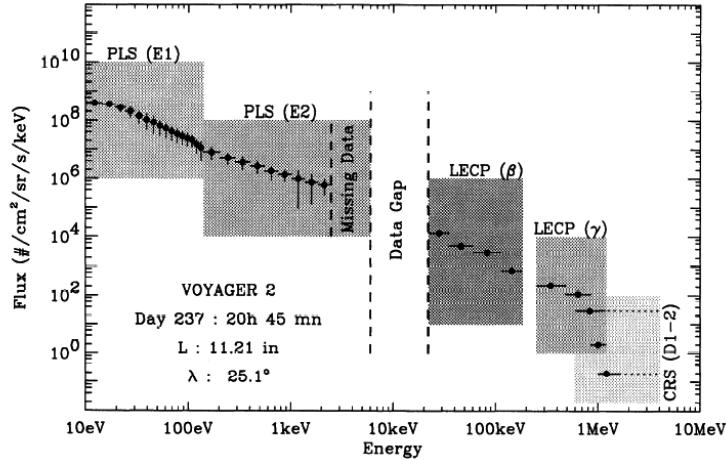


FIG. 1.8 – Spectre en flux composite construit à partir des données PLS, LECP et CRS de Voyager 2. Jour 237, 20h45, L=11.21, latitude=25.1, (Maurice et al., 1996)

Maurice et al. (1996) ont inter-étalonné les données d'électrons des trois instruments (PLS, LECP, CRS) en interpolant les données à l'aide d'une loi en puissance et construit des spectres en flux composites sur une gamme d'énergie comprise entre 10 eV et 2 MeV (figure 1.8). En utilisant l'hypothèse de distribution angulaire isotrope des électrons, les moments de la fonction de distribution (densité, température, pression) ont été déterminés par intégration directe du spectre composite d'énergie le long des trajectoires de Voyager 1 et 2. Maurice et al. (1996) remarquent que la population thermique contribue pour 90% à la densité totale, et la population suprathermique à 90% de la pression du plasma. Richardson & Sittler (1990) rapportent l'augmentation, à distance radiale croissante, de l'épaisseur du feuillet de plasma, probablement liée au processus de diffusion radiale adiabatique (confinement dans un champ magnétique croissant).

La composante énergétique du plasma a été mesurée pour la première fois à l'aide de Pioneer 11 et observée dans 3 régions (Krimigis et al., 1983), à savoir 1) le feuillet de plasma (*plasmashell*) où l'on a identifié la plus grande concentration de particules chaudes, caractérisé par un champ magnétique perturbé avec beaucoup de variabilité, 2) les ceintures de radiation constituées de particules énergétiques piégées dans les lignes de champ à proximité de la planète, et 3) les lobes à haute latitude où le plasma est tenu.

L'analyse des données électroniques de LECP (Krimigis et al., 1983) montre que les électrons aux énergies de l'ordre de 20 keV disparaissent à l'intérieur de $10 R_s$, ces particules subissant de profondes pertes lorsqu'elles diffusent dans la magnétosphère interne sous l'action absorbante successive des satellites de glace internes et des anneaux. Cette analyse montre aussi la présence d'électrons autour de 200 keV dont l'énergie augmente jusque 1 MeV à l'intérieur des orbites d'Encelade et Mimas, correspondant probablement aux électrons résonants capables de peupler les régions les plus internes, i.e les ceintures de radiations.

Les neutres dans la magnétosphère

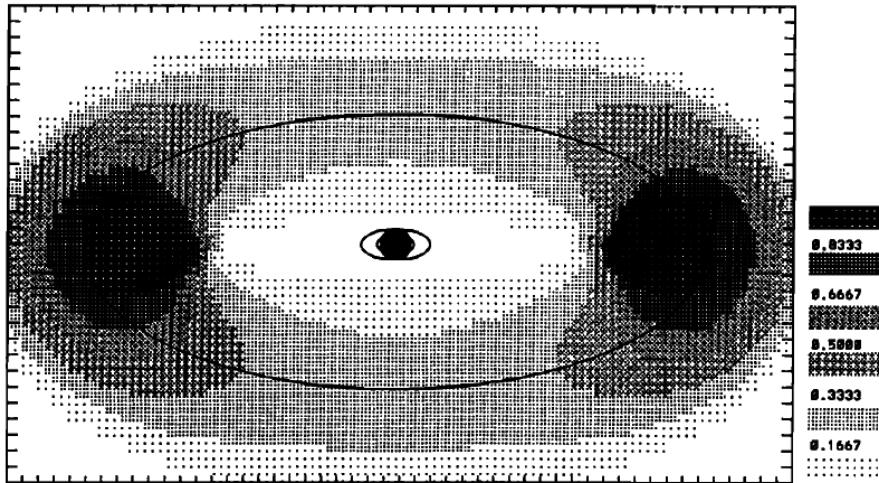


FIG. 1.9 – Distribution de l'émission de la raie Lyman α de l'hydrogène de H (en intensité relative au maximum de l'émission), sous la forme d'un tore uniforme de rayon interne de $7 R_S$ et de rayon externe de $20 R_S$ (Shemansky & Hall, 1992).

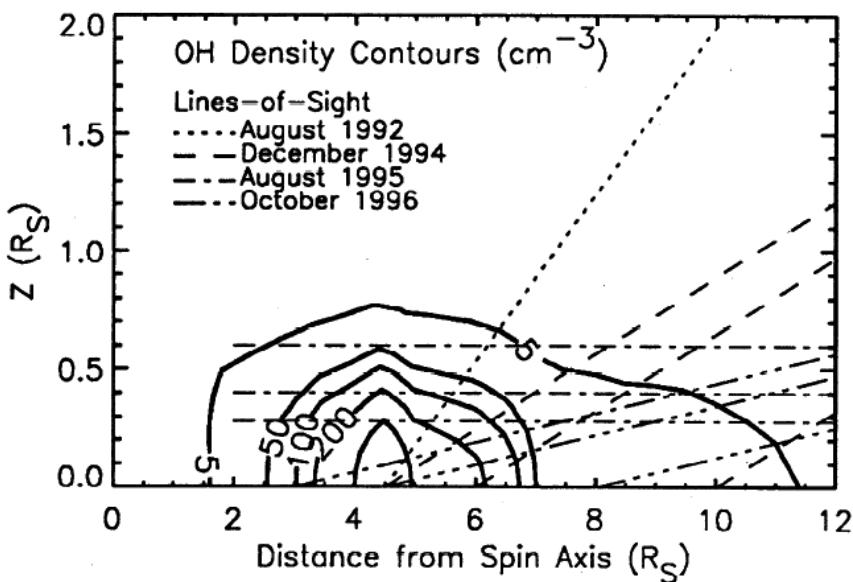


FIG. 1.10 – Contours d'iso densité du tore du radical hydroxyl (OH) (Richardson, 1998) à partir des mesures du télescope Hubble, sous l'hypothèse de symétrie axiale autour de l'axe de rotation de Saturne (ρ, z).

La présence de neutres est une propriété essentielle de la magnétosphère kronienne : à l'opposé des autres magnétosphères planétaires de notre système solaire, elle est 10 fois plus abondante que la composante ionisée. Grâce aux données de Voyager et du télescope Hubble *HST* (*Hubble Space Telescope*), deux tores de particules neutres ont été détectés dans la magnéto-

sphère ; d'une part Shemansky & Hall (1992) ont mis en évidence la présence d'un tore d'hydrogène neutre s'étendant jusqu'à $20 R_S$ à partir de l'analyse des données spectroscopiques UV de Voyager (figure 1.9). D'autre part, un tore de OH a été observé dans la magnétosphère interne grâce à l'instrument FOS (Faint Object Spectrograph) à bord de l'HST, qui a pu mesurer la densité d'hydroxyle OH à $4.5 R_S$ (figure 1.10) entre Tethys et Encelade (Shemansky et al., 1993).

La poussière

Une troisième composante non négligeable est la composante poussiére des anneaux, dont la taille des particules varie du micromètre à une centaine de mètres. La poussière peut être chargée par divers mécanismes. Une fois chargées, les particules de poussière obéissent à une dynamique particulière, influencées à la fois par les champs magnétique, électrique, et gravitationnel de Saturne.

1.3.2 Interactions multi-phasiques

Les différentes phases co-existantes du milieu magnétosphérique *kronien* ont une certaine probabilité d'interagir entre elles, régie par les lois de collision. Ces interactions sont très importantes car elles régissent en partie la physique et la chimie du milieu. Dressons ci-dessous une liste exhaustive des mécanismes d'interactions possibles entre les phases présentes dans l'environnement de la magnétosphère de Saturne.

Interaction entre particules chargées et particules neutres

Les particules chargées, se déplaçant à la vitesse de corotation ou vitesse de dérive magnétique, et les particules neutres, se déplaçant à la vitesse képlerienne peuvent échanger de l'énergie et du moment cinétique via des collisions élastiques ou inélastiques.

- *Electrons* : Les collisions inélastiques des électrons avec les molécules neutres de type polaire sont très probables (Cravens & Korosmezey, 1986) et donnent lieu à de l'**excitation vibrationnelle et rotationnelle** de ces molécules, et un refroidissement des électrons via ce processus. Lorsque l'énergie thermique de l'électron est élevée, l'interaction électron-neutre peut donner lieu à un mécanisme d'**impact électronique** (illustration figure 1.11), avec pour conséquence l'ionisation du neutre en un ion et un électron.
- *Ions* : Lors de la collision inélastique d'un ion et d'un neutre, il peut y avoir un échange d'électron entre le neutre et l'ion ; il s'agit du **mécanisme d'échange de charge** (illustration figure 1.11). Il donne lieu à la création d'ions *pick-up*, c'est à dire fraîchement produits et entraînés par le champ magnétique à la vitesse de corotation dans la magnétosphère interne. Dans la magnétosphère externe de Saturne, le plasma est essentiellement

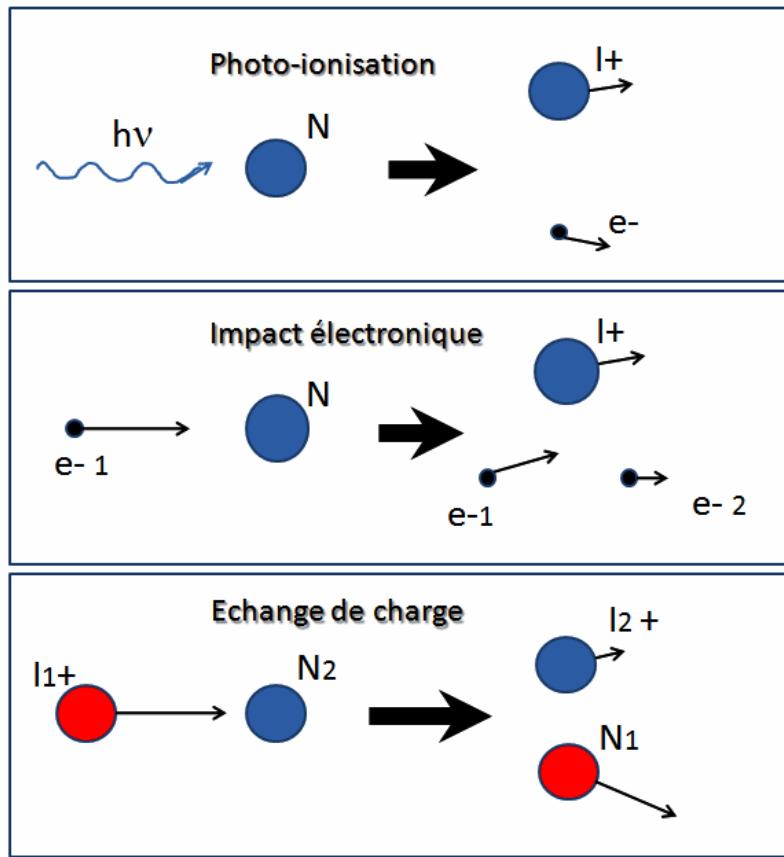


FIG. 1.11 – Illustration des mécanismes de photoionisation (haut), d’impact électronique (milieu) et d’échange de charge (bas) impliquant des neutres N et des ions I du milieu.

chaud et interagit avec l’atmosphère neutre de Titan. L’échange de charge donne alors naissance à des neutres rapides (ENA) qui sont injectés sur une trajectoire balistique à l’énergie de l’ion incident (Dandouras & Amsif (1999)).

Interaction entre particules chargées et la poussière

L’interaction entre particules chargées et poussière produit une force de traînée (‘drag force’) proportionnelle à la masse et à la vitesse relative des particules et dirigée radialement (de Pater & Lissauer, 2001). Selon de récentes observations par l’instrument d’analyse de poussière *CDA*, l’anneau E que l’on pensait initialement s’étendre jusque quelques rayons saturniens dans la magnétosphère interne, s’étendrait en réalité jusque $20 R_S$.

Interaction entre rayonnement UV et particules neutres

La **photo-ionisation** (illustration figure 1.11) par le rayonnement solaire des espèces atomiques et moléculaires produit des ions ‘pick-up’ et des électrons dits photoélectrons dont

l'énergie est fonction du potentiel d'ionisation de l'espèce neutre et de la longueur d'onde du rayonnement ionisant.

Interaction entre particules chargées

Les mouvements des particules chargées sont essentiellement régis par les champs magnétique et électrique. Les particules chargées interagissent entre elles via les **collisions couloïdiennes**. Les différentes composantes sont ainsi capables d'échanger de la quantité de mouvement, d'échanger de l'énergie et d'équilibrer leurs températures en un temps de thermalisation dépendant de leur masse, leur température et leur charge.

Interaction entre particules énergétiques et satellites

La probabilité d'absorption du plasma par un satellite dépend des phénomènes de transport radial, parallèle (au champ magnétique) et de son rayon de giration, $r_g = mv_\perp/qB$. Plus le rayon de giration est grand, plus la particule a de chances d'échapper à l'absorption. (Rayon des satellites de glace ~ 100 km).

1.3.3 Régions magnétosphériques

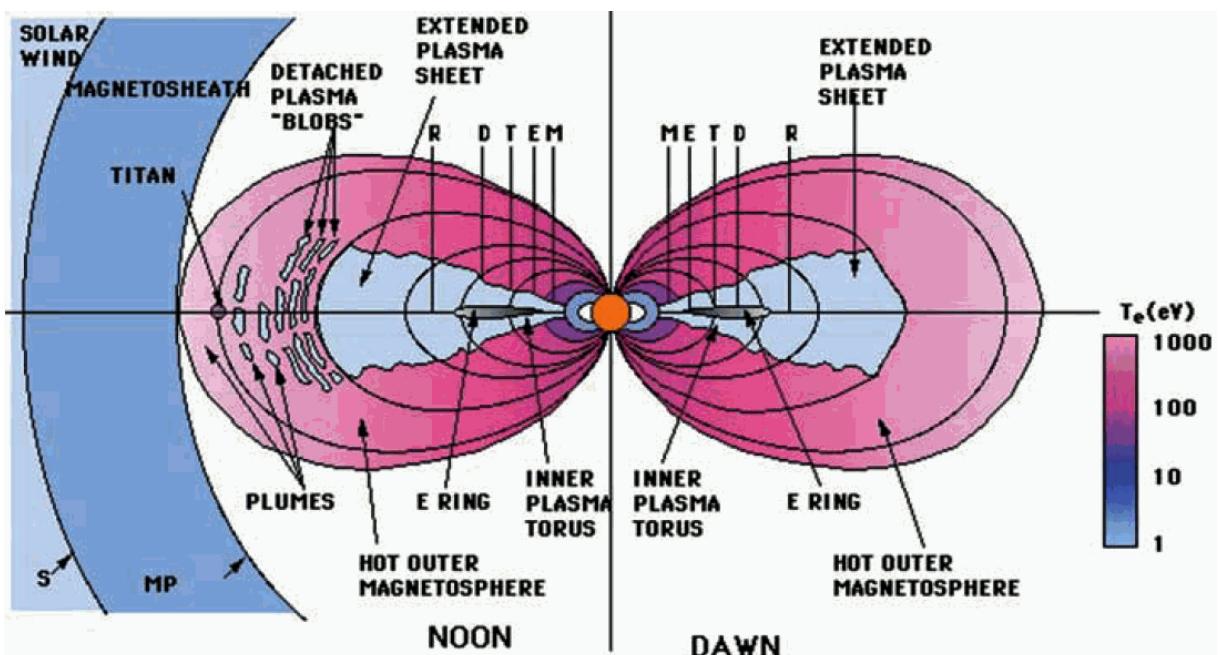


FIG. 1.12 – Régions magnétosphériques interprétées par Sittler et al. (1983) à 12H en temps local (à gauche) et côté aube (à droite). 3 régions apparaissent : le tore interne de plasma incluant l'anneau *E*, le feuillet de plasma étendu et la magnétosphère externe chaude. En amont sont représentés la magnétogaine et le vent solaire. Les régions sont colorées selon la température du plasma, croissant du bleu au rouge.

A partir de l'analyse des données de l'instrument PLS, Sittler et al. (1983) ont établi un premier schéma de la configuration de la magnétosphère kronienne (figure 1.12). **3 régions** différentant de par leurs caractéristiques plasma ont été définies :

Le tore de plasma interne constitue la région la plus interne de la magnétosphère. Située à l'intérieur de $8 R_S$, cette région est essentiellement caractérisée par de basses températures et des densités de plasma élevées à l'équateur. La région inclut les anneaux ($\leq 2 R_S$) et les principaux satellites de glace. Les températures sont de l'ordre de l'énergie d'entraînement (énergie de corotation), et la vitesse du plasma est proche de la vitesse de corotation jusqu'à $6 R_S$. Le plasma chaud est pratiquement absent de cette région.

Le feuillet de plasma étendu est la région située entre $8 R_S$ et $15 R_S$, dans laquelle coexistent du plasma chaud et du plasma froid. La vitesse semble s'écarte progressivement de la corotation pour des distances radiales croissantes. C'est aussi la région où l'on observe l'anneau de courant.

La magnétosphère externe, au-delà de $15 R_S$ est une région dominée par le plasma chaud avec beaucoup de variabilité, probablement due à l'interaction avec le vent solaire.

Parce que l'image que nous renvoient les études de Sittler et al. (1983) et Krimigis et al. (1983) est la résultante de mécanismes sources, puits et de transport (figure 1.13) de plasma variés, il est essentiel de dresser la liste des processus et des composantes magnétosphériques susceptibles de jouer un rôle dans ces processus.

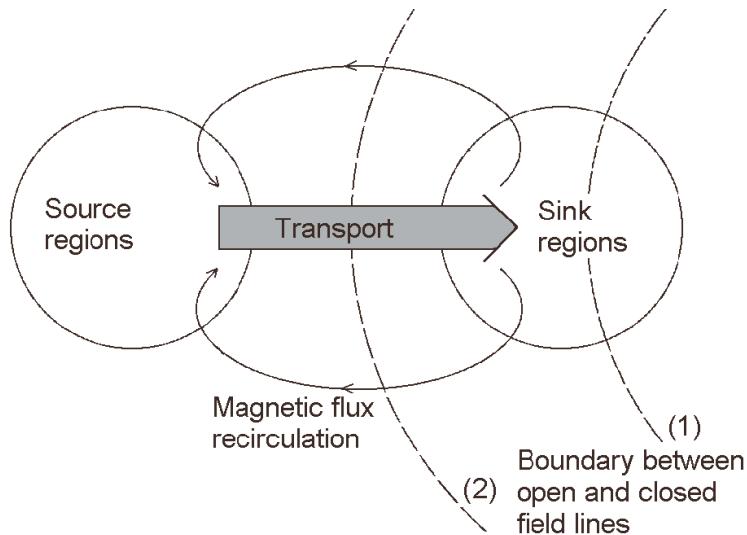


FIG. 1.13 – Représentation schématique de la circulation du plasma magnétosphérique (Blanc et al., 2005). Les régions source à gauche, les régions perte à droite, et une zone de transport entre région source et région puits. Par principe de conservation du flux magnétique, les tubes de flux retournent vidés vers les régions sources.

1.3.4 Les sources et puits de plasma

Les observations de Voyager ont permis de dresser un premier tableau de l'existence et de l'importance relative des processus plasma, que les résultats de Cassini serviront à étayer, infirmer ou compléter. Les agents de sources et de pertes ainsi que les mécanismes associés sont répertoriés à la table 1.3.

Sources de plasma

Les sources de plasma dans la magnétosphère sont diverses, elles peuvent être internes, c'est à dire produites à l'intérieur de la magnétosphère, ou externes.

- **Les tores neutres** : Les nuages de gaz neutre observés sont produits par les *bombardements météoritiques* à la surface des satellites, le *criblage* par des particules chargées (*sputtering*) ou la sublimation des constituants des surfaces des planètes, satellites et des anneaux. Les particules neutres libérées ont des trajectoires képlériennes autour de la planète, formant ainsi des nuages à configuration toroïdale, les tores neutres. Dans la magnétosphère kronienne, les nuages denses de gaz neutre jouent un rôle essentiel dans la production du plasma, en particulier dans la magnétosphère interne ($<10R_S$). En effet, les particules neutres subissent les processus de *photo-dissociation*, de *photo-ionisation* due aux radiations solaire UV, d'*impact électronique* ou d'*échange de charge* entre particules neutres du tore et ions environnants et contribuent à la formation d'un tore de matière ionisée.
- **Les ionosphères** : Les particules de l'ionosphère planétaire sont capables de s'échapper dans la magnétosphère le long des lignes de force magnétiques. Les anneaux et satellites ont aussi une ionosphère capable de diffuser du plasma dans le milieu environnant (Eviatar & Richardson (1992) and Gan-Baruch et al. (1994)).
- **L'atmosphère du satellite Titan** : L'*échappement* de l'atmosphère du satellite constitue une source pour le tore d'hydrogène de la magnétosphère externe. L'ionosphère de Titan constitue de plus une source directe de plasma.
- **Le vent solaire** : Le plasma du vent solaire peut pénétrer dans la magnétosphère via les *cornets polaires*, autour des pôles magnétiques de la planète, et à travers des couches limites fermées à l'interface vent solaire-magnétosphère, en particulier par les processus de reconnection.
- **Le rayonnement cosmique** : Les particules cosmiques (solaires ou galactiques) capables de pénétrer la magnétosphère interagissent avec l'atmosphère de la planète ou les anneaux, déclenchant des réactions nucléaires qui produisent la *désintégration des neutrons* en protons et électrons énergétiques (mécanisme CRAND -Cosmic-Rays-Albedo-Neutron-Decay) (van Allen et al. (1980)). Ce processus serait à l'origine du peuplement

des ceintures de radiations dans la magnétosphère interne de Saturne (Krimigis et al., 2005).

Sources/Pertes	Mécanismes
Satellites	Criblage de surface, Sublimation de la glace, Absorption
Anneaux	Ionosphère, Absorption
Tores de neutres	Echange de charge, Photo-ionisation, Impact électronique
Ionosphère planétaire	Courants alignés, Diffusion angulaire, échappement
Atmosphère et ionosphère de Titan	Echappement
Vent solaire	Pénétration des cornets polaires, Reconnexion
CRAND	Interaction avec atmosphère
Tores denses de plasma	Recombinaison

TAB. 1.3 – Tableau récapitulatif des sources et pertes potentielles de plasma dans la magnétosphère de Saturne et mécanismes associés.

Les puits de plasma

De même qu'il existe de nombreuses sources de plasma, il existe de nombreux mécanismes de perte qui permettent de maintenir à l'équilibre les populations de plasma dans la magnétosphère.

- **Les surfaces solides** : Les surfaces des satellites et des anneaux constituent à la fois des sources et des puits de plasma magnétosphérique. Les particules chargées heurtant un corps solide ont une certaine probabilité d'être absorbées à sa surface tout comme ces particules peuvent être capturées par l'atmosphère. Les preuves observationnelles de l'*absorption* par les satellites ont été apportées par les travaux sur Voyager de van Allen et al. (1980) qui ont montré l'existence des signatures d'absorption pour les particules énergétiques dans le sillage des satellites de glace de la magnétosphère interne. La largeur des signatures dépend de plusieurs paramètres : le diamètre du satellite, l'énergie thermique de la particule, la section efficace d'absorption (dépendant de l'énergie de la particule et de la surface d'absorption). La profondeur des signatures d'absorption renseigne sur l'âge de l'absorption et apporte la preuve observationnelle de la diffusion radiale des particules et de son rôle dans le remplissage des tubes de flux vidés lors de l'absorption.
- **L'atmosphère planétaire** : Le processus de *diffusion angulaire* d'une particule (figure 1.14) par interaction avec des ondes ou via collision avec des particules neutres induit un changement de son angle d'attaque, pouvant l'amener à précipiter dans le cône de perte α_{CO} , lieu des angles d'attaque pour lesquels le point miroir se projette dans l'ionosphère (en hachuré sur la figure 1.14). Sous certaines conditions, le flux de particules précipitantes peut donner lieu à des aurores (Blanc et al., 2002).

- **Le tore dense de plasma :** Le processus de *recombinaison* des composantes ionique et électronique a lieu dans les régions de forte densité de neutres et d’ions, telles que l’ionosphère et les tores neutres et ionisés internes. Ce phénomène est prépondérant dans certaines couches ionosphériques, mais peu efficace dans les tores planétaires. L’*échange de charge* est un mécanisme particulièrement efficace dans la magnétosphère kronienne. En effet, la forte densité de neutres dans le plasma y contribue. L’observation de particules neutres énergétiques (ENA), nées de l’interaction d’ions énergétiques avec les neutres du tore ou de l’atmosphère de Titan en est la preuve observationnelle.

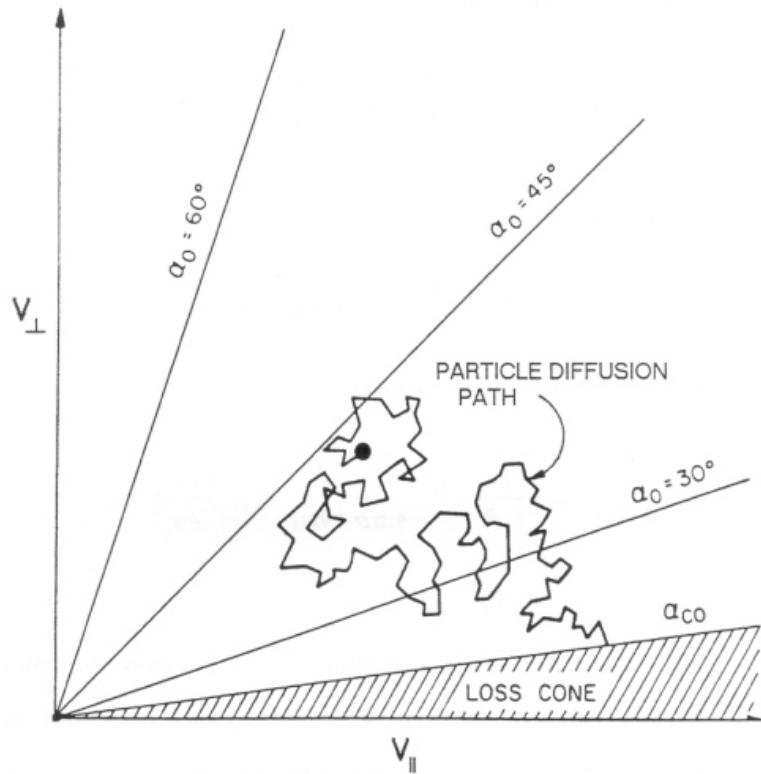


FIG. 1.14 – Représentation dans l'espace des phases des vitesses (vitesse parallèle au champ magnétique v_{\parallel} , vitesse perpendiculaire v_{\perp}) du chemin de diffusion d'une particule en angle d'attaque, depuis un angle d'attaque de $\alpha_0 = 45^\circ$ vers le cône de perte α_{CO} . (Roberts et al., 1969).

La figure 1.15 présente un modèle de physico-chimie du tore de neutres de la magnétosphère kronienne (Blanc et al., 2002) établi d’après les observations pré-Cassini. La partie haute du schéma présente les mécanismes de production de la composante neutre du plasma, sa composition, et les mécanismes de perte, soit par ionisation due aux particules chargées, soit par photo-ionisation. La partie basse présente la composante ionique, dérivant de la population neutre, sa composition et la répartition des processus de pertes entre recombinaison, échange de charge et transport au travers de la magnétosphère.

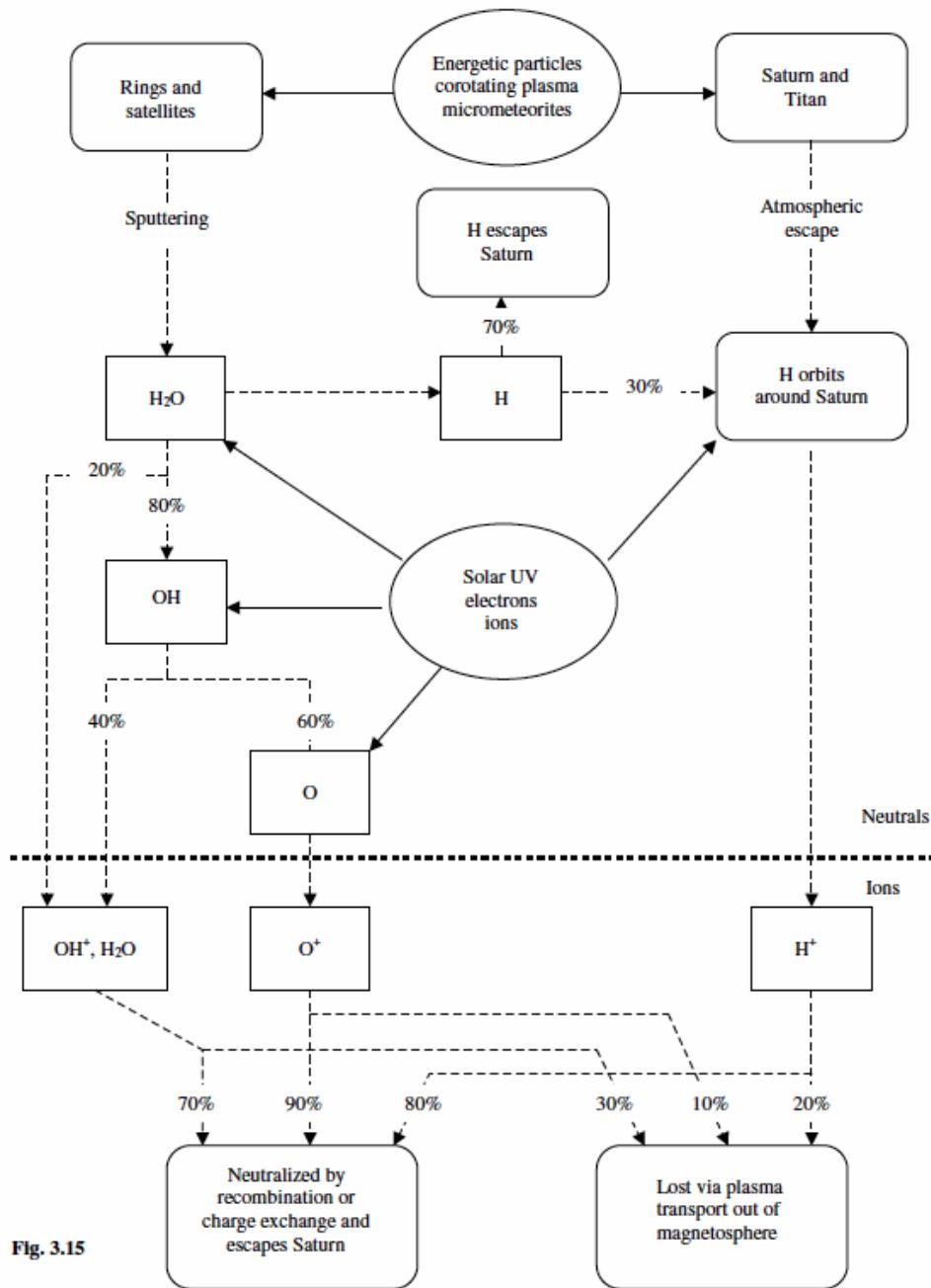


FIG. 1.15 – Représentation schématique des processus chimiques contribuant à l'équilibre du tore interne de la magnétosphère de Saturne. Le cycle des particules neutres est représenté dans la partie haute du schéma, les espèces ionisées dans la partie inférieure (Blanc et al., 2002).

1.3.5 Transport du plasma

Dans la magnétosphère, les sources de plasma sont localisées mais le plasma est observé partout dans la magnétosphère, révélant l'importance des processus de redistribution du plasma par les phénomènes de transport que nous allons décrire successivement. Dans les magnétosphères planétaires, le transport s'organise à plusieurs échelles.

1.3.5.1 La grande échelle : Champs électriques de corotation et de convection

Les premières sources de quantité de mouvement sont fournies par les champs électriques à grande échelle : les **champs électriques de convection** et **champs électriques de corotation**. Le mouvement global du plasma est essentiellement régi par la combinaison de ces deux champs.

Le champ électrique de corotation (E_{COR}) est dû au mouvement de corotation du plasma magnétosphérique et à la présence du dipole magnétique intense de la planète. Il s'écrit :

$$E_{COR} = (\omega_{rot} \times r) \times B \quad (1.2)$$

où ω_{rot} est la fréquence de rotation planétaire et B le champ magnétique de la planète. Nous en déduisons le potentiel électrique de corotation ϕ_{COR} :

$$\phi_{COR} = -\omega_{rot} B_0 R^3 / r \quad (1.3)$$

La vitesse de corotation du plasma de la magnétosphère provient du **couplage ionosphère-magnétosphère**, qui transmet depuis la haute atmosphère vers la magnétosphère le mouvement de rotation planétaire via des courants alignés. Si la conductivité du milieu ionosphérique est élevée, que la conductivité magnétosphérique parallèlement à la ligne de champ l'est également (lignes de champ équipotentielles), et que le champ magnétique respecte la condition de gel dans le plasma, alors la vitesse angulaire du plasma magnétosphérique est celle de l'ionosphère, soit approximativement la vitesse de rotation planétaire.

Le champ électrique de convection E_{CONV} est engendré par une source à grande échelle autre que la rotation planétaire, qui entraîne une circulation à grande échelle généralement organisée en deux grandes cellules convectives. La source de cette circulation varie selon les planètes, et selon les modèles, et plusieurs d'entre elles peuvent être superposées.

Les courants alignés et origine des aurores Dans la magnétosphère terrestre, il a été prédit théoriquement (Dall, 1915) et ensuite observé expérimentalement que des électrons d'origine ionosphérique sont transportés par des courants alignés aux lignes de champ $j_{||}$ couplant l'ionosphère à la magnétosphère (courants de Birkeland).

Deux nappes de courants électriques parallèles aux lignes de champ, l'une ascendante et l'autre descendante dans l'ionosphère, forment un circuit électrique fermé par des courants perpendiculaires au niveau de l'ionosphère et à l'équateur magnétique (illustration figure 1.16). Des électrons ionosphériques sont ainsi accélérés depuis l'ionosphère vers la magnétosphère par les courants descendant dans l'ionosphère, et inversement pour les électrons magnétosphériques.

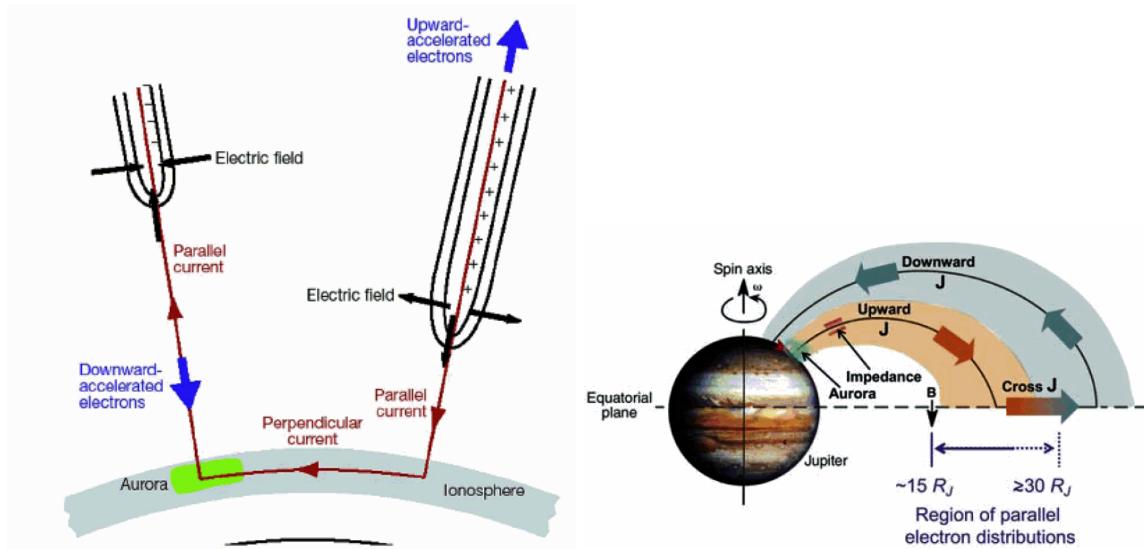


FIG. 1.16 – A gauche : les courants alignés à l’ionosphère terrestre par Mauk & Saur (2007). A droite : Représentation du couplage ionosphère-magnétosphère dans la magnétosphère joviennne. Les courants alignés forcent la magnétosphère à tourner en corotation avec l’ionosphère. Les courants alignés se referment au niveau de l’équateur magnétique et ionosphérique par des courants perpendiculaires j_{\perp} . Ils se composent d’une zone de courant alignée *upward*, associée aux électrons *downward* , et d’une zone de courant *downward* associée à des électrons *upward*.

riques transportés via des courants montant. L’origine de ces courants alignés dans la magnéto-sphère terrestre provient d’événements de reconnexion dans la couche de plasma (précipitations ionosphériques- région 1 hautes latitudes), soit de la fermeture du courant annulaire au niveau ionosphérique (région 2 - basses latitudes). Les deux systèmes de courants sont de directions opposées et sont connectés au niveau ionosphérique par des courants transverses. Les courants changent en fonction du temps local. Dans le cas de Jupiter, les boucles de courants maintiennent la corotation et l’orientation des courants est identique à tout temps local.

Une des conséquences les plus remarquables de l’existence de ces courants alignés est la production d’**aurores**. Les aurores observées dans les magnétosphères planétaires sont produites par l’accélération le long des lignes de champ des particules piégées dans la magnéto-sphère. Les particules accélérées précipitent dans l’ionosphère et excitent les atomes et molécules atmosphériques. La région atmosphérique perturbée émet ensuite du rayonnement dans l’infrarouge, le visible et l’ultraviolet par désexcitation des atomes et molécules du milieu. L’origine de l’accélération parallèle du plasma, et donc des courants alignés, réside dans le changement du couplage ionosphère-magnétosphère et des perturbations dans la dynamique de la magnéto-sphère. La signature ionosphérique de ces perturbations, les aurores, sont donc des traceurs de la dynamique en place dans la magnéto-sphère. Ainsi, l’on a observé que les aurores joviennes sont d’origine interne, produites par des perturbations du flux magnétosphérique en rotation à la limite externe du tore d’Io, perturbations induites par la sous-corotation due au

transport radial vers l'extérieur du plasma. Les aurores terrestres sont, au contraire, générées par des perturbations externes dans le vent solaire, une activité accrue du vent solaire activant le cycle de reconnection.

1.3.5.2 Circulation à grande échelle.

Plusieurs modèles de convection ont été développés. Il s'agit principalement des modèles de type Vasyliunas, Dungey, ou de Hill.

Cycle de Dungey Dans la magnétosphère terrestre, la convection du plasma magnétosphérique est induite par son interaction avec le vent solaire. Elle est probablement organisée selon le cycle de Dungey (Dungey, 1961), dans lequel le plasma du vent solaire pénètre dans la magnétosphère suivant un processus de double reconnection magnétique (figure 1.17).

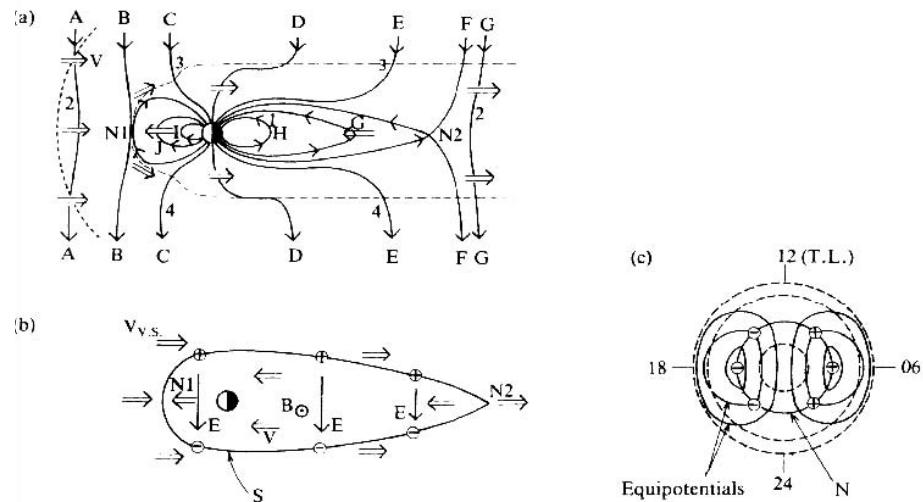


FIG. 1.17 – Cycle de circulation de Dungey. (a) Étapes du cycle de reconnection en vue méridienne (X,Z), depuis l'étape A, vers l'étape B où se produit la reconnection avec les lignes de champ planétaire en amont (N1), suivie d'une reconnection (N2) dans la queue magnétique à l'étape F. (b) Cycle de convection dans le plan équatorial. (c) Equipotentialles représentées en temps local.

Le cycle est constitué de plusieurs étapes : (1) La reconnection côté jour des lignes de champ magnétique interplanétaire avec les lignes de champ magnétosphériques ouvertes si elles sont anti-parallèles. Les particules solaires peuvent alors pénétrer dans l'ionosphère via les cornets polaires. (2) La convection induite des lignes de champ magnétique les transporte vers le côté nuit où une deuxième reconnection peut avoir lieu dans la couche de plasma de la magnétosphère externe. (3) Le champ électrique du vent solaire est transmis lors de la reconnection et crée une dérive de la ligne de champ vers le côté jour, injectant du plasma neuf et accéléré dans la magnétosphère interne par relâchement de l'énergie magnétique.

Cycle de Vasyliunas. Un autre type de circulation à grande échelle, cette fois d'origine interne, a été introduit par Vasyliunas (1968) pour le cas des magnétosphères géantes à rotation rapide (figure 1.18). Ce cycle, appelé cycle de Vasyliunas, a pour déclencheur l'effet de force centrifuge. C'est dans la queue magnétique de la magnétosphère que les lignes de champ magnétique chargées de plasma sont sujettes à une déformation maximale de leur courbure dans le plan équatorial. Si l'équilibre des pressions magnétique et thermique du plasma penche en faveur de cette dernière, la probabilité qu'une reconnection ait lieu est importante. La ligne de champ reconnectée subit un effet de fronde, ramenant le plasma accéléré dans la magnétosphère interne, simultanément à l'éjection d'un *plasmoïde* vers la queue de la magnétosphère.

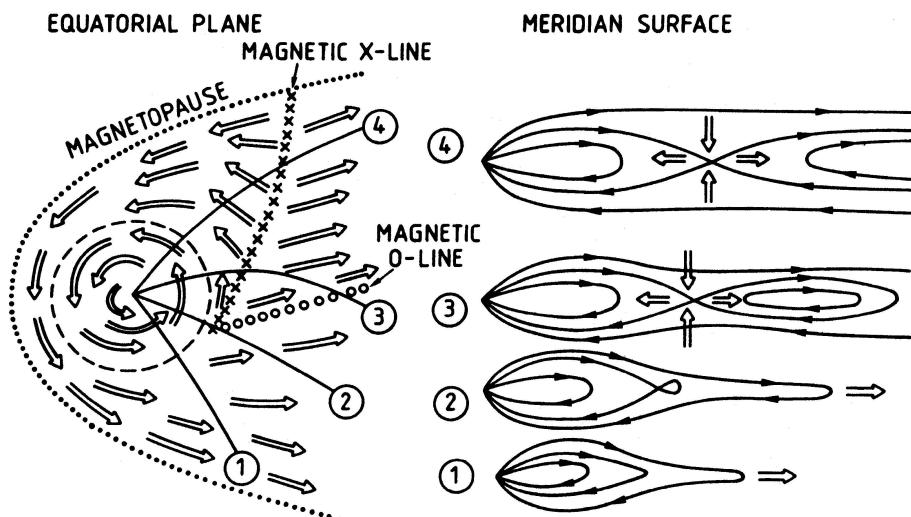


FIG. 1.18 – Modèle de circulation magnétosphérique dans la magnétosphère jovienne (Vasyliunas, 1968). Par effet de la force centrifuge, le plasma étire les lignes de champ côté nuit, engendrant une reconnection et la formation d'un îlot de plasma éjecté dans la queue magnétosphérique.

Convection en corotation de Hill Hill et al. (1981) introduisent un nouveau type de circulation à grande échelle à partir de l'observation de l'asymétrie longitudinale du tore de plasma du satellite jovien Io. Dans ce cas c'est cette asymétrie longitudinale qui produit un secteur de longitude dans lequel les tubes de flux sur-denses du tore de Io dérivent vers l'extérieur, entraînant un retour équivalent de flux magnétique à la longitude opposée. Les deux cellules de convection géantes ainsi produites sont fixes dans un repère qui tourne avec la planète.

1.3.5.3 Circulation à moyenne échelle.

A moyenne et petite échelle, la diffusion radiale du plasma a pour origine les champs électriques fluctuant induits par des instabilités dans la couche de plasma ou par des perturbations magnétiques, induisant de la diffusion vers l'intérieur ou l'extérieur de la magnétosphère.

Le mécanisme d'*instabilité d'interchange centrifuge* consiste en l'échange de tubes de flux denses, entraînés vers l'extérieur de la magnétosphère par effet centrifuge, et de tubes de flux ténus entrants (figure 1.19). Le principe de l'échange de tubes de flux est basé sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor, engendrée par la superposition d'un fluide dense et d'un fluide moins dense dans un même champ gravitationnel. Ce mécanisme de transport a été identifié dans la magnétosphère jovienne, dans le tore d'Io. Dans ce contexte, la force gravitationnelle de l'instabilité fluide classique est remplacée par la force centrifuge agissant sur les tubes de flux sur-denses du tore d'Io. De par la similarité des caractéristiques des systèmes joviens et kroniens (rotation planétaire élevée, sources internes importantes), ce processus est susceptible d'agir également dans la magnétosphère kronienne.

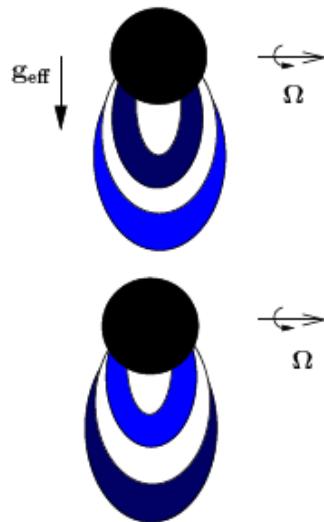


FIG. 1.19 – Schéma du mécanisme d'interchange dans une magnétosphère à rotation Ω rapide. La force centrifuge joue le rôle d'une force de gravité effective g_{eff} , les tubes de flux dense et froid (bleu foncé) diffusant vers l'extérieur avec retour d'une tube de flux moins dense et chaud (bleu clair) (Thèse N. André).

1.3.5.4 Diffusion à l'échelle microscopique.

La diffusion à l'échelle microscopique concerne la diffusion au niveau particulaire. Il peut s'agir de diffusion radiale, de diffusion en angle d'attaque induites par des perturbations électriques ou magnétiques, ou d'échange de charge entre particules neutres et ionisées.

1.3.5.5 Formalisme de la diffusion radiale.

De manière générale, l'équation régissant la diffusion radiale s'exprime :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{1}{L^2} D_{LL} \frac{\partial f_p}{\partial L} \right) + Q - S \quad (1.4)$$

où f_p est la densité dans l'espace des phases du plasma, L le paramètre de McIlwain, Q et S sont respectivement les termes sources et puits, et D_{LL} le coefficient de diffusion radiale.

Dans la magnétosphère de Saturne, le coefficient de diffusion radiale a été déterminé par l'analyse des signatures spectrales d'absorption des électrons par les satellites de la magnétosphère interne (van Allen et al., 1980). En effet, sous l'hypothèse que la totalité du plasma est absorbée lors du passage du satellite, la mesure de la profondeur de la signature d'absorption dans le sillage du satellite renseigne sur le taux de remplissage radial des tubes de flux. La forme empirique du coefficient de diffusion radiale s'écrit $D_{LL} = D_0 L^n$, où l'exposant n est représentatif du type de diffusion radiale (de Pater & Lissauer, 2001). Sur la base des mesures de Pioneer 11, Randall (1994) trouve un coefficient n égal à 3, significatif d'une diffusion qui a pour origine des perturbations ionosphériques.

La diffusion radiale des particules au travers de la magnétosphère viole le principe de conservation du 3 ème invariant adiabatique. Les deux premiers invariants $\mu_B L^{-3}$ et $J_B L^{-2}$ sont en principe conservés (Annexe A), ce qui signifie que pour un transport vers l'intérieur, l'énergie perpendiculaire d'une particule augmente plus rapidement que son énergie parallèle avec pour conséquence le déplacement du point miroir à plus haute altitude et donc le confinement des populations à l'équateur.

1.3.6 Quelques problèmes ouverts

Les résultats de Voyager, s'ils ont fait considérablement progresser notre connaissance des magnétosphères des planètes géantes, ont laissé de nombreuses questions ouvertes, dont voici quelques-unes. Nous faisons le point sur ces questions en incluant des apports de Cassini antérieurs à notre travail.

1.3.6.1 Les sources

Les modèles de physico-chimie visant à reproduire les observations de la densité du radical hydroxyl (OH) mesurée lors de la campagne *HST* de 1992 (Shemansky et al., 1993) requièrent un taux de production de plasma à partir du criblage des surfaces supérieur au taux estimé à partir des données Voyager. Autrement dit, ce mécanisme ne suffit pas à expliquer la quantité d'eau observée dans la magnétosphère de Saturne. Le problème de la source d'eau manquante s'est justement posé et Jurac et al. (2002) a tenté de l'expliquer en émettant l'hypothèse d'une source distribuée de petits grains dans l'anneau E (3 à 8 R_S). Ensuite, à l'aide d'un nouvel ensemble de mesures *HST* de OH, la région source de l'eau a pu être mieux contrainte, et s'est révélée être localisée autour d'Encelade (Jurac et al., 2002).

1.3.6.2 Le transport

La contribution des différents mécanismes de transport, à diverses échelles, reste encore inconnue. L'importance relative du cycle de Dungey à Saturne n'est pas bien connue : si ce phénomène est marginal, cela indique une magnétosphère quasi-fermée au milieu interplanétaire, dans le cas contraire elle serait définie comme ouverte, avec un processus de reconnexion de type terrestre efficace. Comme dans le cas de la magnétosphère de Jupiter, le mécanisme d'instabilité d'interchange pourrait jouer un rôle important, en raison des effets centrifuges importants dus à la rotation planétaire.

1.3.6.3 Emission radio-kilométrique aurorale

Depuis Voyager il est connu que les axes de rotation et magnétique de Saturne sont alignés à moins de 1° , à la différence de Jupiter dont les axes sont inclinés à 9.6° . L'écart entre les deux axes à Jupiter introduit une modulation rotationnelle dans toutes les données magnétosphériques observées, expliquant les oscillations des paramètres lors de l'enregistrement des mesures à bord de Galileo. Ainsi, à Jupiter, il est d'usage d'utiliser la périodicité de l'émission radio-kilométrique aurorale pour la détermination de la période de rotation de la planète.

Alors qu'il ne devrait a priori pas y avoir de modulation rotationnelle en raison de l'alignement des axes à Saturne, l'émission radio aurorale kilométrique a été observée modulée à une période de 10h39 (Warwick et al., 1981), considérée comme étant la période de rotation "vraie" de la planète. En 1994, les mesures de la sonde Ulysse rapportent une période de modulation du SKR différente de celle mesurée par Voyager (Galopeau & Lecacheux, 2000) avec une variation de quelques pourcents à l'échelle de quelques années. Galopeau & Lecacheux (2000) ont expliqué cette variation par une instabilité de Kelvin-Helmholtz à la frontière entre la magnétogaine et la magnétosphère. La dérive de la périodicité a été interprétée comme étant due au déplacement de la source de l'instabilité due aux fluctuations du vent solaire. La période de l'émission SKR n'étant pas constante, l'idée que l'émission SKR puisse être une horloge de mesure de rotation sidérale a donc été abandonnée selon le principe de conservation du moment angulaire de la rotation planétaire. Les observations de Cassini vont encore compliquer cette question, qui reste ouverte aujourd'hui.

1.4 La mission Cassini : l'épopée kronienne



FIG. 1.20 – La sonde interplanétaire CASSINI-HUYGENS (Image jpl,nasa).

1.4.1 Caractéristiques de la mission

Bien que riches en découvertes sur l'environnement kronien, les passages des sondes Pioneer et Voyager ont introduit beaucoup de questions fondamentales non encore résolues : la dynamique de l'atmosphère de la planète, la structure de ses anneaux, la composition des satellites de glace, la structure des champ magnétique et gravitationnel, la dynamique du plasma magnétosphérique. C'est dans cette perspective que la mission Cassini-Huygens (figure 1.20) a été développée, née de la collaboration des agences spatiales européenne (ESA) et américaine (NASA). Avec 6.7 mètres de hauteur, 4 mètres de diamètre et une masse de 6 tonnes au lancement, Cassini-Huygens est la sonde interplanétaire la plus lourde ayant été envoyée dans l'espace. Elle se compose en deux modules : l'orbiteur Cassini à bord duquel ont été embarqués 12 instruments qui, par des mesures in-situ ou de télédétection sondent l'environnement

de la planète, et la sonde Huygens, spécialement conçue pour l'étude de l'atmosphère et de la surface de Titan.

La communication entre le satellite et la Terre se fait via une antenne grand gain (HGA) de 4 mètres de diamètre. Etant donnée la distance qui sépare la Terre et Saturne (environ 9 UA), le délai de télécommunication est de l'ordre de 1h20.

Le satellite est stabilisé 3 axes pour les acquisitions d'imageurs à bord du satellite. Sa position et son guidage sont calculés via un ordinateur de bord traitant l'information provenant des senseurs enregistrant la position des étoiles de référence et du Soleil.

Lancée le 15 octobre 1997, Cassini-Huygens a utilisé l'assistance gravitationnelle de Vénus, de la Terre et de Jupiter durant son périple qui a duré 7 ans dans le milieu interplanétaire. Le satellite est entré en orbite autour de Saturne le 1er juillet 2004 et le module Huygens a été parachuté le 15 janvier 2005 dans l'atmosphère de Titan. Initialement prévue pour durer 4 ans, la mission a été conçue de manière à couvrir l'environnement kronien pour un maximum de couverture en temps local, latitude et distance radiale, en passant d'orbites équatoriales à des orbites polaires (figure 1.21). Fort de son succès la mission a été étendue pour 2 ans au moins (la mission "Cassini Equinoxe", actuellement en cours), et l'on étudie actuellement une nouvelle extension d'au moins 2 ans (mission XMM).

1.4.2 Orbitographie

Lors de son orbite d'insertion autour de Saturne le 30 juin 2004, Cassini a pénétré la magnétosphère côté jour, entre 6h et 12h, a ensuite atteint le périapse à une distance de $1.3 R_S$ pour repartir côté nuit, entre 00h et 6h avec une inclinaison de 17° . Les orbites se sont ensuite décalées dans le sens direct autour de la planète. De janvier à mars 2005 (orbites rev C à rev 5) les orbites étaient équatoriales. Entre avril et octobre 2005 (orbites rev 6 à rev 14), les orbites se sont réinclinées jusqu'à 13° . D'octobre 2005 à juin 2006 (orbites rev 15 à rev 25) les orbites ont été équatoriales, nous offrant la possibilité d'étudier la magnétosphère indépendamment de la latitude. De juillet 2006 à début 2007, les orbites de Cassini se sont à nouveau inclinées pour obtenir des inclinaisons jusqu'à -58° , permettant ainsi d'explorer les zones polaires et aurorales. Le second semestre 2007 a été caractérisé par des orbites à faibles inclinaisons, couvrant les temps locaux côté crépuscule. Le début d'année 2008 comporte par contre des orbites à forte inclinaison proches de la planète (périapse faible), certaines suivant même les lignes de champ.

Le plasma magnétosphérique étant concentré dans le plan équatorial magnétique confondu avec le plan équatorial rotationnel ($\text{tilt}=0^\circ$), la trajectoire de la sonde sera représentée en projections polaire (ρ, Z) et équatoriale (X, Y) du référentiel équatorial kronocentrique KSE dans lequel X est dans le plan Saturne-Soleil (positif dans la direction solaire), Z l'axe de rotation de Saturne dirigé vers le nord, et Y le produit vectoriel des axes Z et X . La coordonnée magnétique L désigne la distance à l'équateur d'une coquille magnétique (lieu des équipotentialles)

exprimée en rayons de Saturne ($R_S=60.268$ km) dans une configuration dipolaire. Cette coordonnée est utile pour l'étude du comportement de la distribution du plasma le long d'une ligne de champ magnétique. Notons qu'en dehors de la zone d'influence du champ magnétique dipolaire, les contributions dues aux courants azimuthaux modifieront le L initial, et l'on retrouvera souvent des lignes des champs étirées au niveau de l'équateur, déformant les coquilles magnétiques.

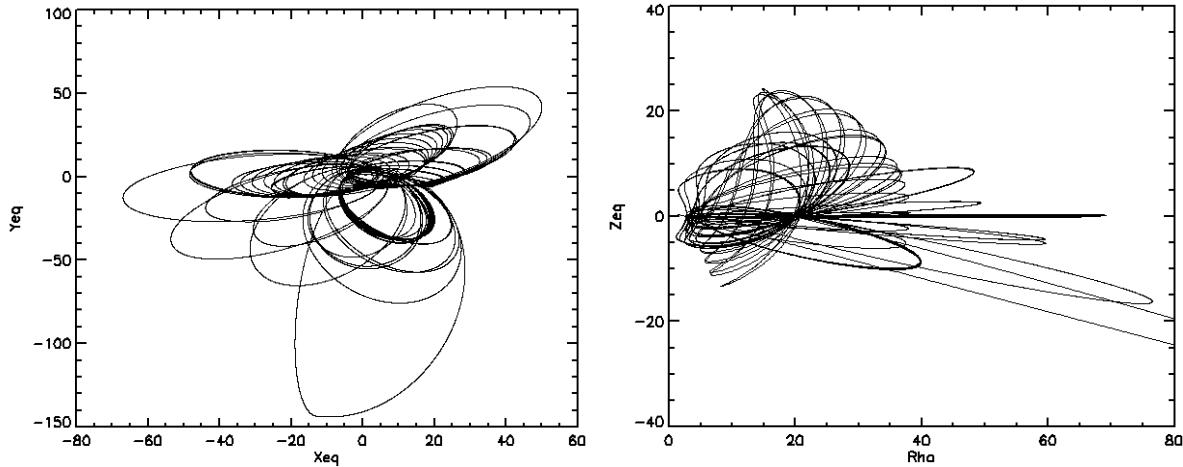


FIG. 1.21 – A gauche : Trajectoire de Cassini dans le plan équatorial, couverture de la sonde réalisée jusqu'à l'orbite rev29 . A droite : Trajectoire de Cassini dans le plan polaire.

1.4.3 MAgnetsphere and Plasma Science

La magnétosphère est un environnement complexe, multi-phasiqe, dans lequel les composantes (surfaces solides, gaz neutre, plasma, champ magnétique) sont en interaction constante et définissent un système auto-cohérent. Cette caractéristique rend nécessaire l'étude combinée des différents paramètres magnétosphériques mesurés par chacun des instruments. Le groupe d'étude interdisciplinaire **MAPS** (MAgnetsphere and Plasma Science) de la mission Cassini-Huygens a ainsi été mis en place dans le but de dégager une vision d'ensemble et multi-instrumentale des événements magnétosphériques.

1.4.3.1 Instruments

Les instruments participant à ce consortium sont les instruments de mesures *in situ* du plasma, du champ magnétique, et des ondes (représentés sur la figure 1.22) :

- CAssini Plasma Spectrometer (CAPS) mesure le plasma de basse énergie, ions et électrons à l'aide d'un spectromètre de masse (IMS, Ion Mass Spectrometer), d'un spectro-mètre de faisceau ionique (IBS, Ion Beam Spectrometer), d'un spectromètre à électrons

(ELS, ELectron Spectrometer) et d'un actuateur motorisé balayant l'espace angulaire (Young et al., 2004).

- Magnetospheric IMaging Instrument (MIMI) mesure le plasma de haute énergie. L'instrument comporte 3 détecteurs : le senseur mesurant les distributions des particules chargées (LEMMS, Low Energy Magnetospheric Measurement System), le senseur pour la détermination de la composition ionique (CHEMS, charge-energy-mass-spectrometer) et la caméra en imagerie des neutres énergétiques (INCA, Ion and Neutral CAmera) (Krimigis et al., 2004).
- Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) mesure les particules chargées et neutres à proximité de Saturne, Titan et des satellites afin d'en étudier l'atmosphère et l'ionosphère (Waite et al., 2004).
- Cosmic Dust Analyzer (CDA) mesure les grains de glace et de poussière dans l'environnement de Saturne (Srama et al., 2004) et analyse leur composition.
- MAGnetometer (MAG) étudie le champ magnétique de Saturne et l'interaction entre la magnétosphère et le vent solaire (Dougherty et al., 2004).
- Radio and Plasma Wave Science (RPWS) mesure les ondes dans le plasma, et émissions radio : champs électriques (de 1 Hz à 16 MHz) et magnétiques (de 1 Hz à 12.6 kHz) (Gurnett et al., 2004).

1.4.3.2 Objectifs scientifiques

Les principaux **axes de recherche** du groupe MAPS sont :

- la magnétosphère de Saturne et le plasma magnétosphérique : la configuration globale (régions magnétosphériques) et la dynamique du plasma, la composition, l'étude des sources, puits et transport des plasmas chaud et froid,
- les satellites de glace et les anneaux : leur composition, leur interaction avec la magnétosphère, la formation des nuages de neutres,
- les aurores et la génération du rayonnement kilométrique de Saturne (SKR),
- la configuration du champ magnétique,
- les signatures de reconnexion à la magnétopause et dans la queue magnétique,
- Titan et son interaction avec la magnétosphère de Saturne.

1.4.3.3 L'outil MAPSKP

La dynamique du groupe multi-instrumental MAPS a donné naissance à un outil de visualisation simultanée des données des instruments MAPS : l'outil MAPSKP (MAPS Key Parameters) développé au CESR en collaboration avec l'université de Michigan. Le site (<http://mapskp.cesr.fr>) fournit un accès aux données "paramètres clés" (*key parameters*) de basse résolution (1 min),

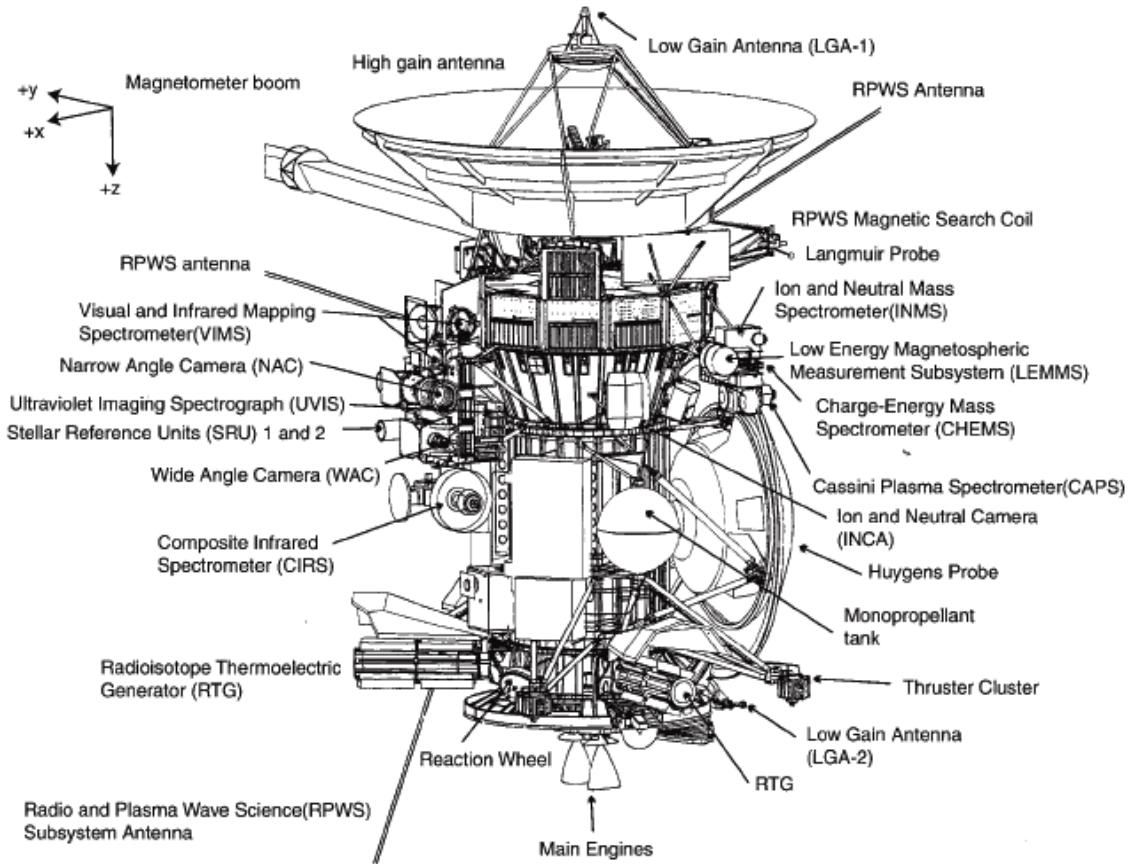


FIG. 1.22 – La sonde Cassini et les instruments plasma à bord de la sonde dans le repère (x,y,z) de la sonde (description dans le texte). L'axe z est dirigé positivement anti-parallèlement à l'antenne.

permettant ainsi d'avoir un aperçu rapide sur les événements à étudier dans un cadre global, multi-instrumental.

Les 'summary plots' permettent de visualiser séparément les données instrumentales de chaque instrument par jour. Une option de tracé interactif (figures 1.23 et 1.24) permet de choisir l'ensemble des données que l'on désire afficher pour une période de temps donnée afin de créer des graphes multi-instrumentaux. Les échelles de temps et d'intensité sont modulables afin de cibler les fenêtres d'observations autour des événements d'intérêt, et les données sont téléchargeables. Le partage des données permet ainsi de dynamiser la collaboration interdisciplinaire et le retour scientifique de la mission.

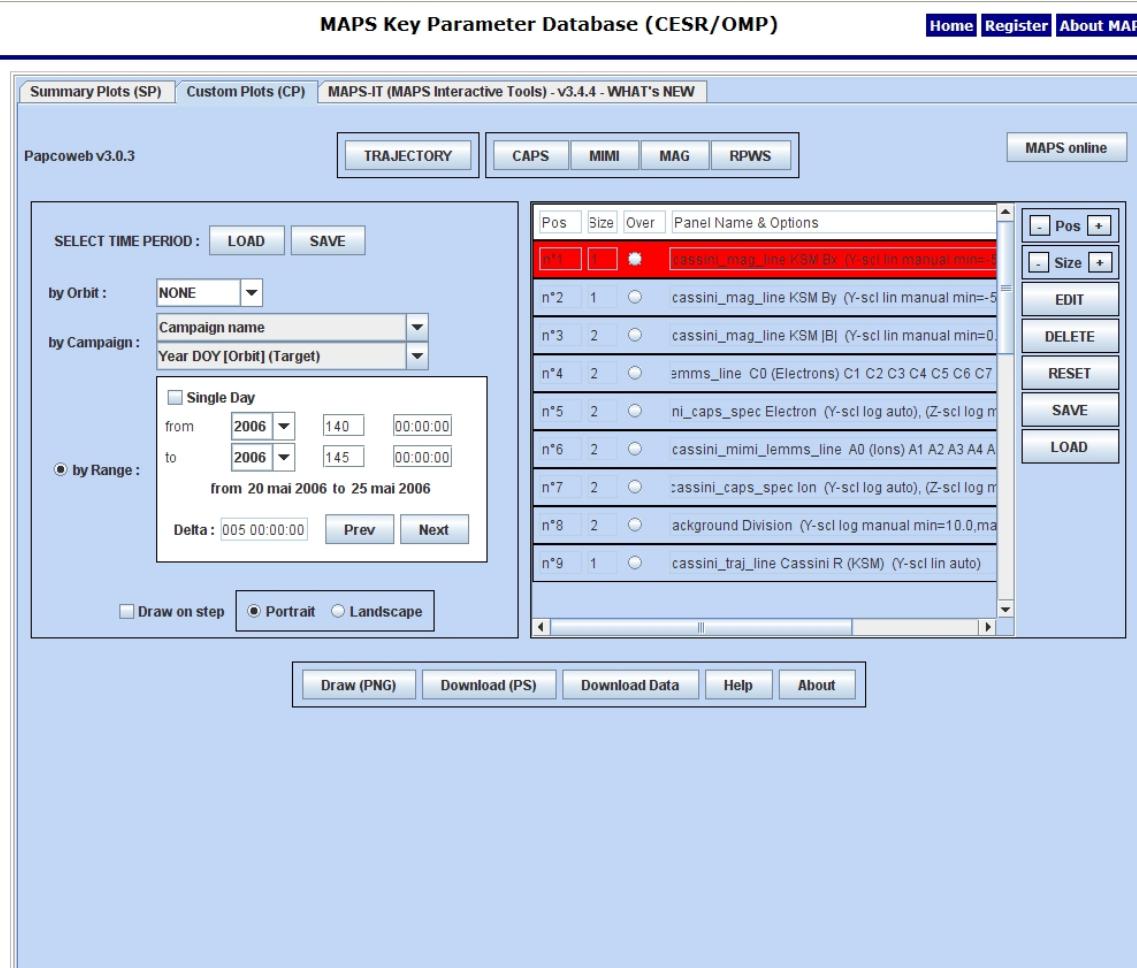


FIG. 1.23 – Outil de tracé interactif - MAPSVIEW.

1.5 La magnétosphère kronienne : premiers résultats de Cassini

Nous avons établi en section 1.3 l'état de l'art des connaissances de la magnétosphère de Saturne pendant l'ère pré-Cassini. Nous présentons dans cette nouvelle section l'apport des premières traversées de Cassini dans l'environnement kronien.

1.5.1 Régions magnétosphériques : Comparaison avec Voyager

Une nouvelle représentation des régions a émergé de l'analyse multi-instrumentale des données (particules, magnétique, ondes) de l'orbite d'insertion de Cassini (André et al., 2008).

- **La région des anneaux**, à l'intérieur de $3 R_S$. Il s'agit d'une région caractérisée par la présence simultanée des populations de plasma, de poussière et de particules des anneaux, fortement couplées entre elles. Les particules des anneaux sont érodées par divers

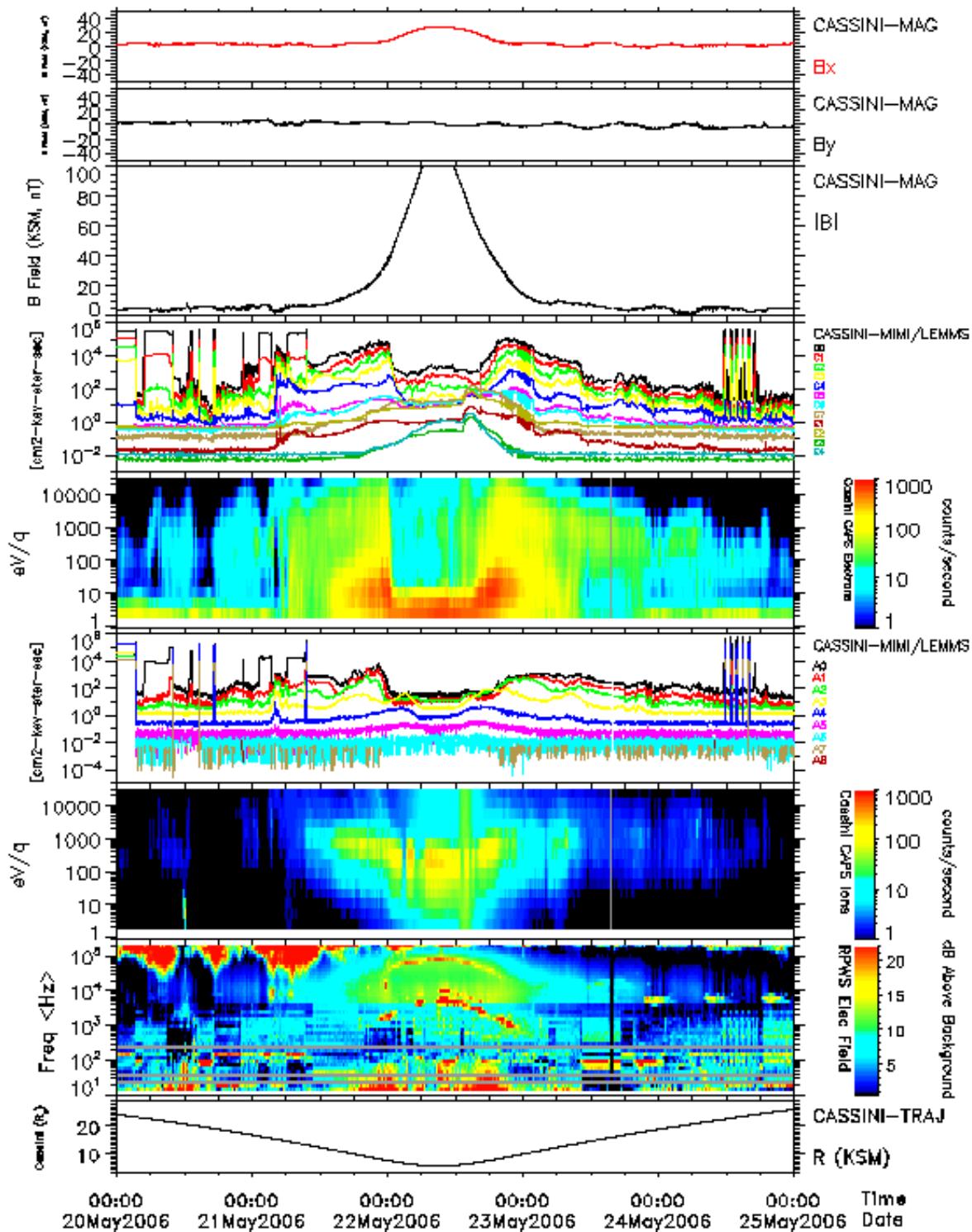


FIG. 1.24 – Exemple de graphe multi-instrumental réalisé à l'aide de l'outil MAPSKP

mécanismes (photo-dissociation, criblage des particules de glace par des photons ou des particules énergétiques), avec pour effet la production d'une ionosphère autour des anneaux, observée grâce aux instruments INMS et CAPS. L'ionosphère des anneaux est essentiellement composée d'ions d'oxygène atomique et moléculaire dans le plasma de basse énergie. Les particules énergétiques des ceintures de radiation y sont absorbées par interaction avec le matériau des anneaux. Krimigis et al. (2005) ont récemment révélé la présence d'une deuxième ceinture de radiations à l'intérieur de l'anneau D.

- **Le tore de plasma froid**, à l'intérieur de $5\text{-}6 R_S$. Cette région contient les sources de plasma froid, neutre (satellites de glace) et poussiére (anneau E) les plus importantes, caractérisées par une composition ionique dominée par les produits dérivés de l'eau. Les électrons ont une densité atteignant 170 cm^{-3} à proximité des anneaux et décroissant vers l'extérieur, contrairement à la température qui augmente de quelques électron-volts depuis la limite interne de la région (0.5 eV) jusqu'à la frontière externe (6 eV). La hauteur d'échelle du plasma est très faible dans la région des anneaux et augmente rapidement vers l'extérieur. Les ions lourds, du groupe de l'eau, dominent la composition ionique. La température augmente avec la distance radiale. Smith et al. (2005) ont découvert la présence d'ions N^+ dans une région étendue de la magnétosphère interne, dans laquelle les ions prennent source autour d'Encelade. La densité d'électrons et d'ions énergétiques est fortement réduite (Krimigis et al., 2005) dans la région du tore interne de gaz neutre observé par Esposito et al. (2005). Les ions énergétiques y interagissent fortement avec les neutres du milieu, par échange de charge.
- **Le feuillet de plasma dynamique et étendu**, au delà de $6 R_S$. Cette région est caractérisée par le transport radial. Des preuves observationnelles du processus d'interchange des tubes de flux ont été rapportées par Burch et al. (2005) et Mauk et al. (2005).
- **La magnétosphère externe à haute latitude**, au-delà de $12\text{-}14 R_S$. Les observations de plasma dans cette région sont très limitées en raison des très faibles densités dans les lobes. Krupp et al. (2005) ont observé une région très dynamique, caractérisée par de multiples entrées/sorties de la sonde dans le feuillet de plasma étendu. Bunce et al. (2006) ont identifié un possible événement de reconnexion dans la queue magnétique, pouvant être du à la compression de la magnétosphère par une région d'interaction en corotation (CIR, régions de grande densité formée par l'interaction de régions de vent solaire rapide et de vent lent) dans la région sub-solaire. Ce processus ainsi que celui proposé par Sittler et al. (2006a) seraient à l'origine des aurores observées à haute latitude dans l'ionosphère de Saturne.

1.5.2 Les premiers résultats de Cassini

La source Encelade.

Les survols rapprochés de Cassini au-dessus d'Encelade en 2005 ont permis de mettre à jour l'activité particulière inattendue de ce satellite (Dougherty et al., 2006; Hansen et al., 2006; Porco et al., 2006; Spahn et al., 2006; Waite et al., 2006) : l'émission de geysers de vapeur d'eau et de grains de glace depuis sa surface, au niveau du pôle sud (figure 1.25). L'analyse des données du survol E3 (12 mars 2008) au cœur du geyser permettra dans un futur proche de contraindre la composition et la contribution du satellite dans l'apport de matière au système kronien. Ces récentes observations ont permis d'identifier Encelade comme étant la source d'un tore fin de gaz neutres produit par son activité interne, et localisé autour du satellite (i.e. le tore d'Encelade). Un processus de double échange de charges des particules neutres avec les particules chargées permettrait à ce tore initial de s'étendre dans toute la magnétosphère interne (Johnson et al., 2006) pour former le tore de neutres observé. Cette découverte lève donc le voile sur le problème soulevé par Jurac et al. (2002), sur la source d'eau manquante dans le tore de Saturne que le criblage à la surface des satellites ne suffisait pas à expliquer.

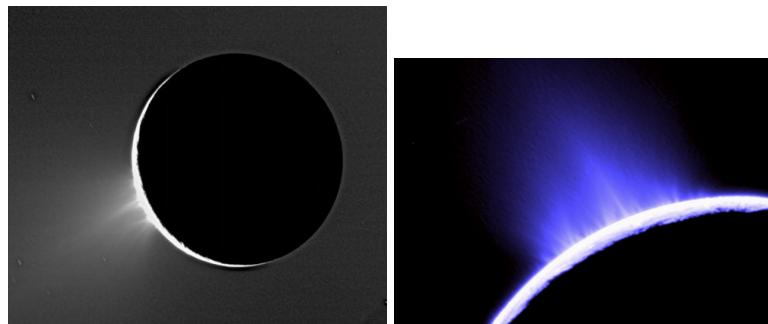


FIG. 1.25 – Geyser de particules de glace et de vapeur d'eau éjectés depuis le pôle sud du satellite Encelade photographié par la caméra ISS (Cassini) le 5 décembre 2005 (Image NASA/ESA).

Les mécanismes de transport

A l'époque de Voyager et avant Cassini, plusieurs mécanismes de transport ont été suggérés de manière théorique. Grâce aux données de Cassini, certains de ces mécanismes ont été directement observés.

- **Échange de charge** : Dans la magnétosphère interne à moins de $5 R_S$, Tokar et al. (2008) ont observé la présence d'ions *pick-up* créés par échange de charge. Le mécanisme de double échange de charge a été suggéré par Johnson et al. (2005) pour expliquer l'étallement du tore de neutres dans la magnétosphère interne de Saturne.

- **Reconnexion** : Mitchell et al. (2005b) montrent, d'après les images ENA de la caméra INCA de l'instrument MIMI à bord de Cassini, la possibilité de sous-orages magnétiques dans la queue de la magnétosphère. L'observation de plasmoïdes dans la magnétosphère de Saturne a été relevée par Hill et al. (2008) (instrument CAPS) et Jackman et al. (2007) (instrument MAG) à l'aide des données plasma et magnétique de Cassini. McAndrews et al. (2008) ont rapporté la preuve observationnelle du processus de reconnection à la magnétopause de Saturne par analyse des vitesses d'écoulement du plasma.
- **Interchange de tubes de flux** : André et al. (2005) rapportent les premières observations de perturbations magnétiques anormales à l'intérieur de $8 R_S$, cohérentes avec les signatures attendues du mécanisme d'interchange de tubes de flux et similaires à celles observées dans le tore d'Io. Des injections de particules de la dizaine jusqu'à la centaine de keV ont été observées par Burch et al. (2005) et Hill et al. (2005) pour le plasma thermique et Mauk et al. (2005) pour le plasma de plus haute énergie, entre 4 et $11 R_S$, et seraient probablement liées à ces mécanismes d'interchange. Les tubes de flux entrant observés contiennent du plasma particulièrement ténu et chaud dont la pression magnétique est inférieure à celle des tubes avoisinants.
- **Diffusion** : Les études récentes de Roussos et al. (2007) sur plusieurs signatures rapportées par les survols de Cassini proposent une nouvelle expression du coefficient D_{LL} en fonction de l'énergie et angle d'attaque de la particule avec un coefficient $n=10.8$, typique d'impulsions magnétiques générées dans le disque de plasma.

1.6 Objectifs de la thèse

Les populations d'électrons du plasma magnétosphérique constituent un élément essentiel pour la compréhension de nombreux processus magnétosphériques clés ; elles servent de trameurs pour la caractérisation des processus de diffusion, d'interactions ondes-particules, des processus d'injections et des mécanismes auroraux. L'acquisition en continu et sur une large gamme d'énergies des mesures d'électrons dans la magnétosphère de Saturne par Cassini permet d'étudier tous ces processus physiques et en particulier leur localisation spatiale, temporelle et leur distribution en intensité et énergie.

Les premières données de l'instrument basse énergie CAPS dans la magnétosphère kronienne ont permis de confirmer l'existence de populations d'électrons thermiques et suprathermiques (Young et al., 2005). Plus récemment, à l'aide des données de ce même instrument, Rymer et al. (2007) ont étudié l'origine de ces populations en analysant la variation de la densité de l'espace des phases en fonction de la distance radiale. Cette étude a révélé que les électrons thermiques ont probablement une source distribuée dans la magnétosphère interne (ionisation du

nuage de gaz émanant des satellites de glace interne), tandis que les électrons suprathermiques sont probablement originaires de la magnétosphère externe de Saturne.

Dans le cadre de cette thèse, je propose d'établir un schéma de circulation des électrons, et d'identifier les mécanismes de sources, de pertes et de transport via une analyse multi-dimensionnelle de la distribution spatiale des moments des populations électroniques identifiées, dans une approche multi-instrumentale originale.

Nous tirons en effet partie du cadre multi-disciplinaire de la mission Cassini en intégrant dans notre analyse les observations jointes de plusieurs instruments du groupe MAPS (chapitre 2). Notre approche s'exprime d'abord par l'exploitation conjointe des données électrons de basse (CAPS/ELS) et haute énergie (MIMI/LEMMS) afin d'établir des spectres d'électrons composites sur une gamme d'énergie étendue. Ce travail préalable présente deux intérêts importants : D'une part il permet d'identifier les problèmes d'étalonnage des instruments et le cas échéant d'affiner ces étalonnages via une démarche d'inter-étalonnage. D'autre part, il permet d'unifier la vision des populations électroniques de part et d'autre de la coupure artificielle qu'introduit la limite des bandes passantes instrumentales.

Cette analyse nous permettra d'identifier (chapitre 3) dans un second temps les frontières de différents régimes plasma et de compléter le schéma actuel des régions magnétosphériques. Sur cette base, nous présenterons (chapitre 4) un schéma cohérent possible pour le transport des différentes composantes des populations électroniques, composante chaude et composante froide, entre les différentes régions, reliant ainsi régions sources et régions de pertes par la dynamique du transport.

Chapitre 2

Mise en place de la chaîne de traitement des données électrons

Dans ce chapitre nous présentons, dans un premier temps et en détail, les instruments à bord de Cassini permettant de mesurer les propriétés des électrons du milieu magnétosphérique (section 2.1).

Nous avions précédemment rapidement introduit les instruments du consortium MAPS et leur fonctionnalité. Certains de ces instruments permettent de mesurer le plasma d'électrons ambiant de manière directe (ou indirecte via les mesures du plasma d'ions) comme les instruments particules (CAPS,MIMI,INMS). D'autres permettent de déduire des propriétés des électrons via des méthodes indirectes, par mesure d'ondes (RPWS) ou de champ magnétique (MAG). Toutes ces méthodes sont complémentaires et chacune d'elle apporte son lot d'information propre.

La chaîne de traitement et d'inter-étalonnage des données électrons provenant des instruments CAPS et MIMI (section 2.2) que nous avons développée pour ce travail est présentée dans un deuxième temps, depuis l'acquisition des mesures jusqu'à l'obtention des données physiques (flux) en passant par l'application des corrections de divers artefacts générés par l'interaction de la sonde et de ses instruments avec l'environnement magnétosphérique.

Une fois les flux physiques obtenus, nous présentons les spectres d'électrons composites (section 2.3) à partir desquels nous procéderons à une première analyse qualitative dans le but d'identifier les populations électroniques présentes dans la magnétosphère de Saturne.

Une fois cette identification établie, nous serons en mesure d'établir un modèle de populations électroniques (section 2.4) à l'aide de fonctions de distribution appropriées, modèle que nous ajusterons ensuite aux spectres électroniques afin d'en déduire des paramètres physiques macroscopiques du plasma d'électron (densité, température, pression etc.). Les résultats acquis via cette méthode de détermination des moments électroniques seront comparés aux résultats obtenus via d'autres méthodes dans le cas de l'orbite d'insertion (SOI). Une discussion sur la validité de la méthode appliquée conclura le chapitre.

2.1 Instruments de mesure des électrons à bord de Cassini

Il est important de noter que les détecteurs CAPS et MIMI fournissent une couverture complète des électrons depuis les énergies de l'ordre de l'eV jusqu'à la dizaine de MeV sans interruption de bande passante (figure 2.1).

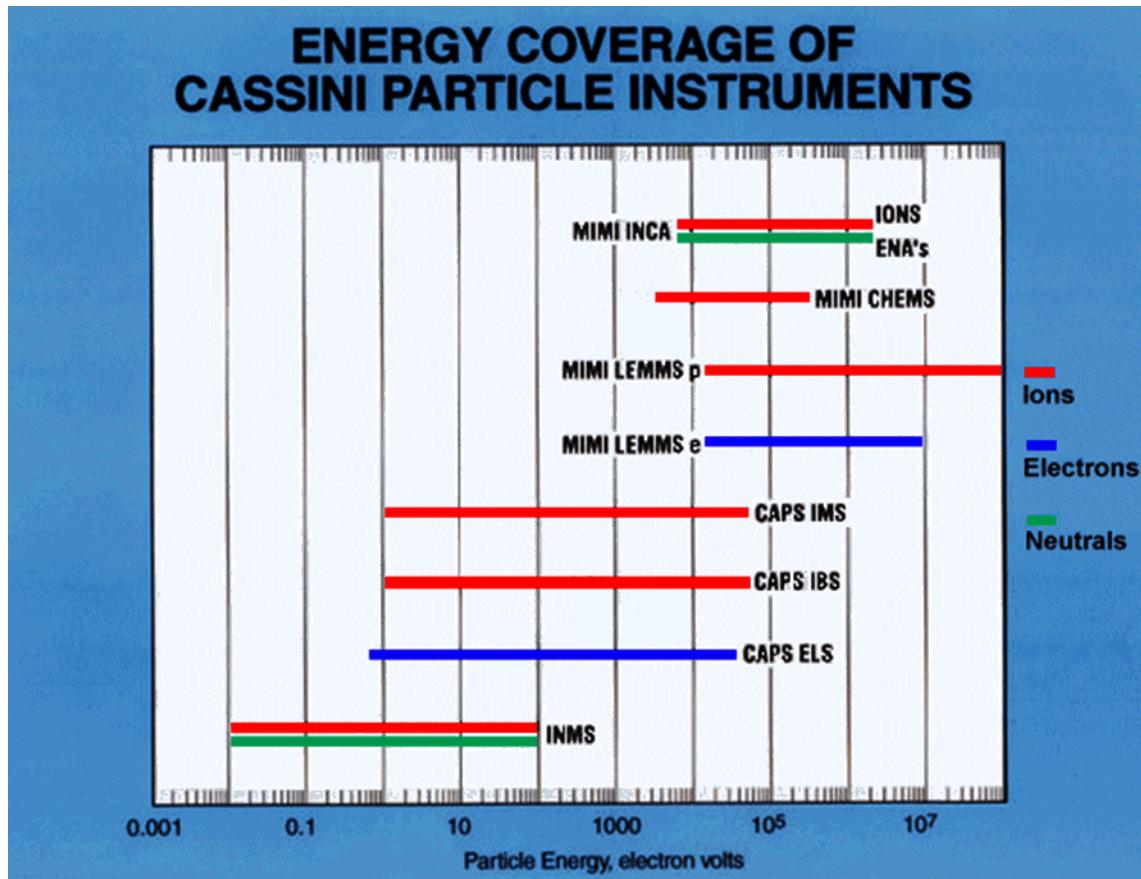


FIG. 2.1 – Couverture en énergie des instruments particules à bord de Cassini (ions, électrons et neutres) : INMS, CAPS et MIMI (Blanc et al., 2002). Les instruments CAPS et MIMI possèdent une bande d'énergie commune autour de 20 keV.

2.1.1 L'instrument CAPS/ELS

La figure 2.2 (à gauche) montre la localisation et l'orientation de l'instrument CAPS parmi la palette des instruments particules (INMS, MIMI). L'instrument CAPS se compose de 5 sous-systèmes : 3 détecteurs (ELS, IMS, IBS), une unité de traitement de données (DPU) et un actuateur motorisé (ACT). Les trois détecteurs sont montés parallèlement (entre eux, et à l'axe Z de la sonde) de manière à avoir le même champ de vue pour chacun d'entre eux.

Le senseur ELS est un analyseur électrostatique hémisphérique (figure 2.2, à droite) chargé de mesurer les distributions en énergie et en direction d'arrivée des électrons dans la magnéto-

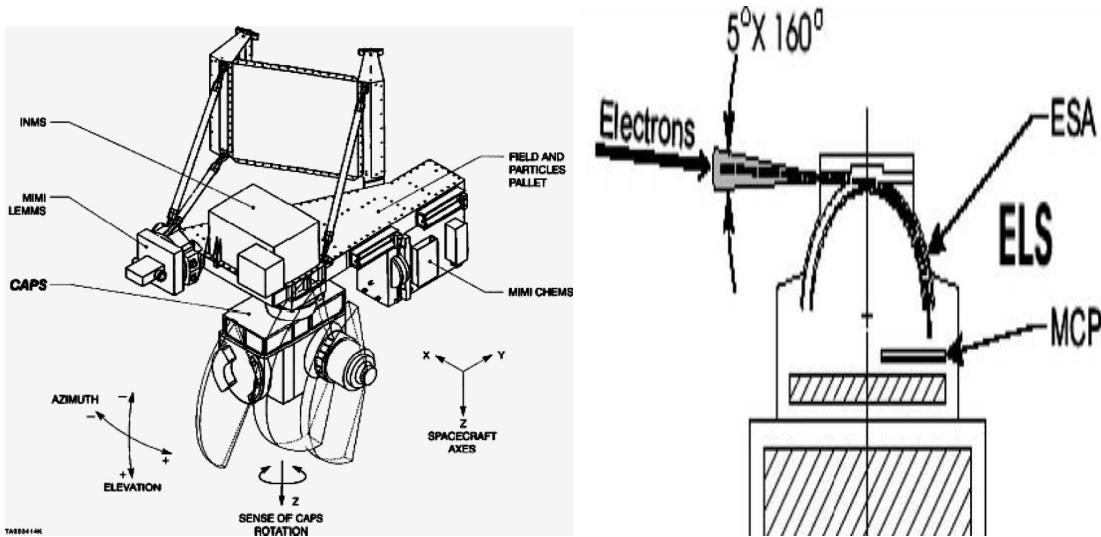


FIG. 2.2 – A gauche : Vue et orientation de l'instrument CAPS (agrandi sur la figure) dans la palette des instruments particules. A droite : L'analyseur électrostatique CAPS/ELS (Vue en coupe). Les électrons rentrent dans le détecteur dans une surface d'ouverture de $5^\circ \times 160^\circ$, sont accélérés dans l'analyseur (ESA) et enregistrés au niveau des galettes à micro-canaux (MCP) (Young et al., 2004).

sphère de Saturne et dans le vent solaire. Il permet de mesurer des flux d'électrons en fonction de l'énergie de 0.56 eV à 26 keV (par rapport au potentiel satellite) en 63 niveaux d'énergie espacés de manière logarithmique. Les électrons pénètrent dans le capteur via un collimateur dont la géométrie définit le champ de vue d'ELS ($5 \times 160^\circ$) et passent ensuite entre les plaques concentriques de l'analyseur électrostatique hémisphérique (ESA) avant de percuter les galettes à micro-canaux (MCP).

Les électrons sont enregistrés successivement depuis les hautes vers les basses énergies par variation du potentiel appliquée entre les plaques. La résolution en énergie de chaque niveau (dépendant de l'espacement des plaques concentriques) est de 17 %. Le temps d'accumulation par niveau est de 31.25 millisecondes dont un quart de temps mort pour fixer le potentiel. En fonctionnement nominal, le spectre entier s'acquiert en 2 secondes. Huit anodes de $5 \times 20^\circ$ disposées en éventail enregistrent simultanément les spectres d'électrons dans huit directions différentes, situées dans le même plan (distribution 2D). Le mouvement d'"essuie-glaces" de l'actuateur sur lequel le détecteur est fixé balaye autour de l'axe Z de la sonde une couverture angulaire de plus ou moins 104° (vitesse de l'actuateur 1° par seconde). En combinant ce mouvement avec les manœuvres de rotation de Cassini autour de ses 3 axes (de l'ordre de 0.15° par seconde), il est possible de couvrir un champ de vue large afin de mesurer des fonctions de distribution tri-dimensionnelles, et de déterminer les anisotropies de direction dans les flux de particules.

L'instrument a été étalonné au Mullard Space Science Laboratory (MSSL), à 10 énergies entre 2.3 eV et 16.26 keV. Les facteurs géométriques et efficacités de détection ont ensuite été

interpolés sur les 63 canaux en énergie de l'instrument (voir Annexe B). Durant la thèse, il faut noter que deux jeux de facteurs géométriques ont été utilisés pour ce détecteur.

2.1.2 L'instrument MIMI/LEMMS

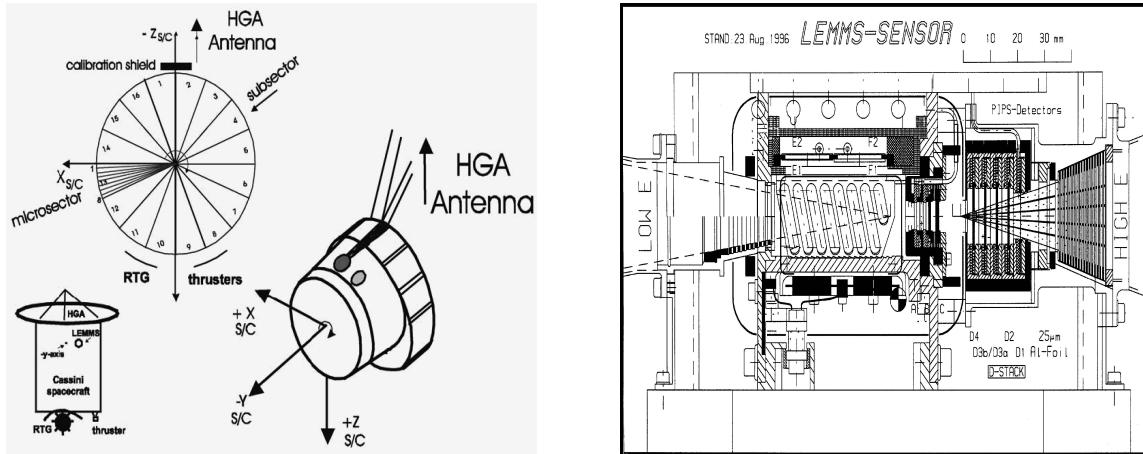


FIG. 2.3 – A gauche : Géométrie et position de l'instrument MIMI/LEMMS dans le repère de la sonde (x_{SC}, y_{SC}, z_{SC}). La direction de l'antenne grand gain (HGA), des génératrices radioactives thermiques (RTG), des propulseurs (thrusters), obscurcissent en partie le champ de vue de l'instrument (Krimigis et al., 2004). A droite : Configuration du détecteur MIMI/LEMMS. Les particules de basse énergie entrant dans la partie basse énergie (LOW E) sont enregistrées au niveau des détecteurs E et F (pour les électrons) et A et B (pour les ions). La partie haute énergie (HIGH E) mesure les particules via les détecteurs D.

La figure 2.3 présente la géométrie de l'instrument MIMI/LEMMS dans le repère de la sonde (à gauche) et sa configuration (à droite). L'instrument MIMI se compose de 3 sous-systèmes : les senseurs INCA, LEMMS et CHEMS. Le senseur MIMI/LEMMS est un détecteur à état solide disposant de deux ouvertures diamétralement opposées (figure a), respectivement destinées aux mesures d'ions et électrons de basse et haute énergie : la première extrémité mesure des électrons d'énergie de 15 keV à 884 keV (Canaux C0-C7) dans un angle d'ouverture de 30° et la deuxième mesure des électrons énergétiques de 0.1 jusqu'à une dizaine de MeV (Canaux E0-E7) dans un angle d'ouverture de 15° (voir Annexe B). Un champ magnétique non uniforme à l'intérieur de l'instrument sépare les électrons et les ions incidents. Côté basse énergie (voir 2.3), les électrons sont défléchis et atteignent selon leur rayon de giration les détecteurs semi-conducteurs de basse et haute énergie , E11-E16 (15 keV-200 keV) et F11-F15 (100 keV-884 keV) mesurant la hauteur de l'impulsion (Pulse Height Analyzer). Des canaux spécifiques, E22 et F22, sont destinés à l'anti-coïncidence pour éviter le comptage du aux rayonnements parasites. Les détecteurs sont ensuite combinés pour former les canaux en énergie définis en annexe (tableau). Monté sur une plate-forme tournante dans le plan (X,Z) de la sonde (figure b), l'instrument effectue une rotation autour de l'axe X toutes les 86 secondes. A noter que l'axe de

rotation de cette plate-forme est perpendiculaire à celui de la plate-forme tournante de CAPS. Combinée au mouvement de la sonde, la rotation permet de couvrir la sphère 3D du champ de vue, divisée en 16 sous secteurs balayés en une période nominale de 20 minutes. Un problème technique survenu 4 mois après l'arrivée de Cassini à Saturne a contraint le blocage de l'instrument dans une position 'sûre'. Cette position est à 70° de la direction de l'antenne grand gain, d'une part pour éviter les effets d'écrantage de cette dernière et d'autre part pour éviter la perturbation due aux générateurs thermoélectrique à radioisotope (RTG) et aux propulseurs.

L'instrument a été étalonné par le Fundamental Technology (fTECS), la table des énergies et facteurs géométriques correspondants est disponible en annexe B.

2.1.3 Techniques indirectes de mesure des électrons

2.1.3.1 L'instrument RPWS

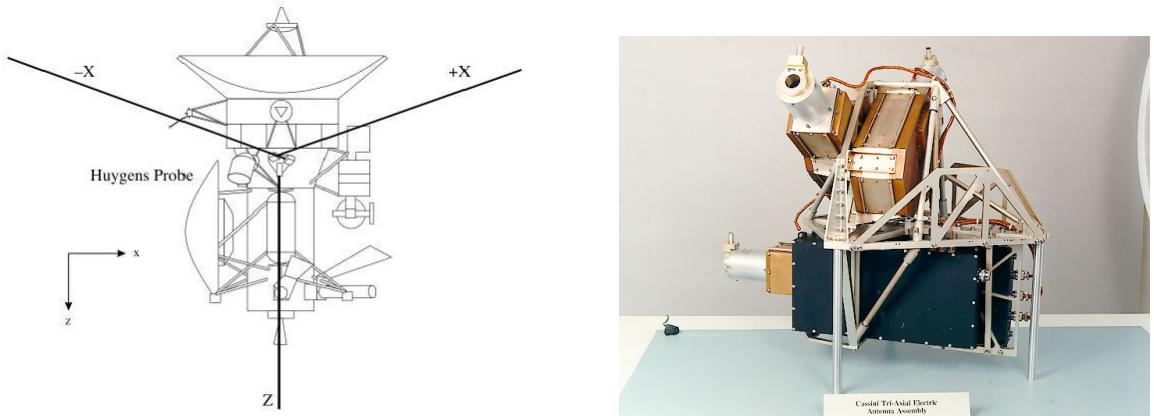


FIG. 2.4 – A gauche : Les antennes de l'instrument RPWS dans le repère de la sonde (crédits NASA). A droite : L'instrument RPWS.

La figure 2.4 présente la géométrie des antennes de l'instrument *RPWS* (à gauche) et l'instrument lui-même (à droite).

Le plasma magnétosphérique et le champ magnétique sont intimement liés aux mécanismes de production et de dispersion des ondes. Les résonances caractéristiques des ondes dans les plasmas fournissent un moyen détourné et précis pour la détermination des paramètres physiques du plasma tels que la densité et la température.

La fréquence caractéristique la plus importante du plasma est la fréquence plasma des électrons $f_{pe} = (8980 n_e)^{1/2}$ (en Hz), où n_e est la densité électronique totale exprimée en cm^{-3} . La fréquence hybride haute f_{UH} (UHR pour *Upper Hybrid Resonance* sur la figure 2.5) est reliée à la fréquence plasma f_{pe} via la relation :

$$f_{UH}^2 = f_{pe}^2 + f_{ce}^2 \quad (2.1)$$

où $f_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ est la fréquence cyclotronique électronique (f_c sur la figure 2.5), avec e la charge de l'électrons, m_e la masse de l'électron et B l'intensité du champ magnétique.

Il est donc possible de déterminer la densité des électrons n_e à partir des fréquences f_{UH} mesurées par l'instrument RPWS et f_{ce} obtenue à l'aide des données du magnétomètre MAG.

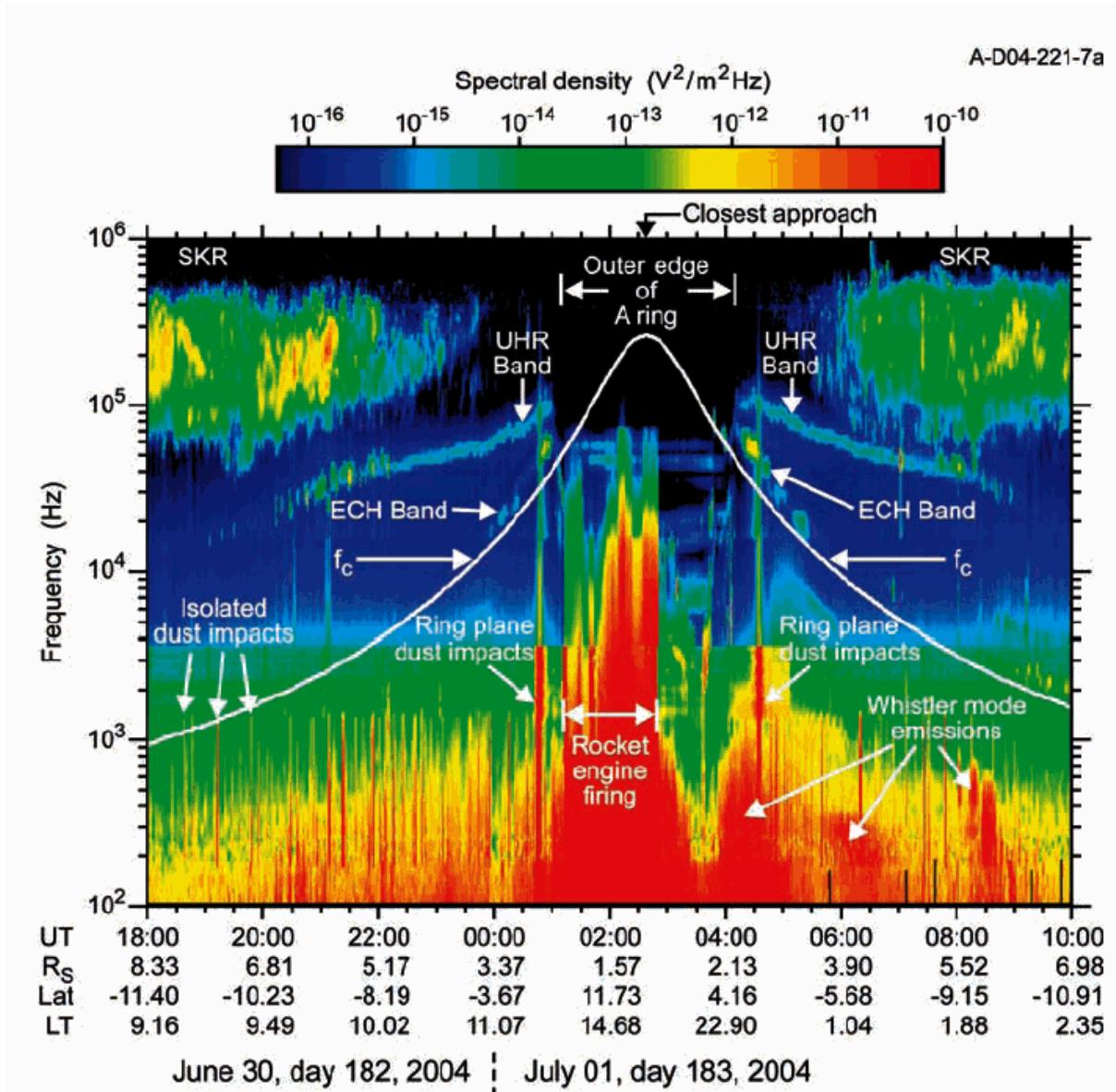


FIG. 2.5 – Spectrogramme temps-fréquence de l'intensité du champ électrique mesuré par l'instrument RPWS (Gurnett et al., 2005) durant le passage de Cassini dans la magnétosphère interne de Saturne lors de l'orbite d'insertion. L'intensité est en code de couleur. On reconnaît l'émission kilométrique aurorale (SKR) aux hautes fréquences, et celle de la résonance à la fréquence hybride haute (UHR) qui fournit une détermination indirecte de la fréquence plasma et donc de la densité électronique totale lorsque la fréquence cyclotronique f_c est connue (représentée en traits pleins blancs).

En pratique, trois méthodes sont utilisées pour la mesure de densité du plasma à partir des

antennes de l'instrument RPWS. La première technique, dite passive, mesure les fréquences de résonances excitées par les instabilités du plasma (Gurnett et al., 2005). Cette méthode est efficace à condition que la longueur de l'antenne électrique soit plus grande que la longueur de Debye du milieu. C'est donc dans le plasma dense et froid que le signal est le meilleur, ce qui limite l'application de cette méthode de mesure à la partie la plus interne de la magnétosphère de Saturne. La deuxième technique repose sur l'excitation des oscillations à la fréquence de résonance via un émetteur : un signal court est émis successivement à des fréquences croissantes, jusqu'à ce que le signal résonnant provenant du plasma passe par un maximum. La méthode est plus coûteuse en temps, mais plus précise et applicable partout. Elle permet de mesurer les fréquences f_{pe} , f_{UH} , les harmoniques de la fréquence cyclotron (Electron Cyclotron Harmonic, *ECH*) et les résonances aux fréquences intermédiaires des *ECH* (résonances 'q'). La troisième technique de détermination des paramètres fluides des électrons à partir de spectres d'ondes a été développée par Sitenko (1968), sous l'appellation de *Spectroscopie de bruit thermique*. Elle se base sur l'analyse du bruit de fond électrostatique dû aux fluctuations quasi-thermiques des particules dans le plasma ambiant. Cette technique permet de remonter à la densité (si la longueur des antennes est supérieure à la longueur de Debye du milieu) et à la température des électrons froids du milieu, sans contamination due au potentiel satellite et aux perturbations dues aux photoélectrons. Cette technique a servi à la détermination des moments électroniques dans le tore d'Io à Jupiter à l'aide des données de la sonde Ulysse (Meyer-Vernet, 2001) et dans la magnétosphère interne de Saturne avec Cassini (Moncuquet et al., 2005).

2.1.3.2 La sonde de Langmuir

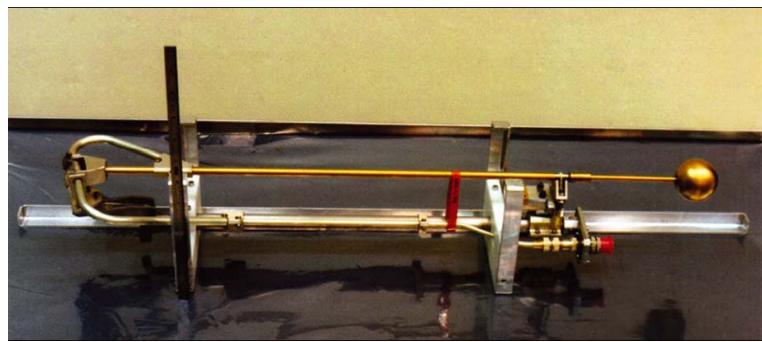


FIG. 2.6 – La sonde de Langmuir (Gurnett et al., 2004). Le détecteur est placé sur un bras de 1 m de long pour éviter la contamination due au satellite Cassini.

La figure 2.6 présente la sonde de Langmuir, un dispositif de mesure des propriétés électroniques d'un plasma : l'instrument est constitué d'une électrode, plongée dans le plasma ambiant de la magnétosphère, à laquelle on applique un potentiel électrique croissant de -32 V à $+32$ V. Le courant I est mesuré en fonction du potentiel appliqué. Les paramètres densité, température et

potentiel électrique des électrons sont déduits de l'analyse de la caractéristique courant-tension $I(V)$ (figure 2.7). L'expression théorique de cette caractéristique dans le cas d'un plasma à une population électronique est $I = I_0(-1 + e^{e(V-V_0)/k_B T_e})$ où la température $k_B T_e$ de la composante électronique correspond à l'inverse de la valeur de la pente expérimentale et le paramètre I_0 est une fonction de la densité et de la température. Une régression de la caractéristique observée sur sa forme théorique permet ainsi de déterminer densité et température (Wahlund et al., 2005).

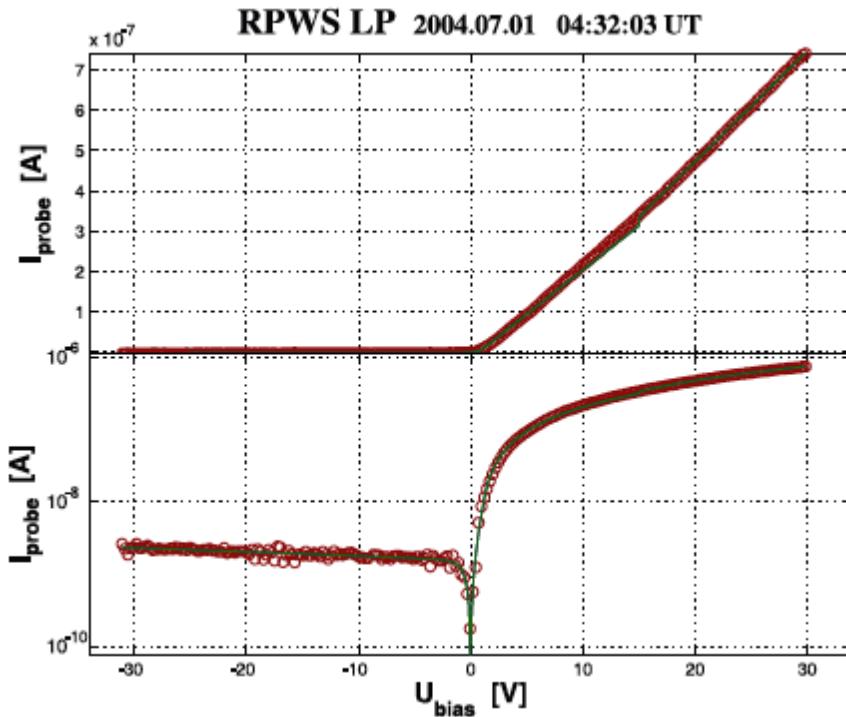


FIG. 2.7 – Caractéristique courant/tension $I(V)$ mesurée par la sonde de Langmuir dans la région des anneaux et poussière lors de l'orbite d'insertion (Wahlund et al., 2005). En haut : la caractéristique présentée en échelle linéaire. En bas : La même caractéristique en échelle logarithmique. L'ajustement du modèle de la théorie OML (théorie pour la détermination des paramètres densité et température pour un plasma à 2 populations électroniques, Mott-Smith & Langmuir (1926) est superposé en vert.

2.1.3.3 L'instrument CAPS/IMS

Le détecteur IMS de l'instrument CAPS mesure des ions de basse énergie. Il a été conçu d'une part pour obtenir des mesures rapides des fonctions de distributions des espèces d'ions majoritaires dans la magnétosphère de Saturne ($> 1\%$) (H^+, O^+, OH^+, H_2O^+ ou N_2^+) entre 1 eV et 50.280 keV et d'autre part pour mesurer précisément la composition ionique (résolution atomique de $M/\Delta M = 70$) et moléculaire du plasma de l'environnement kronien.

Ces mesures d'ions permettent d'identifier la distribution spatiale des ions dans la magnétosphère à grande échelle, en particulier au voisinage de Titan et des satellites de glace. A l'aide

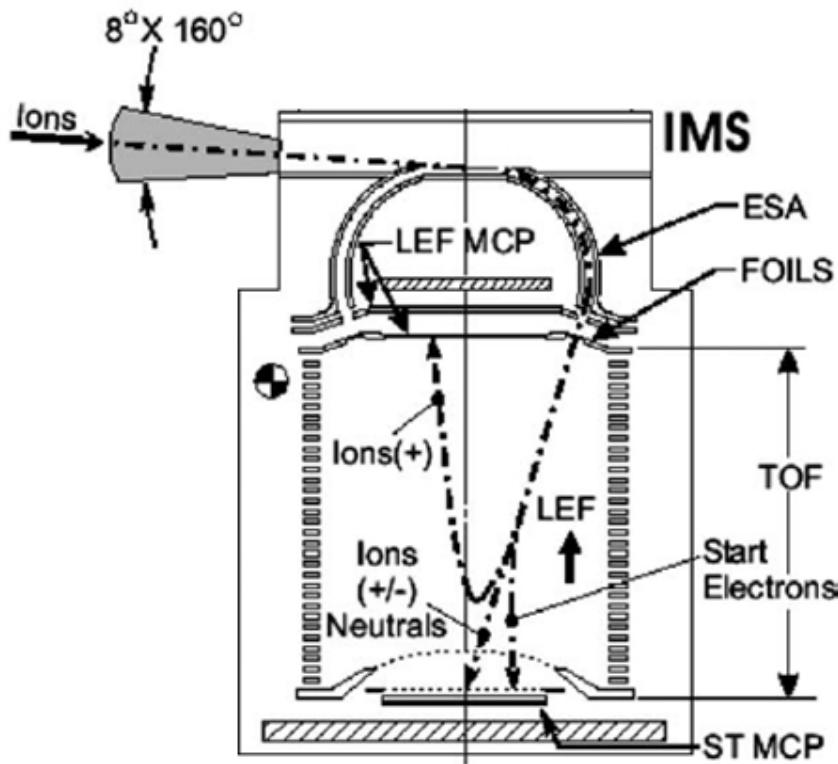


FIG. 2.8 – Détecteur d’ions CAPS/IMS à bord de Cassini. Les ions entrent dans le détecteur dans une surface d’ouverture de $8^\circ \times 160^\circ$, sont défléchis dans l’analyseur (ESA), accélérés par un potentiel négatif (-14.56 kV) et traversent le feuillet de carbone (FOILS), à la sortie duquel les électrons secondaires (et les ions négatifs éventuels) produits sont accélérés dans un potentiel linéairement croissant vers les galettes à micro-canaux ‘ST MCP’ de l’analyseur en temps de vol ‘TOF’, y déclenchant le signal de départ au temps t_0 . Les ions positifs rebondissent dans le potentiel électrique linéaire et sont ensuite enregistrés au niveau des galettes à micro-canaux ‘LEF MCP’, déclenchant le signal d’arrivée au temps t_f .

de spectres résolus en énergie à haute résolution en Masse par Charge (M/Q) (figure 2.9), le détecteur IMS permet de déterminer la composition des espèces ioniques (fonction de spectro-mètre de masse) et de remonter à l’identification des processus chimiques et physiques menant à la création, au transport et à la perte du plasma magnétosphérique.

La figure 2.8 montre la configuration du détecteur CAPS/IMS. Il s’agit de la combinaison d’un analyseur électrostatique (ESA) et d’un analyseur à temps de vol (TOF) de type isochrone. La première partie est analogue à celle des électrons : les ions entrent dans la portion haute de l’analyseur à travers un collimateur (champ de vue de $8.3^\circ \times 160^\circ$) et sont défléchis et accélérés via un potentiel électrique variable appliquée à l’électrode interne, sélectionnant successivement les ions à rapport Energie par Charge (E/Q) décroissant (résolution de 17 %). A la sortie de l’analyseur, les ions sont ensuite accélérés par un potentiel négatif (-14.56 kV) et traversent un des 8 feuillets de carbone ultra fins disposés à l’entrée de l’analyseur en temps de vol (TOF). Le

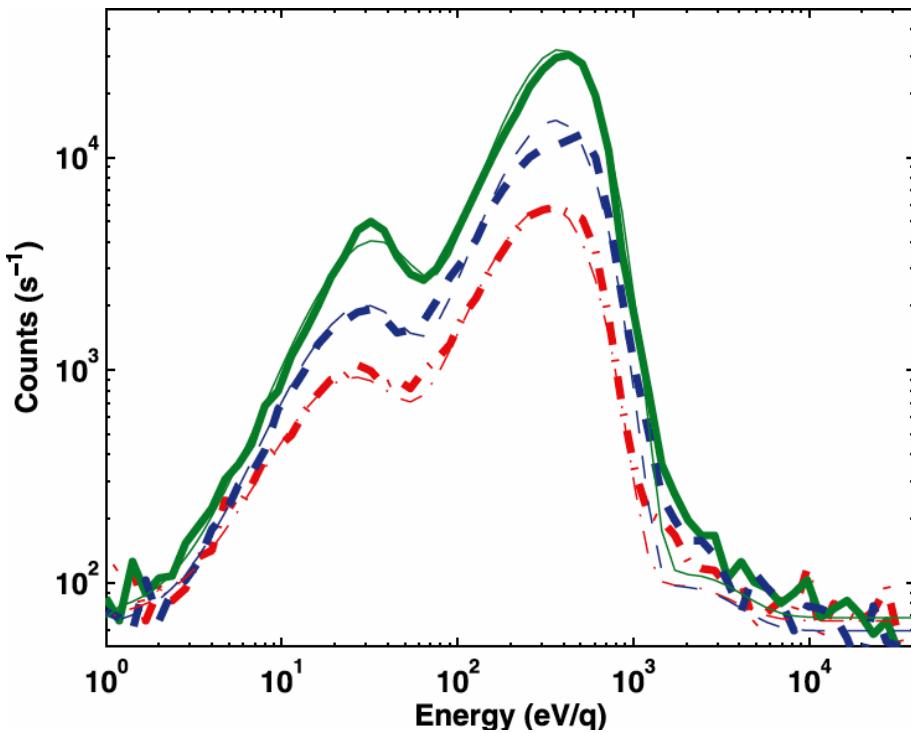


FIG. 2.9 – Spectre d’ions en Coups/sec obtenu à partir des données de l’instrument CAPS/IMS (Wilson et al., 2008). Les couleurs représentent les différentes anodes (anode 2 en rouge, anode 4 en vert et anode 6 en bleu). Les spectres simulés pour 2 populations d’ions (ions lourds et protons modélisées par des maxwelliennes) sont superposés en traits fins.

potentiel est suffisant pour que tous les ions, même les moins énergétiques traversent le feuillet. Dans la partie TOF, les électrons générés au niveau du feuillet sont instantanément accélérés de manière linéaire vers les galettes à micro-canaux ‘ST’, marquant le temps de départ t_0 . Les ions sortant du feuillet (et plus exactement ceux qui n’ont pas été neutralisés à sa traversée) rebondissent dans le potentiel électrique à la manière d’un mouvement harmonique simple et viennent percuter les galettes à micro-canaux ‘LEF’ à un temps ultérieur t_f . La mesure du temps de vol ($t_f - t_0$) est indépendante de l’énergie et directement proportionnelle au rapport M/Q de l’espèce ionique.

A partir des fonctions de distribution mesurées, on distingue essentiellement deux catégories d’ions bien distinctes (Richardson & Sittler (1990)) : les ions lourds dérivés de l’eau, que l’on regroupera sous l’appellation W^+ (W pour *Water-group*), et les protons H^+ . Les moments de la fonction de distribution ionique pour chacun des groupes sont calculés soit via une méthode d’ajustement des spectres (méthode utilisée par l’équipe CAPS à Los Alamos, soit via une méthode d’intégration directe (Sittler et al. (2006b)). Ils en déduisent un ensemble de moments des fonctions de distribution des particules (densité et température des deux catégories d’ions).

La quasi-neutralité du plasma nous permet d’écrire : $n_e = \sum_i n_i$. Cette loi constitue donc une

façon de contraindre ou de remonter à la densité de la composante électronique du plasma, n_e , à partir des densités de protons (n_{H^+}) et d'ions lourds (n_{W^+}) : $n_e = n_{W^+} + n_{H^+}$.

2.1.3.4 Le magnétomètre MAG

La figure 2.10 montre le magnétomètre MAG qui mesure le champ magnétique à proximité de la sonde (Dougherty et al., 2004). Il est constitué d'un magnétomètre à saturation de flux (*fluxgate magnetometer*, FGM) (à gauche), d'un magnétomètre à hélium en mode vecteur et scalaire (*Vector/Scalar Helium Magnetometer V/SHM*) (à droite), d'une unité de traitement de données, de 3 sources d'alimentation, d'un logiciel d'opération et d'une électronique associée aux senseurs.

Le principe du magnétomètre FGM est basé sur le déplacement de la caractéristique champ magnétique-courant d'un électro-aimant en saturation, en présence d'un champ magnétique externe. Il permet de faire des mesures des champs magnétiques en mode vectoriel (direction) dans une gamme dynamique d'intensité très importante, avec une bonne sensibilité à haute fréquence. Le principe du magnétomètre V/SHM se base sur la mesure de l'effet Zeeman dans un gaz d'hélium excité par un faisceau lumineux. Il est utilisé pour faire des mesures en mode vectoriel et scalaire, avec une meilleure sensibilité que le FGM à basse fréquence.

Le magnétomètre étant sensible aux courants électriques et aux composants ferreux, il est placé sur une extension en matériau non métallique le plus loin possible de la sonde. Le senseur FGM est situé à mi-chemin du mât et le senseur V/SHM à l'extrémité de celui-ci.



FIG. 2.10 – A gauche : Le magnétomètre à saturation de flux FGM. A droite : Le magnétomètre à hélium à mode scalaire/vectoriel VSHM (Dougherty et al., 2004).

Le plasma de l'environnement de Saturne et le champ magnétique planétaire sont fortement couplés ; alors que le champ magnétique imprime aux particules le mouvement cyclotronique autour des lignes de champs (force de Lorentz), les particules sont capables à leur tour de les déformer si la pression thermique du plasma est de l'ordre de la pression magnétique ou supérieure. Le lien intrinsèque entre particules et champ magnétique permet de déduire à partir de l'observation d'une des parties, certaines caractéristiques de l'autre, par exemple l'étude de la

configuration du champ magnétique permet d'évaluer le chargement des tubes de flux dans les régions sources de plasma (Khurana et al. (2007)), la masse du magnétodisque lorsque la force centrifuge domine les effets de pressions (Arridge et al., 2007). Enfin il est important de souligner que la donnée de la direction du champ magnétique permet de déterminer la distribution en angle d'attaque des populations de plasma et donc leur anisotropie.

2.2 Chaîne de traitement des données CAPS et MIMI

Les instruments de mesure de particules CAPS/ELS et MIMI/LEMMS mesurent les électrons respectivement aux basses (1 eV–26 keV) et aux hautes énergies (20 keV–1 Mev), avec une bande d'énergie commune autour de 20 keV. Dans ce travail de thèse, nous proposons une étude originale de la composante électronique du plasma en intégrant dans une même représentation, les données de basse énergie de CAPS/ELS et de haute énergie de MIMI/LEMMS. L'étude du spectre étendu sur la totalité de la bande passante couverte par les deux instruments nécessite cependant d'harmoniser les jeux de données sur une même base d'unités physiques pour pouvoir ensuite être exploitées de manière quantitative.

Le but de cette section est donc de présenter la chaîne de traitement des données électrons des deux instruments (figure 2.11). Chaque étape sera détaillée, depuis l'accès aux données, en passant par le calcul des flux différentiels et des corrections appliquées aux différentes sources de contamination, jusqu'à l'acquisition des produits finis, harmonisés en flux et en résolution temporelle.

2.2.1 Détermination de flux physiques

Les instruments CAPS/ELS et MIMI/LEMMS utilisent des technologies différentes, couvrant également des champs de vue différents. Dans le but de construire les spectres composites à partir des deux instruments, nous harmonisons les données brutes en unités physiques communes indépendantes de la géométrie des instruments. Nous utilisons les flux différentiels de particules (DNF, Differential Number Flux) ou intensités, que l'on exprime en $\text{keV}^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{cm}^{-2}$. A partir de la donnée en Coups (C) (par temps d'accumulation $\Delta t = acc$) la DNF est calculée en utilisant les facteurs géométriques effectifs de chaque instrument. Les facteurs géométriques ont été calibrés à l'aide de prototypes au sol, de codes de simulation Monte-Carlo, du survol de la magnétosphère terrestre en 2000, et plus récemment grâce à l'inter-étalonnage des flux des instruments CAPS/ELS et MIMI/LEMMS présenté dans ce travail.

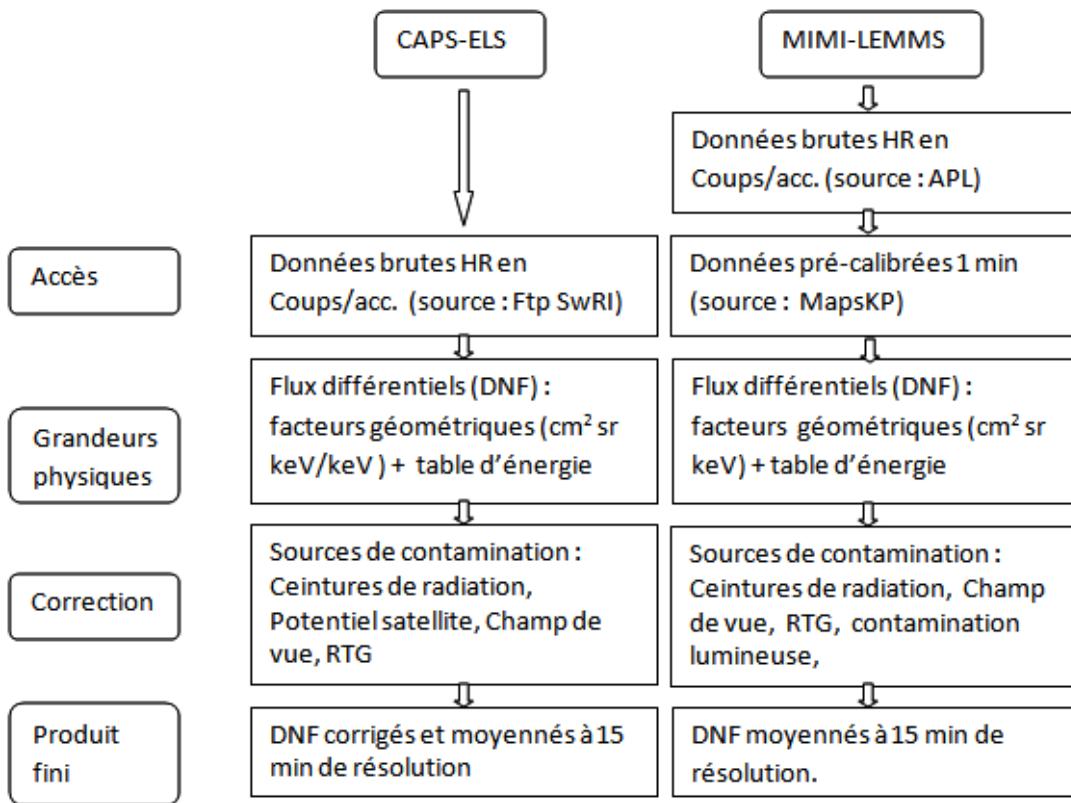


FIG. 2.11 – Schéma du traitement des données électrons des instruments CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS.

2.2.1.1 CAPS/ELS

Dans le cas de l'analyseur électrostatique CAPS/ELS, la DNF est calculée via :

$$DNF = \frac{C}{gE\Delta t}$$

où g est le facteur géométrique effectif (en $\text{cm}^2 \text{ sr keV keV}^{-1}$) incluant la résolution en énergie $\Delta E/E = 0.17$, E est l'énergie moyenne du canal (en keV) considéré et ϵ l'efficacité de détection.

Les tables de calibration en énergie et facteurs géométriques de CAPS/ELS proviennent de Lewis et al. (2008) et sont données en annexe B. Il faut noter que le temps d'accumulation $\text{acc}=\Delta t$ doit être corrigé du délai de temps mort (voir section Instruments) pour obtenir le temps d'accumulation réel, soit 23.4 ms au lieu de 31.25 ms.

Les flux calibrés et traités n'étant pas accessibles, nous avons procédé au traitement complet des données électrons de CAPS/ELS au cours de ce travail de thèse. Les données brutes de l'instrument sont disponibles sur un site FTP hébergé par l'équipe du SwRI (Southwest Research laboratory, San Antonio). Ces données, à haute résolution, sont présentées sous un format binaire, et sont regroupées dans des fichiers d'acquisition de 6h. Les routines de lecture et de conversion

des données que l'on a utilisé incluent des *kernels*, autrement dit les paramètres concernant la géométrie d'observation du satellite (altitude, latitude, longitude). Ces fichiers sont accessibles via la structure NAIF (Navigation and Ancillary Information Facility) qui fournit le stockage des *spicekernels* des missions planétaires de la NASA.

Une fois converties en format 'lisible', on organise les données par journée, pour ensuite les moyenner à 1 minute de résolution.

2.2.1.2 MIMI/LEMMS

Dans le cas du détecteur à état solide MIMI/LEMMS, la DNF est calculée à partir de

$$DNF = \frac{C}{G\Delta E \Delta t}$$

où G est le facteur géométrique effectif (en $\text{cm}^2 \text{ sr}$) et ΔE (keV) la bande passante du canal en énergie.

Les tables de calibration en énergie et facteurs géométriques de MIMI/LEMMS proviennent de Krimigis et al. (2004) et sont données en annexe B. Nous avons utilisé les données disponibles à 1 min de résolution qui proviennent du site MAPSKP.

2.2.2 Traitement des artefacts de mesures

Les mesures d'électrons de CAPS et de MIMI sont sujettes à plusieurs sources de contamination, dues à l'interaction de la sonde et des instruments avec l'environnement magnétosphérique et dont l'effet peut se révéler important. Il est donc nécessaire de répertorier ces sources de contamination en vue de corriger les biais qu'elles introduisent dans les données.

2.2.2.1 CAPS/ELS

Voici d'abord pour l'instrument de basse énergie la liste des contaminations possibles :

2.2.2.1.1 Effet des particules pénétrantes La présence d'un bruit de fond indépendant de l'énergie est mesurée en permanence par l'instrument CAPS/ELS (communication privée équipe CAPS/ELS au MSSL). L'origine de ce bruit est imputée à la source de rayonnements énergétiques qu'émettent les générateurs thermoélectrique et de chauffage radio-isotopique (RTG et RHU). La source de ce rayonnement est anisotrope et plus importante dans certaines positions d'actuateur et d'anode. Il s'agit d'un bruit de fond faible, n'affectant pas les mesures dans les régions où le rapport signal sur bruit est important (par exemple dans le feuillet de plasma). Dans les régions où le flux mesuré est proche du seuil de détection de l'instrument (par exemple

dans les lobes et la magnétosphère externe), le rapport signal sur bruit est faible et la source de contamination affecte significativement les mesures.

Dans la région très interne de la magnétosphère ($< 6 R_S$), une autre source de particules pénétrantes, les particules énergétiques piégées des ceintures de radiation, affecte les données de manière drastique. Dans cette région où la densité d'électrons chauds est faible (cf. chapitre 3, section 3.2), la contamination induit une surestimation du flux mesuré de ces électrons.

Un autre effet notable de la contamination des données due aux ceintures de radiation est la création d'un potentiel négatif autour de la couverture thermique de la sonde. La présence de ce potentiel empêche la détection des particules de faible énergie dans la sphère de Debye autour de la sonde, ce qui a pour effet de sous-estimer la densité de la population électronique la plus froide et donc la densité totale (cf. section 2.4.3).

La méthode standard utilisée pour corriger les flux de CAPS/ELS de la contamination des ceintures consiste à définir la valeur du rayonnement pénétrant comme le taux de comptage minimum dans les canaux de haute énergie du détecteur CAPS/ELS (de 100 eV à 7 keV). La figure 2.12 illustre cette correction.

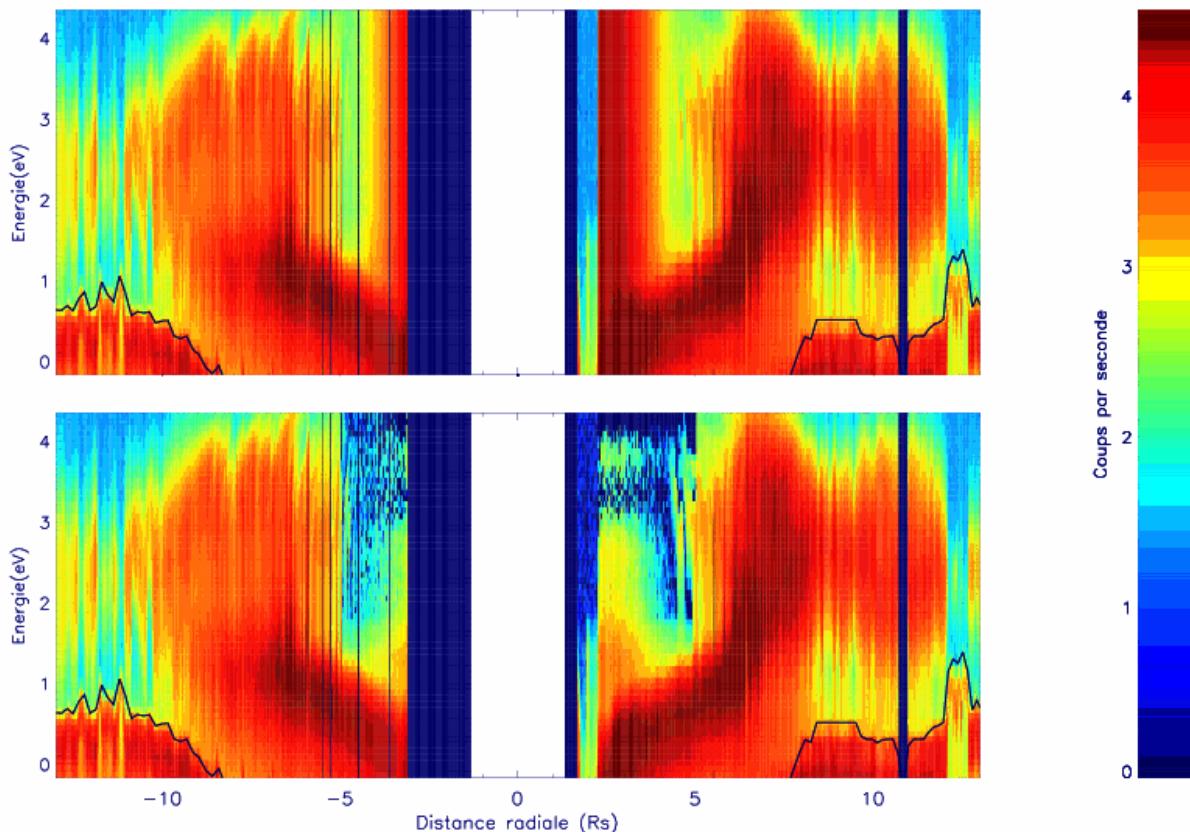


FIG. 2.12 – En haut : Spectrogramme de CAPS/ELS (distance radiale-énergie) non corrigé de l'effet des ceintures de radiation. En bas : Spectrogramme de CAPS/ELS corrigé de l'effet des ceintures. La ligne noire souligne la présence des photo électrons. Orbite d'insertion SOI.

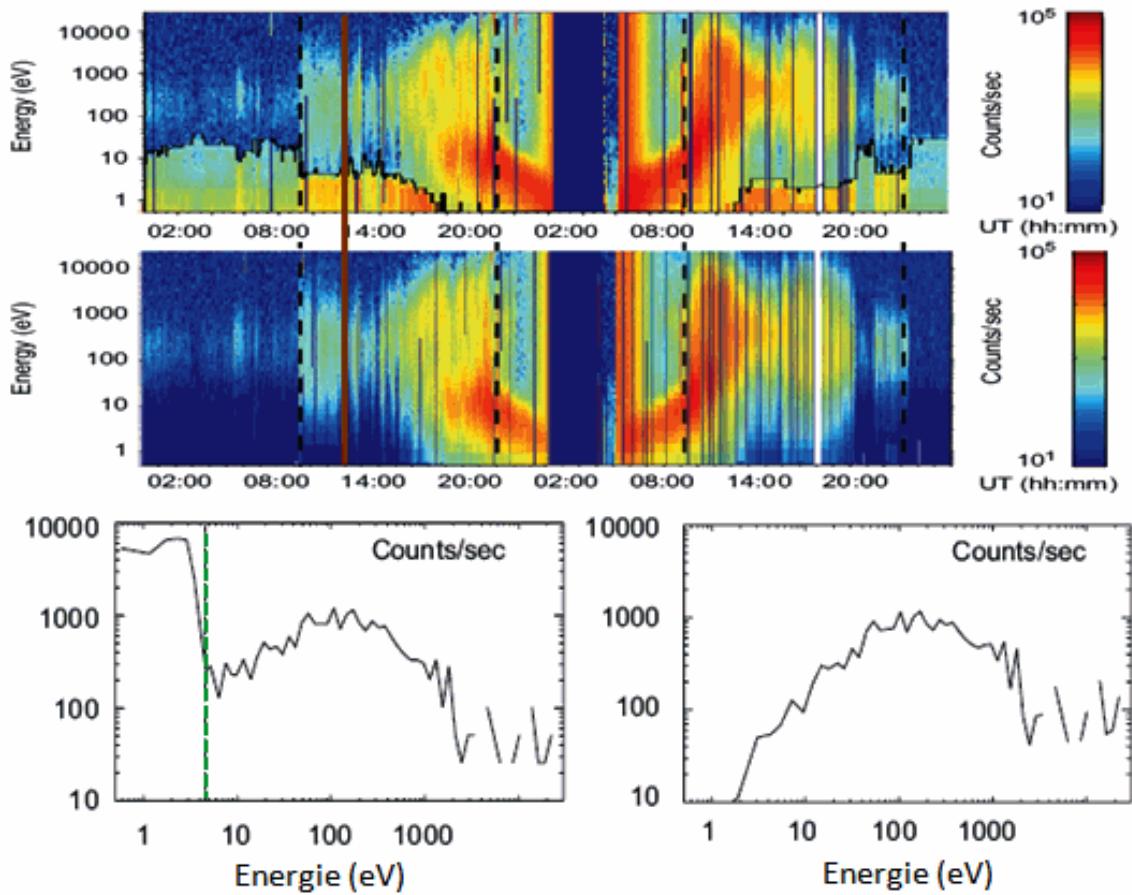


FIG. 2.13 – En haut : Spectrogramme de CAPS/ELS en coups/sec enregistré lors de l’orbite SOI non corrigé du potentiel photoélectrique du satellite. Milieu : Même spectrogramme corrigé du potentiel photoélectrique de satellite. En bas : Coupe du spectrogramme le jour 182 à 12h30 UT (trait vertical brun sur le spectrogramme), non corrigé (à gauche) et corrigé de l’effet du potentiel (à droite) (Lewis et al., 2008). Le trait vertical vert correspond à la valeur du potentiel photoélectrique. A gauche de ce trait, nous observons le spectre des photoélectrons ‘artificiels’.

2.2.2.1.2 Effet du potentiel du satellite : Photoélectrons artificiels Le rayonnement solaire induit un effet photo-électrique sur la couverture thermique de la sonde, provoquant l’émission de photoélectrons de quelques électron-volts. Ces photoélectrons seront qualifiés dans le reste du manuscrit de photoélectrons ‘artificiels’ afin de les distinguer des photoélectrons ‘naturels’ détectés dans les tores de gaz neutres et décrits au chapitre 3. La sonde devient alors chargée positivement, accélérant les électrons du milieu. La conséquence en est que d’une part le spectre d’électrons est contaminé par la présence des photoélectrons et d’autre part l’énergie mesurée des électrons est surestimée, ainsi que le flux.

Nous corrigons cet effet au premier ordre selon la méthode explicitée dans Lewis et al. (2008) à l’aide des données de potentiel photo-électrique que le MSSL détermine de manière automatique en identifiant l’énergie du pic des photoélectrons dans chaque spectre mesuré. On retranche le potentiel au vecteur énergie dans l’espace des phases, ce qui déplace le spectre vers

les basses énergies. On calcule à nouveau le flux à partir du taux de comptage corrigé. Cette méthode est illustrée à la figure 2.13.

2.2.2.1.3 Champ de vue et Ecrantage Le champ de vue du détecteur (Young et al., 2004) peut être sous certaines conditions obscurci par les autres composantes et instruments de la sonde et en particulier l'antenne à haut gain (figure 2.2). Le module Huygens, libéré le 15 janvier dans l'atmosphère de Titan, ne pose plus problème. Mais certaines positions d'actuateur par exemple sont sensibles à l'écrantage. En utilisant l'hypothèse d'isotropie, l'utilisation de la seule anode n° 5 permet d'éviter de sous-estimer le flux entrant : en effet son champ de vue n'est pas affecté par l'ombre des RTG (générateur thermoélectrique à radio-isotope), de l'instrument MIMI/LEMMS ou de l'antenne haut gain. Nous choisissons d'intégrer les données sur une durée de 15 minutes, ce qui correspond à un peu plus de 2 cycles complets de balayage de l'actuateur, et permet de couvrir largement l'espace autour de la sonde. Notons que cette période d'intégration, par rapport à la vitesse de la sonde, correspond en moyenne à un déplacement d'environ $0.1 R_S$, intervalle dans lequel on peut considérer que l'environnement plasma est pratiquement constant si on n'est pas au voisinage de l'interaction avec un satellite.

2.2.2.2 MIMI/LEMMS

Les flux MIMI/LEMMS sont déterminés par l'équipe MIMI. La figure 2.14 présente les profils temporels de flux de MIMI/LEMMS à basse énergie (C0-C7 panneau du bas) et haute énergie (E1-E4 panneau du haut) en fonction du temps dans la magnétosphère interne à l'intérieur de $13 R_S$ pour l'orbite équatoriale rev 17. La modulation des flux observée pendant certaines périodes (par exemple vers 12h le 30 octobre 2005), est due à la rotation du satellite et la modulation de l'orientation du champ de vue de l'instrument qui en résulte (anisotropie en angles d'attaque). Comme dans le cas de l'instrument CAPS/ELS, les ceintures de radiation, mesurées autour de 2 MeV, contaminent certaines mesures de basse énergie. Alors que le flux électronique du canal E4 (le plus énergétique, en jaune sur la figure 2.14) suit un profil continulement ascendant vers la planète, les flux de basse énergie décroissent vers la planète, signe que les électrons chauds interagissent et sont absorbés par les surfaces solides. Néanmoins, certains canaux (C4 à C7, en haut sur la même figure) semblent dans certains cas suivre la même pente ascendante que les électrons énergétiques, ce qui serait révélateur d'une contamination de ces canaux dans la région des ceintures (Roussos et al., 2007). Le biais dû à cette contamination n'a pas été corrigé dans les données. Dans l'analyse et l'ajustement des spectres qui seront décrits en section 2.3, les canaux montrant une signature claire de contamination (profil temporel identique à celui du canal E4) seront simplement ignorés.

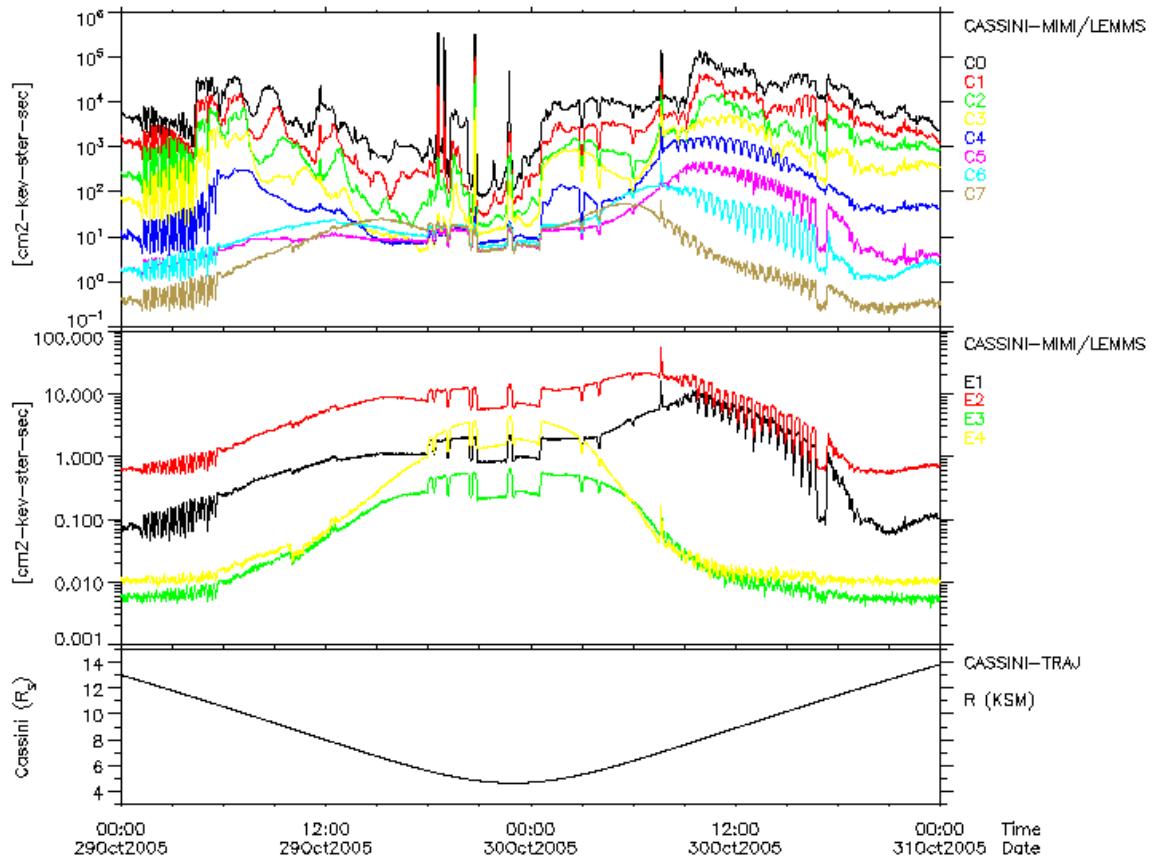


FIG. 2.14 – En haut : flux mesurés (canaux C0-C7) de l'instrument MIMI/LEMMS. Milieu : flux mesurés (canaux E0-E4) de l'instrument MIMI/LEMMS. En bas : la distance radiale à la planète $R(R_S)$. Ces données sont présentées en fonction du temps (UT).

2.2.2.3 Alternative de correction des particules pénétrantes

Nous proposons ici une méthode alternative de détermination de cette contamination en exploitant la mesure simultanée de la même bande passante par les instruments CAPS/ELS et MIMI/LEMMS. En effet, en supposant que les instruments ont bien été étalonnés et que le flux du canal C0 de MIMI/LEMMS n'est pas sujet à contamination (Roussos et al. (2007)), la différence de flux mesuré entre le canal 63 contaminé de CAPS/ELS et le canal C0 de MIMI/LEMMS fournit une estimation du bruit de fond en flux à 26 keV dont on extrait la valeur du rayonnement pénétrant par conversion de cette valeur en Coups/sec. En considérant une statistique de Poisson, le bruit du signal est défini comme sa racine carrée. Ces deux quantités sont ensuite soustraites de chacun des canaux en énergie pour obtenir un spectre propre.

Nous présentons cette méthode en nous appuyant sur les signatures d'absorption des satellites de glace de Saturne. En effet, les électrons énergétiques dont les vitesses de dérive de gradient et de courbure du champ magnétique sont supérieures à la vitesse de corotation dérivent dans le sens rétrograde. Lorsque ces électrons dérivent dans le plan équatorial sur l'orbite

d'un satellite (qui lui tourne dans le sens direct), ils sont absorbés à sa surface. Dans la région en amont du satellite, les mesures de spectres d'électrons seront donc a priori dépourvues de la présence de ces électrons énergétiques. Quelques survols de satellites dans la configuration amont nous ont permis d'observer de telles signatures d'absorption. Nous proposons de comparer ces spectres avec les spectres corrigés via la méthode décrite ci-dessus à proximité de la signature.

La figure 2.15 illustre le résultat de cette comparaison. Le second exemple (survol E1) montre un assez bon accord entre les spectres. L'accord est un peu moins bon dans le cas du premier. Nous dirons donc que cette méthode alternative de correction est valable au premier ordre.

2.2.3 Inter-étalonnage des instruments

Une fois que les jeux de données de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS ont été harmonisés en flux et en résolution temporelle, nous avons établi les premiers spectres composites. Notre attention s'est très vite portée sur les énergies autour de 20 keV, où les instruments mesurent a priori les mêmes flux d'électrons. Nous avons ciblé la région magnétosphérique la moins exposée aux sources de contaminations ($8\text{-}12 R_S$) et relevé une majoration du flux à haute énergie de CAPS/ELS (20-26 keV) d'environ 10 fois ceux du canal de basse énergie de MIMI/LEMMS. Ce constat établi, nous en avons fait part aux équipes chargées de l'étalonnage des deux instruments qui ont alors procédé à de nouveaux étalonnages, dans le but de converger vers des flux similaires. Dans chaque équipe, l'étalonnage des instruments a été réalisé à partir de tests dans des accélérateurs de particules (effectués avant le lancement), via des simulations numériques Monte-Carlo, et des mesures en vol (par exemple lors du survol de la Terre). Ainsi, les facteurs géométriques de l'instrument MIMI/LEMMS ont assez vite convergé pour les canaux de basse énergie (canaux C0 à C7) alors que les canaux de haute énergie (canal E0 à E4) demeurent relativement incertains quant aux énergies et facteurs géométriques. La source du problème de cohérence des flux composites à 20 keV est donc l'étalonnage de l'instrument CAPS/ELS.

Après maintes itérations, un nouveau jeu de facteurs géométriques effectifs de CAPS/ELS a été livré à l'équipe fin 2008 (cf. annexe B), fruit de la comparaison des densités de CAPS/ELS et de RPWS (f_{UH}) (région extérieure à celles des ceintures de radiation) et de la comparaison des flux de CAPS/ELS et MIMI/LEMMS dans la bande d'énergie commune (Lewis et al., 2009). Ce nouveau jeu de facteurs géométriques combiné avec la correction de la contamination due aux ceintures de radiation permet de résoudre la marche et d'établir des spectres composites dans lesquels les flux de MIMI/LEMMS apparaissent dans la continuité des flux de CAPS/ELS.

Dans cette thèse, nous avons utilisé les anciens facteurs géométriques pour le calcul des moments électroniques. Nous discuterons cependant à la section 3.2.3, l'effet des nouveaux

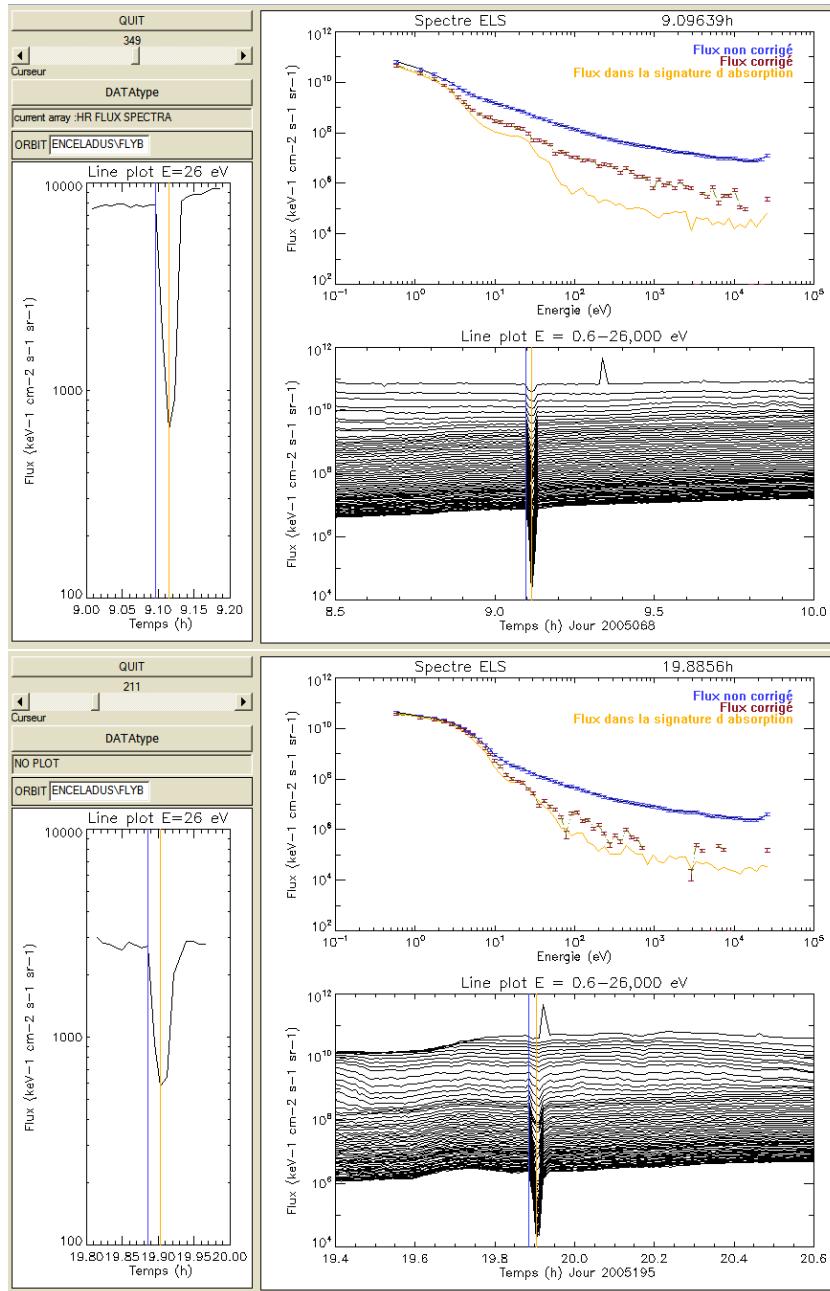


FIG. 2.15 – Comparaison des spectres de CAPS/ELS corrigé et non corrigé à côté d'une signature d'absorption du satellite Encelade. Les figures en haut et en bas représentent respectivement les survols d'encelade E1 et E2. Le spectre en flux en fonction de l'énergie de CAPS/ELS apparaît sur le panel à droite de chaque figure, le profil temporel des intensités des canaux de ELS dans le panel du bas, et un zoom autour de la signature d'absorption à 26 eV apparaît sur le panel de gauche. En bleu : le spectre en flux au temps t_{-1} précédent l'absorption. En rouge : le spectre en flux à t_{-1} corrigé de la pénétration des ceintures de radiation. En jaune, le spectre au temps d'absorption t_0 .

facteurs géométriques sur le calcul de ces moments. La plupart des illustrations présentées dans le manuscrit tiennent cependant compte des nouveaux facteurs géométriques.

	Voyager		Cassini
Plasma de basse énergie	PLS mode 1	10–140 eV	ELS 0.6–26280 eV
	PLS mode 2	140–5950 eV	LEMMS C0-C7 15–887 keV
Plasma de haute énergie	LECP β	22–200 keV	LEMMS E0-E4 400–2000 keV
	LECP γ	250–1200 keV	
Plasma énergétique	CRS	608–2000 keV	

TAB. 2.1 – Comparatif de la couverture en énergie des instruments mesurant les électrons à bord des sondes Voyager 1 et 2 (à gauche) et de Cassini (à droite).

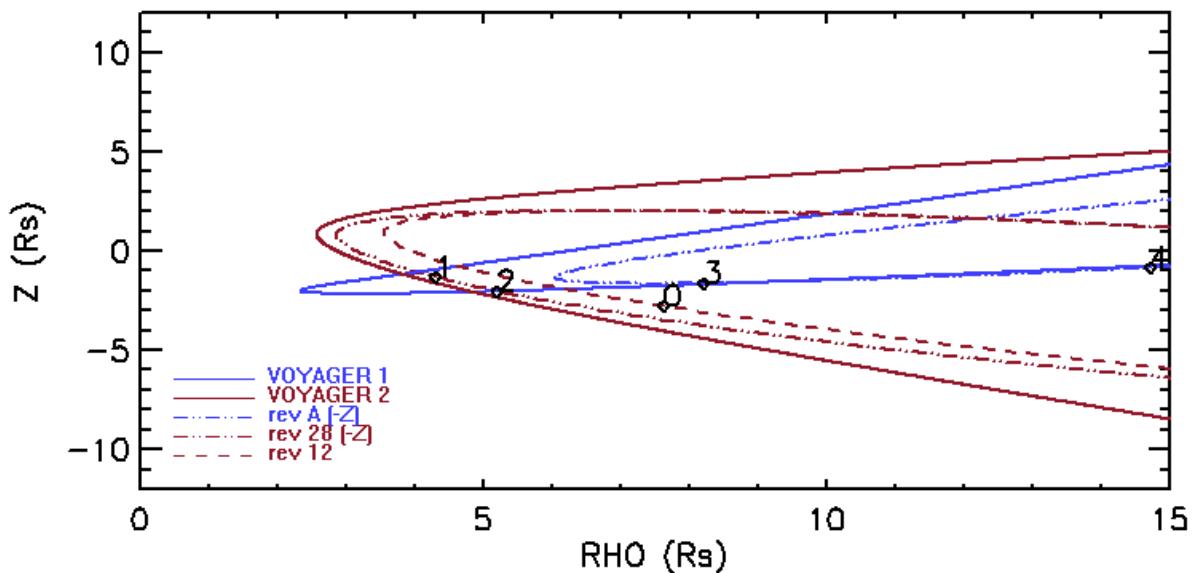


FIG. 2.16 – Trajectoires des sondes Voyager 1 et 2 (en traits pleins) et trajectoires des orbites rev A, 12 et 28 de Cassini (en traits discontinus) en partie similaires à celles de Voyager dans certaines régions. Les chiffres de 0 à 4 renseignent sur la localisation de Cassini pour les spectres des figures 2.17 (0 : rev 12 à L=9.5) et 2.18 (1 : rev 28 à L=4.8, 2 : rev 28 à L=6.3, 3 : rev A à L=8.7, 4 : rev A à L=14.8)

Un autre moyen de valider les flux et l'étalonnage des instruments, est de comparer les spectres composites CAPS/ELS-MIMI/LEMMS mesurés à bord de Cassini aux spectres composites de Maurice et al. (1996) déduits des données de Voyager 1 et 2. La table 2.1 résume les propriétés des instruments mesurant les électrons à bord des missions Voyager et Cassini. Nous avons choisi quelques orbites de Cassini similaires à celles de Voyager en distance radiale et en altitude (figure 2.16). Les trajectoires des orbites choisies sont présentées sur la figure 2.16 (rev 12, A, 28, 45).

La figure 2.17 montre les spectres en flux composites de MIMI/LEMMS (en rouge) et de CAPS/ELS calculés avec les anciens (en vert) et les nouveaux facteurs géométriques (en bleu) superposés au spectre composite PLS-LECP de Voyager (en noir). On observe des flux assez comparables dans les gammes d'énergie des instruments CAPS/ELS (calculés avec les nou-

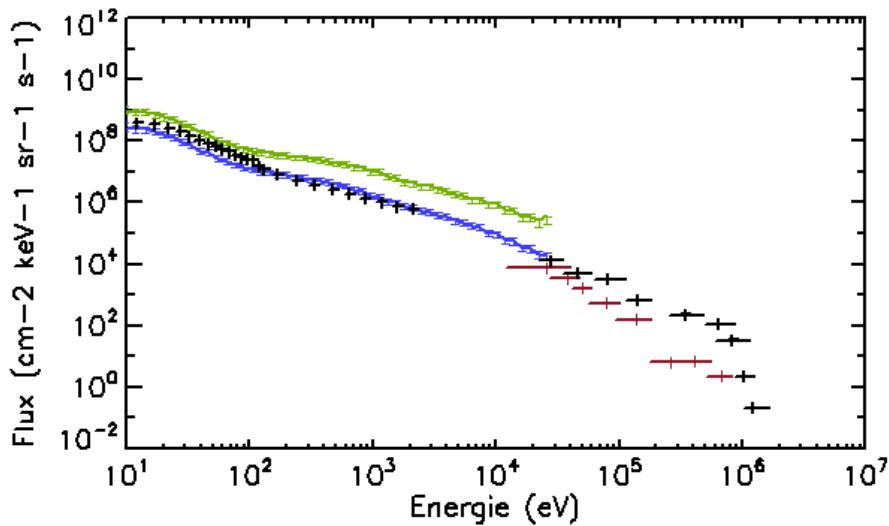


FIG. 2.17 – Flux composite à 15 min de résolution des instruments PLS-LECP de Voyager (en noir) et des instruments CAPS/ELS-MIMI/LEMMS de Cassini (en bleu : flux calculés sur base des nouveaux facteurs géométriques, en vert : flux calculés sur base des anciens facteurs géométriques, en rouge : flux de MIMI/LEMMS).

veaux facteurs géométriques) et PLS. La figure 2.18 présente des comparaisons de flux composites pour différentes distances radiales. On remarque à nouveau une similarité des spectres de flux à basse énergie. A haute énergie, au delà de 20 keV (gamme d'énergie des instruments LECP et MIMI/LEMMS), les flux de LECP sont souvent supérieurs à ceux de MIMI/LEMMS.

Les raisons peuvent être multiples : il pourrait s'agir du fait que lors du passage de Voyager 2, la magnétosphère de Saturne s'est retrouvée immergée dans la queue magnétique de la magnétosphère jovienne (Grzedzielski et al., 1981). La chute de pression dynamique exercée sur la magnétosphère kronienne aurait entraîné la reconfiguration de la magnétosphère, et donc de son champ magnétique et du plasma. D'autre part, 20 ans séparent les passages des sondes Voyager et Cassini, et l'inclinaison du plan équatorial de la planète par rapport à l'écliptique a varié de 0° à -27° , ce qui affecte très probablement la configuration de la magnétosphère. Il ne s'agit pas a priori d'un problème de champ de vue : les instruments LECP et MIMI/LEMMS ont en 15 minutes largement balayé la gamme entière d'angles d'attaque, rendant légitime la comparaison des flux moyens ('équivalent isotrope'). Enfin, l'hypothèse d'une erreur d'étalonnage de l'instrument LECP ne peut être entièrement écartée.

2.3 Analyse des spectres composites d'électrons

Dans la partie précédente, nous avons présenté la chaîne de traitement des données électrons. Nous avons harmonisé les flux de CAPS/ELS et MIMI/LEMMS et tracé les premiers flux composites sur la gamme d'énergie de 0.6 eV à 900 keV. Le problème de l'inter-étalonnage des

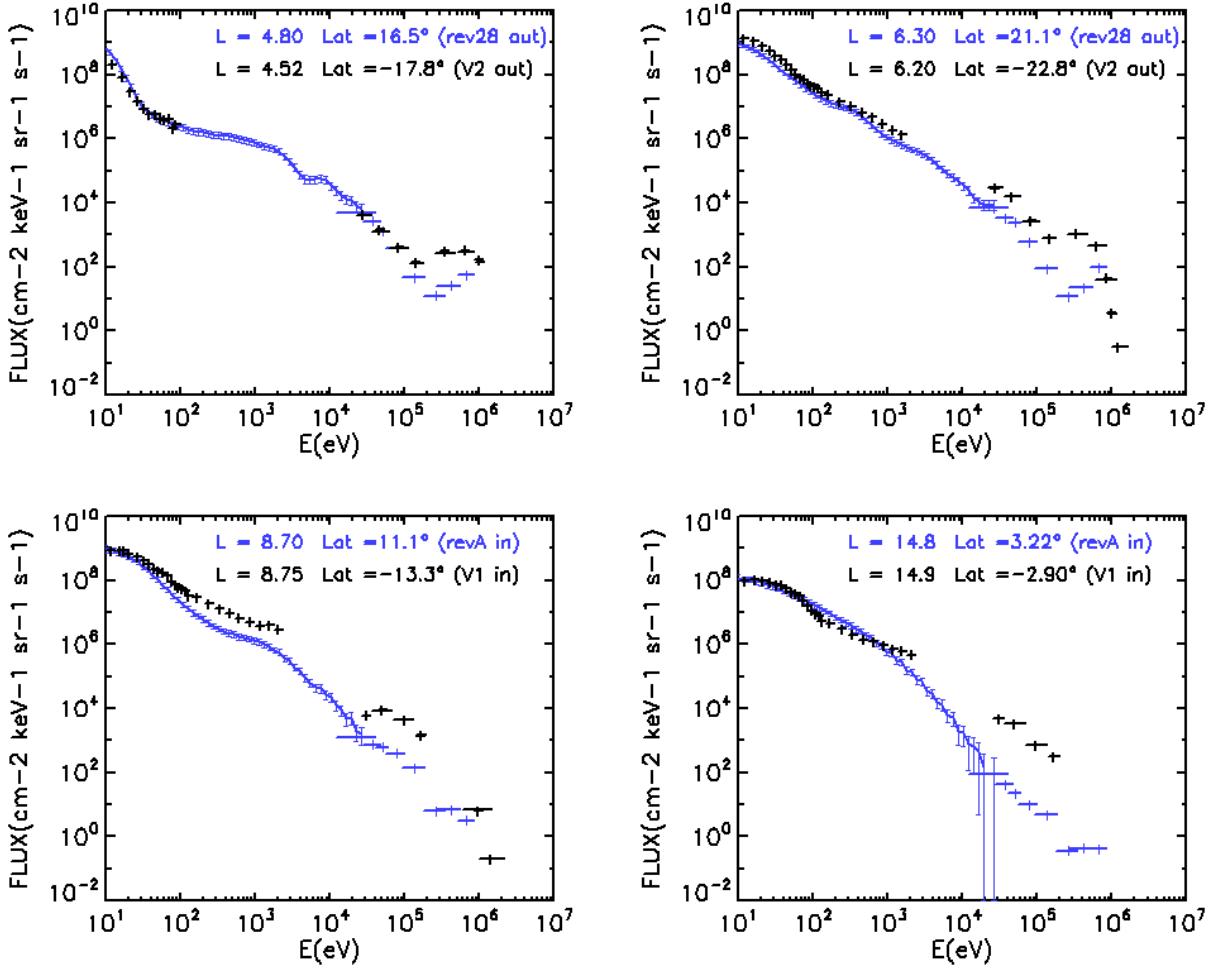


FIG. 2.18 – Flux composites des instruments PLS-LECP de Voyager (en noir) et des instruments CAPS/ELS-MIMI/LEMMS de Cassini (en bleu), pour différentes distances radiales.

instruments a été soulevé et en grande partie résolu après maintes itérations entre les équipes CAPS et MIMI. Nous proposons dès lors de dresser un panorama des spectres électroniques composites observés dans les diverses régions magnétosphériques. Cela constituera un premier aperçu des régions du point de vue des électrons, et permettre d'identifier les diverses populations électroniques et d'analyser leur évolution radiale de manière qualitative. Afin de nous affranchir des effets de latitude, nous choisissons des orbites essentiellement équatoriales.

Considérons à la figure 2.19, la vue d'ensemble, tri-dimensionnelle des spectres composites électroniques des flux de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS dans le cas d'une orbite équatoriale de Cassini (rev 24) dans le plan équatorial de la magnétosphère (périkrone à $5.4 R_S$). Les flux (DNF) sont présentés en fonction de l'énergie (axe y, en keV) et de la distance radiale à Saturne (axe x, en rayons saturniens, $1 R_S = 60,330 \text{ km}$). Les distances négatives et positives correspondent respectivement aux parties entrante/sortante de la trajectoire de Cassini. Nous restreignons notre analyse à l'intérieur de $20 R_S$, région où se trouvent les sources de plasma connues.

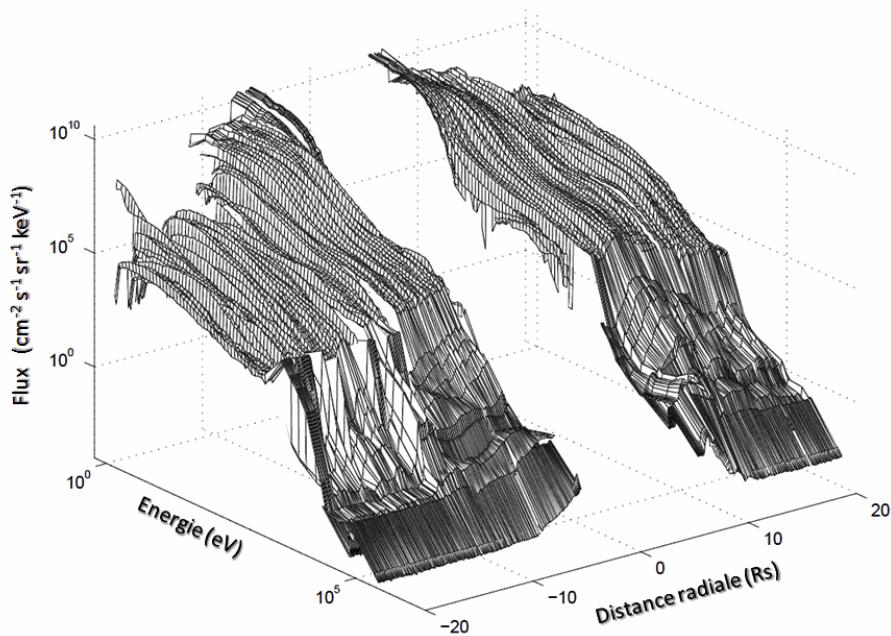


FIG. 2.19 – Flux composite des instruments CAPS/ELS et MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) et de la distance radiale (en R_S), pour l'orbite REV 24.

Une analyse qualitative de la figure 2.19 révèle la présence de plusieurs populations électroniques, correspondant aux pics de flux visibles sur le spectre composite : la population ***thermique*** à quelques eV, est la plus dense, la population ***suprathermique*** aux alentours de 100-1000 eV est particulièrement observable à $R > 10 R_S$ et celle des ***ceintures de radiation*** (> 1 MeV) apparaît dans la partie la plus interne de la magnétosphère ($< 6 R_S$).

Un outil de visualisation des spectres a été mis en place pour réaliser des analyses rapides des caractéristiques spectrales le long des trajectoires. La figure 2.20 en est extraite : la fenêtre se compose d'un panneau principal (à droite) représentant les données en flux composites ($cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}keV^{-1}$), et de panneaux représentant les données de localisation de la sonde Cassini en distance radiale (Temps, R), en vue équatoriale (x, y, temps local), en vue polaire (ρ , z) et longitude correspondant au spectre affiché. La latitude et le paramètre L sont affichés au-dessus de la figure.

Nous décrivons ci-après les spectres typiques pré-selectionnés à différentes distances radiales (figures 2.20-2.26).

- A **4.5 Rs** (figure 2.20), on observe les 3 populations citées précédemment ; la population thermique est à 1 eV, la population suprathermique dont l'intensité est 5 ordres de grandeur inférieure à celle du pic thermique, et la population des ceintures (électrons énergétiques) à quelques MeV, constituant la queue à haute énergie de la distribution. Notons que les données de MIMI/LEMMS apparaissent bien dans la continuité des données de CAPS/ELS. Au-delà de ces populations que l'on pourrait qualifier d'étendues d'un point

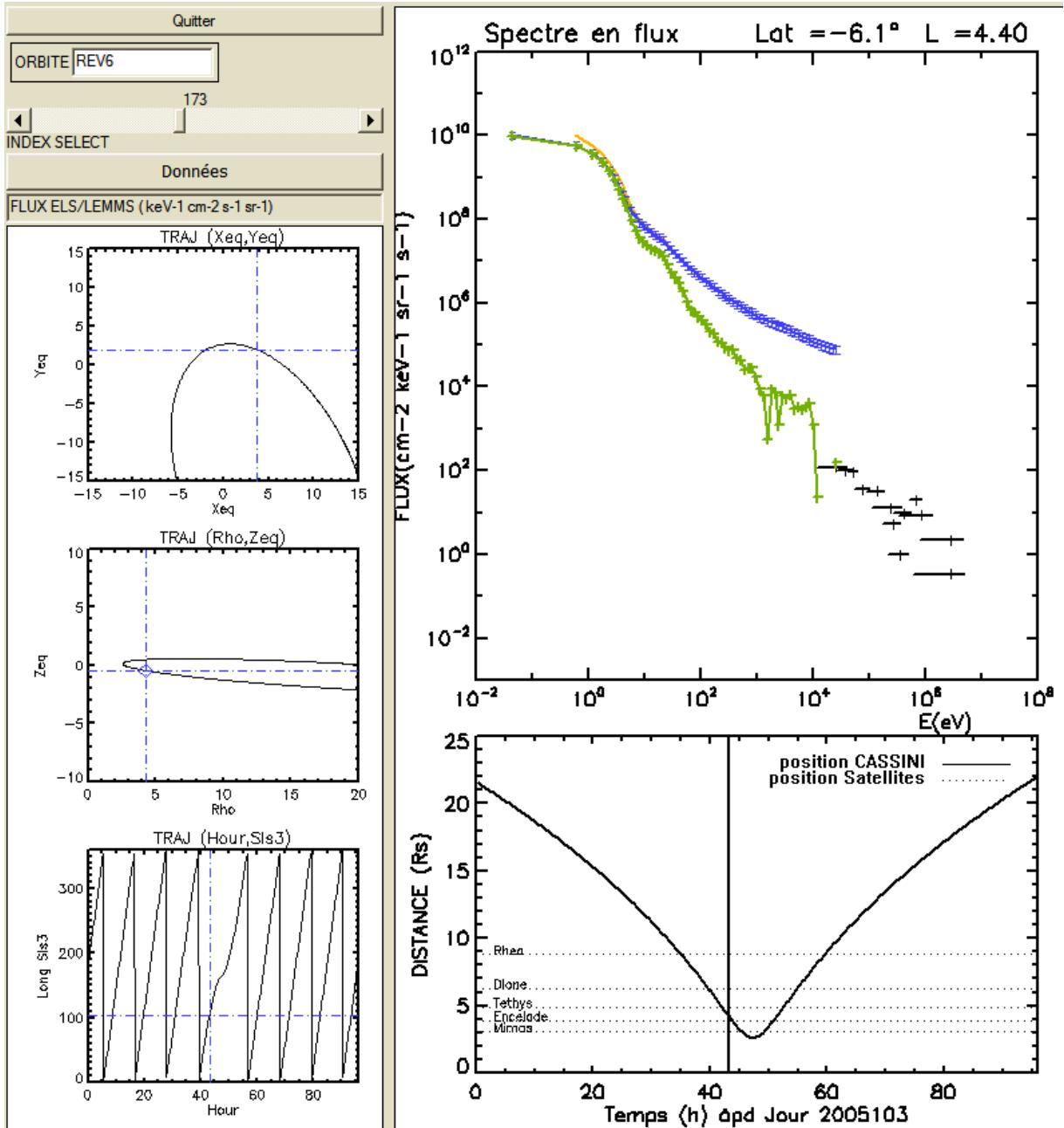


FIG. 2.20 – Spectre composite CAPS/ELS-MIMI/LEMMS des flux ($\text{keV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) en fonction de l'énergie (en eV) à $L = 4.50$, orbite rev 6. Les spectres en flux de CAPS/ELS non corrigés y apparaissent en jaune, les spectres corrigés du potentiel photo-électrique en bleu, et les spectres corrigés de la pénétration des particules des ceintures de radiation en vert. Les données de MIMI/LEMMS (croix noires) y sont représentées jusqu'à 4 MeV (canaux C et E de MIMI/LEMMS).

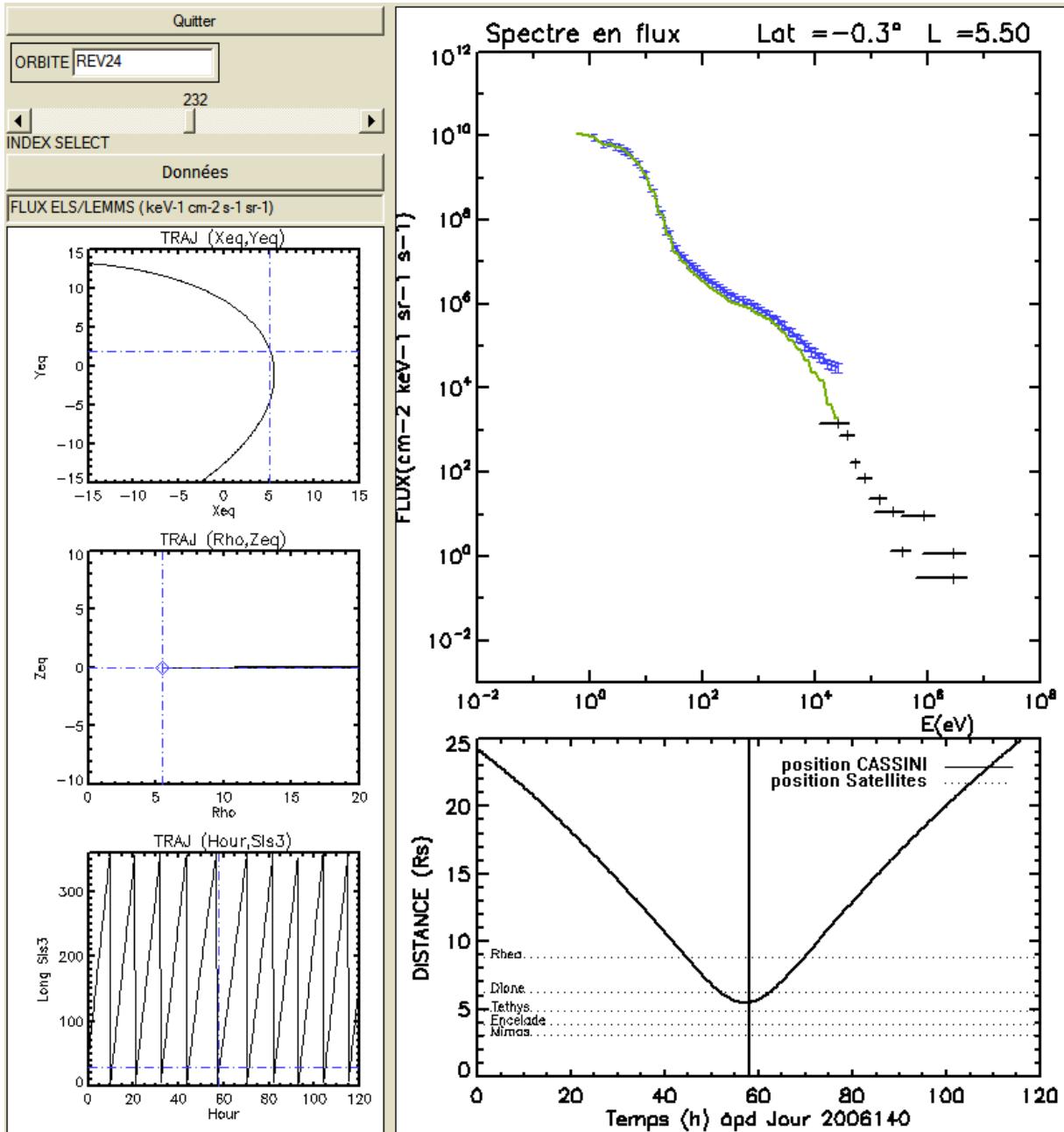


FIG. 2.21 – Spectre composite des flux ($\text{keV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) à $R = 5.50 R_S$, orbite rev 24.

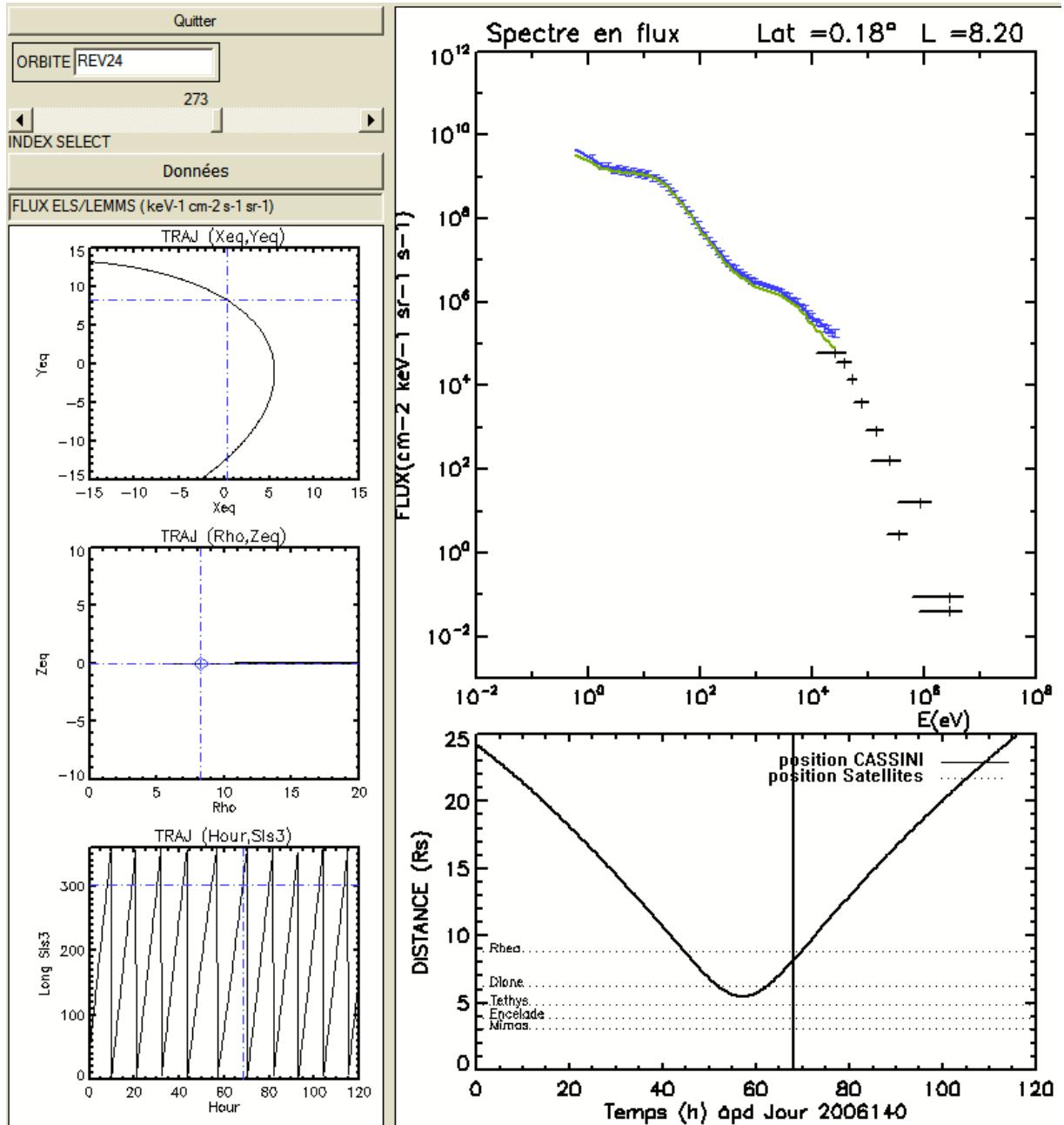


FIG. 2.22 – Spectre composite des flux ($\text{keV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) à $R = 8.2 R_S$, orbite rev 24.

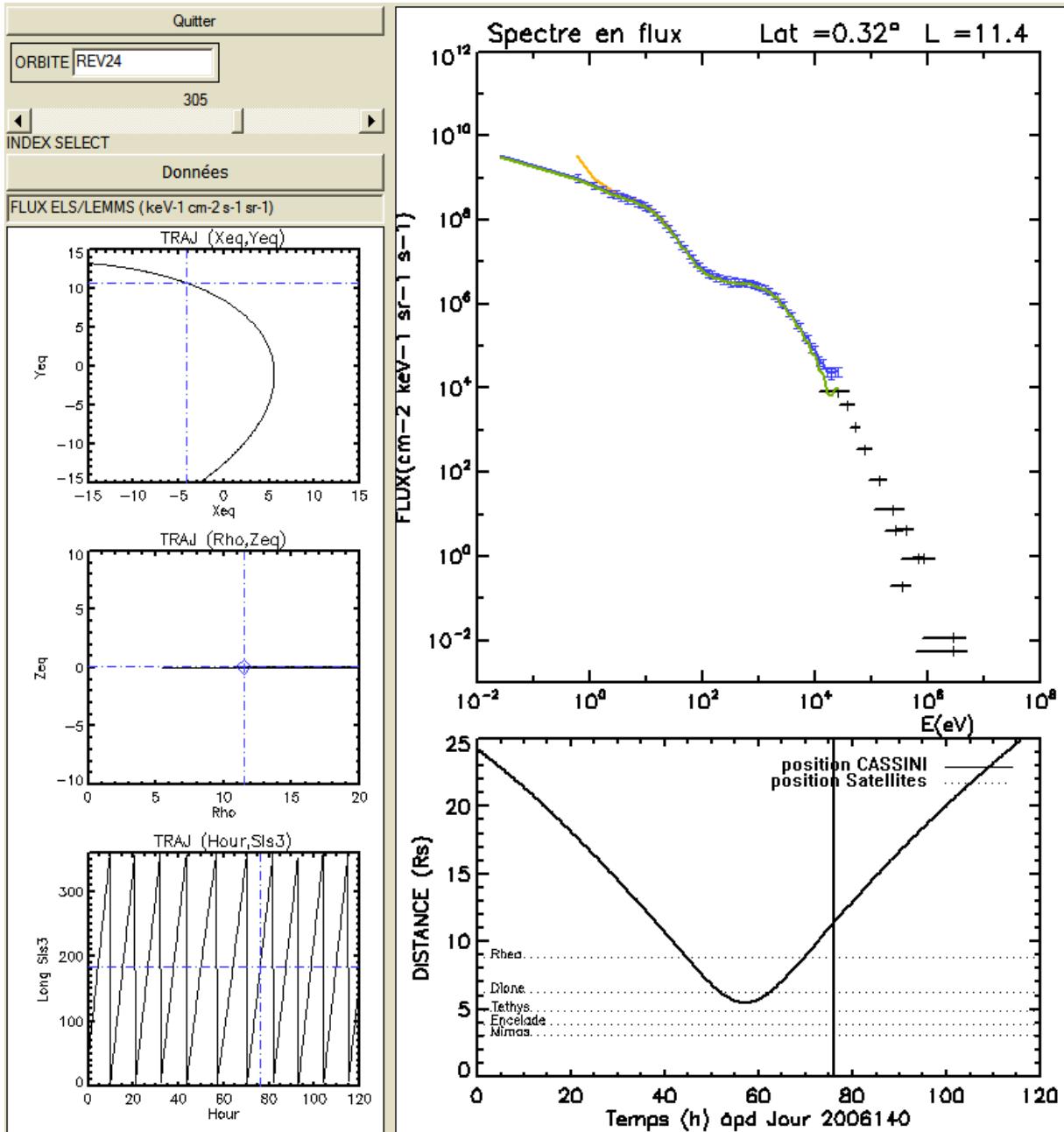


FIG. 2.23 – Spectre composite des flux ($\text{keV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) à $R = 11.4 R_S$, orbite rev 24.

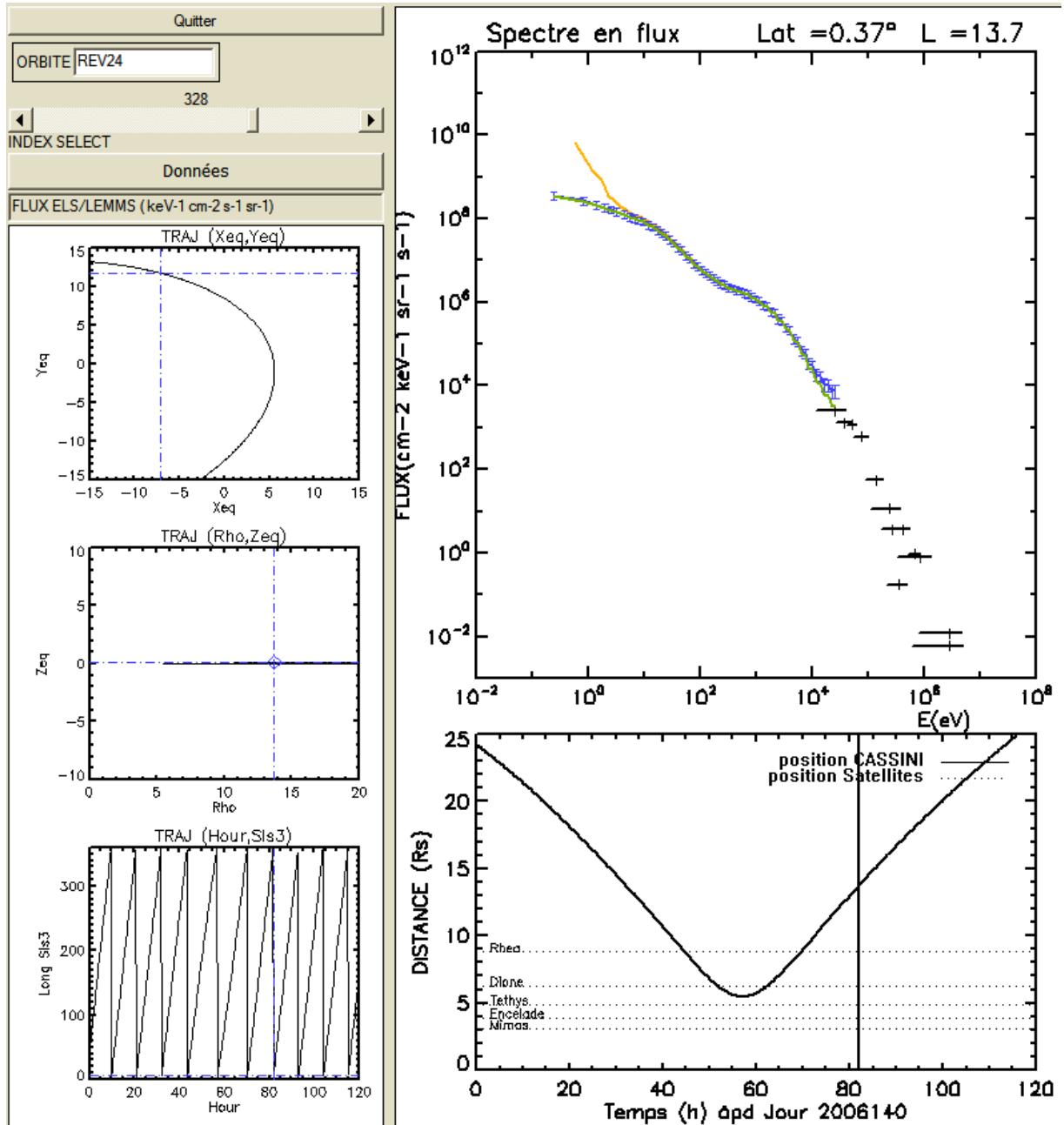


FIG. 2.24 – Spectre composite des flux ($\text{keV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) à $R = 13.7 R_S$, orbite rev 24.

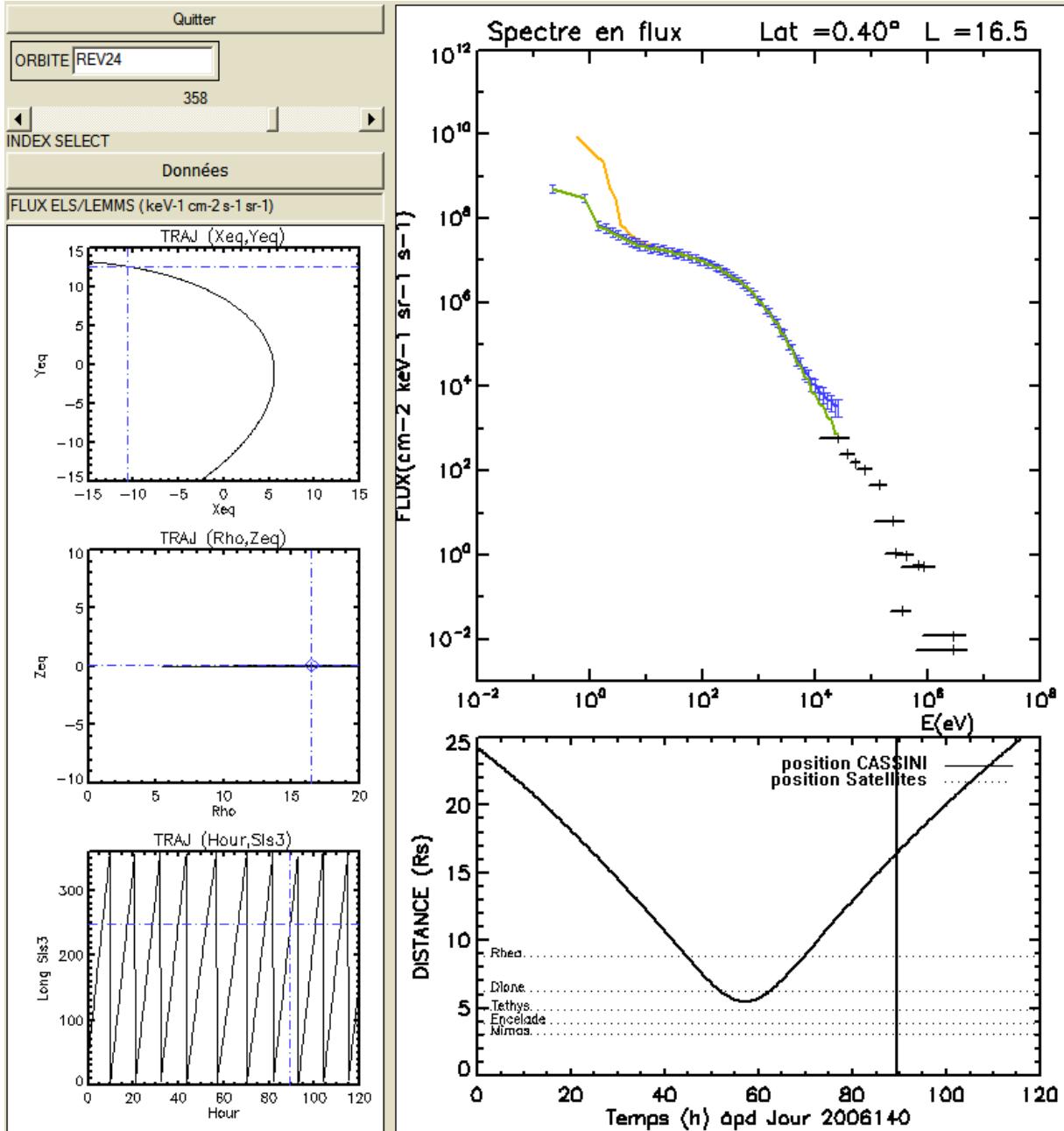


FIG. 2.25 – Spectre composite des flux ($\text{keV}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) à $R = 16.5 R_S$, orbite rev 24.

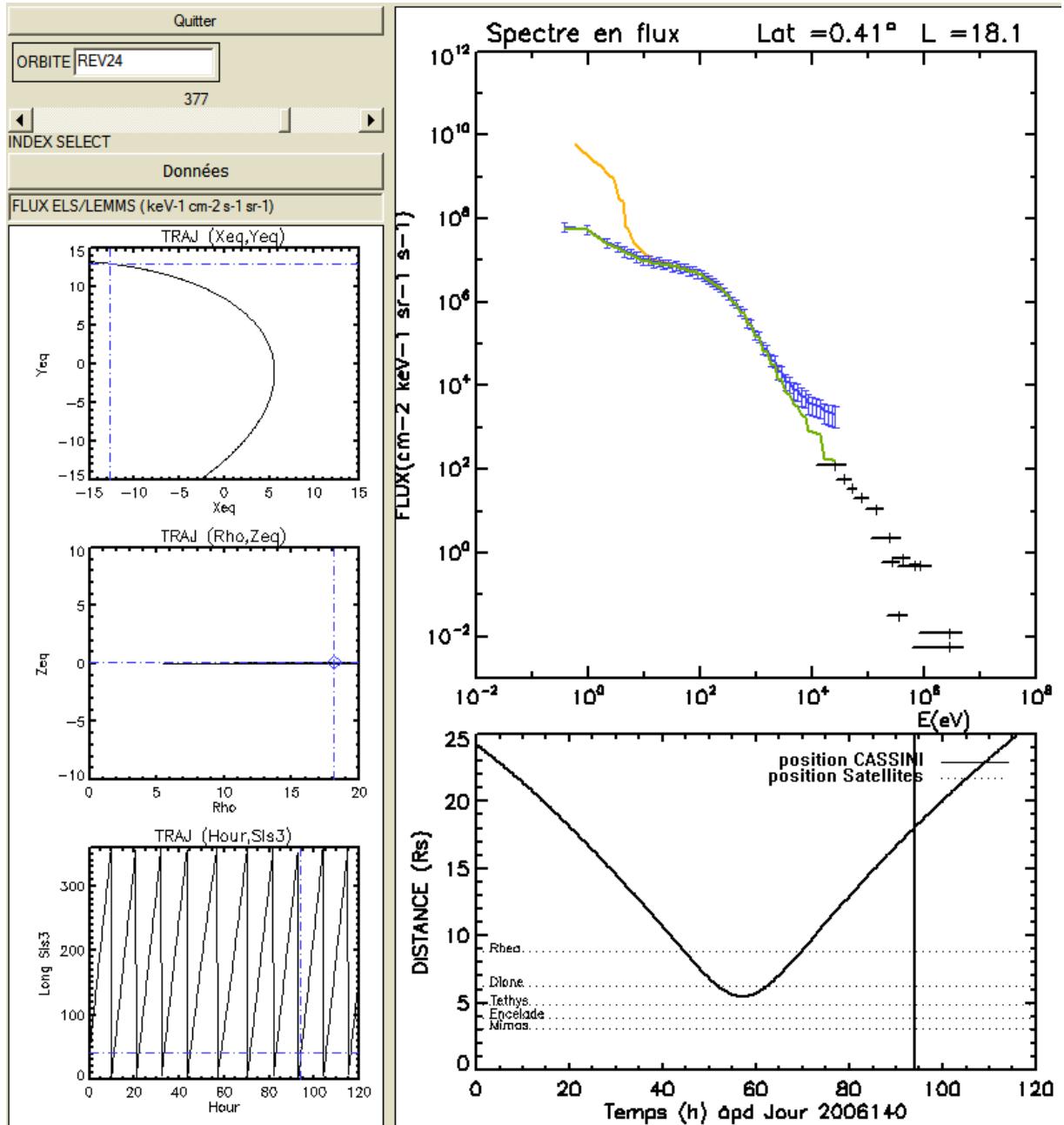


FIG. 2.26 – Spectre composite des flux ($\text{keV}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$) de CAPS/ELS et de MIMI/LEMMS en fonction de l'énergie (en eV) à $R = 18.1 R_S$, orbite rev 24.

de vue spectroscopique, on observe des 'raies', pics fins localisés autour de 20 eV et 40 eV. L'observation de ces raies dans la région du tore interne de neutres de la magnétosphère de Saturne est inédite, et nous les avons relevées systématiquement sur les orbites atteignant leur périapse à moins de $5 R_S$. Une section sera consacrée à l'étude et à l'interprétation de ces raies dans le chapitre 3.

- A $5.5 R_S$ (figure 2.21), les 3 populations étendues sont toujours visibles. Le pic *thermique* s'est légèrement décalé à quelques eV, le pic *suprathermique* est autour de 600 eV et son intensité a augmenté. La population des ceintures de radiation est toujours visible à très haute énergie.
- A près de $8 R_S$ (figure 2.22), les ceintures de radiation ne sont plus visibles. Nous observons que le pic thermique s'est déplacé vers de plus hautes énergies, à près de 15 eV, et son intensité a décrue d'un facteur 10. Le pic suprathermique s'est aussi déplacé vers les hautes énergies à près de 2 keV et son intensité a augmenté d'un facteur $\simeq 10$ réduisant le rapport entre pics d'intensité à 10^3 .
- A $11 R_S$ (figure 2.23), l'intensité du pic thermique continue à décroître, alors que la température semble maintenant décroître. L'énergie du pic suprathermique semble également diminuer.
- A $13\text{-}14 R_S$ (figure 2.24), la température des 2 populations a diminué. L'intensité des pics a également diminué, avec une décroissance plus prononcée du pic thermique.
- A $15\text{-}16 R_S$ (figure 2.25), la forme spectrale du pic thermique s'efface, ne laissant plus qu'une seule population (suprathermique) visible à énergie décroissante au-delà à $18 R_S$ comme observé à la figure 2.26.

Cette analyse qualitative des spectres nous montre que dans toute la magnétosphère la forme spectrale est essentiellement bimodale, avec une variation évidente de l'équilibre des populations thermique et suprathermique d'une région à l'autre. L'analyse quantitative, passant par le calcul des moments électroniques, fera l'objet de la section 2.4.

2.4 Dérivation des moments des populations électroniques

Nous venons d'identifier les populations électroniques présentes dans la magnétosphère de Saturne. Nous proposons à présent de déterminer les caractéristiques des populations majoritaires de manière quantitative afin de dresser des profils (cartes) de distribution en densité et température. Les populations que nous modéliserons sont les électrons des populations thermique et suprathermique. A partir des spectres d'électrons, deux méthodes sont communément utilisées pour déterminer les moments : la méthode d'intégration directe et la méthode d'ajustement de spectres à partir de modèles de distribution pré-établis.

2.4.1 Méthode par intégration directe

La méthode d'intégration directe consiste à effectuer le calcul intégral des différents moments d'ordre q de la fonction de distribution $f(v)$.

$$M_q = \int \mathbf{v}^q f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (2.2)$$

La densité ou moment d'ordre 0 :

$$n = \int \int \int_{v < v_{max}} f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (2.3)$$

La vitesse de groupe ou le moment d'ordre 1 :

$$V = \int \int \int_{v < v_{max}} \mathbf{v} f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (2.4)$$

La température ou moment d'ordre 2 :

$$T = \frac{m}{3k_B n} \int \int \int_{v < v_{max}} (\mathbf{v} - \mathbf{V})(\mathbf{v} - \mathbf{V}) f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (2.5)$$

L'intégration des moments s'effectue dans l'espace des vitesses $d\mathbf{v} = v^2 \sin(\theta) dv d\theta d\phi$, où la vitesse v est limitée par la vitesse maximale de la bande passante instrumentale v_{max} , les angles θ et ϕ dépendent de la géométrie d'ouverture de l'instrument et de sa couverture angulaire (définie par le mouvement d'actuateur et les anodes) balayée pendant le temps de mesure. En pratique, le calcul de ces intégrales dans une portion de l'espace des vitesses fournit donc des moments *partiels* (de manière générale, on suppose cependant que la bande passante en énergie de l'instrument permet de détecter les principales populations).

La méthode d'intégration directe a été utilisée par Sittler et al. (2006b) pour la détermination des moments d'ions à partir des données de CAPS/IMS. L'équipe CAPS/ELS au MSSL utilise également cette méthode pour la détermination des moments d'électrons à partir des spectres de l'instrument CAPS/ELS (Lewis et al., 2008), avec pour hypothèse que le plasma d'électrons est au repos, et donc $\mathbf{V} = 0$. Il faut noter que la technique d'intégration directe est facilement applicable au calcul de la densité totale et de la température moyenne mais il est plus délicat de calculer séparément et avec une précision suffisante, la densité et la température des populations thermique et suprathermique car elle suppose que l'on fixe une limite en énergie entre les deux populations. Cette limite est variable car les populations évoluent en énergie et intensité en fonction de la distance radiale et la limite entre populations évolue également de sorte que celle-ci n'est pas toujours évidente (section 2.3). En fixant par exemple de manière arbitraire une limite en énergie entre populations thermique et suprathermique ($E=100\text{eV}$) le long d'une trajectoire nous ne disposerions donc pas d'un moyen précis pour la détermination des

paramètres électroniques des deux populations. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser de préférence la méthode par ajustement, décrite dans la section 2.4.2.

2.4.2 Méthode par ajustement

Cette méthode consiste à établir un modèle a priori de distribution des électrons que l'on ajuste aux observations en faisant varier les paramètres libres (densité, température). Cette technique nécessite d'avoir d'identifié au préalable le nombre de populations présentes dans le milieu sondé (section 2.3) et leur type, que nous définirons dans la présente section. Nous commençons par présenter ci-dessous les fonctions de distributions types communément utilisées pour la modélisation des populations de plasma dans les magnétosphères.

2.4.2.1 Distributions maxwellienne et kappa

Dans la littérature la **distribution maxwellienne** est la fonction de distribution standard en ce sens qu'elle représente une distribution de particules à l'équilibre thermodynamique pour un plasma collisionnel.

$$f_{Maxwell}(v) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp(-mv^2/k_B T) \quad (2.6)$$

Dans les plasmas spatiaux, cet équilibre est rarement atteint (Meyer-Vernet, 2001) parce que l'environnement magnétosphérique est souvent peu collisionnel. Les particules interagissent via les forces Coulombiennes dont l'importance ne se fait ressentir qu'en deçà d'une distance à laquelle le potentiel coulombien majore l'énergie cinétique des particules. Or, les milieux magnétosphériques sont caractérisés par de faibles densités et les particules de haute énergie ont un libre parcours moyen élevé, ce qui est plutôt favorable à un caractère non-collisionnel du plasma. Et c'est ce qui est en effet observé dans les environnements magnétosphériques (Collier (2004)). A basse énergie, les particules présentent en général une caractéristique maxwellienne, à l'équilibre, mais un excès de particules énergétiques est souvent observé à haute énergie, modélisable par une loi de puissance. De nouvelles distributions, hors-équilibre, ont alors été introduites dans le but de modéliser les queues de distributions.

Ainsi, Vasyliunas (1968) introduit une nouvelle forme de distribution non thermalisée baptisée **distribution kappa** qui est l'association de la composition d'un cœur thermique maxwellien à basse énergie et d'une loi de puissance à haute énergie représentant les particules non thermalisées présentes dans les queues de distribution.

$$f_{Kappa}(v) = \frac{n\Gamma(\kappa+1)}{\omega_0^3 \pi^{3/2} \kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - 1/2)} \left[1 + \frac{v^2}{\kappa \omega_0^2} \right]^{-\kappa-1} \quad (2.7)$$

où ω_0 est la température du cœur thermique maxwellien.

Cette fonction de distribution fait intervenir, en plus de la densité et la température du plasma, un troisième paramètre : l'indice κ . Cet indice représente en quelque sorte un indicateur de l'écart à l'équilibre thermique. A κ infini, la distribution kappa est une maxwellienne alors qu'un petit kappa sera révélateur d'une population éloignée de l'équilibre. Les κ des situations réelles (vent solaire, magnétosphère terrestre,...) sont en général compris entre 2 et 6. Lorsqu'une population se thermalise l'énergie de la queue de la distribution est peu à peu transférée au cœur de la population avec pour conséquence l'augmentation de la température de cœur de la population (ω_0) et l'augmentation de l'indice kappa (loi d'anti-corrélation entre énergie de cœur et indice kappa (Collier, 1995)).

Une illustration du modèle en flux des populations maxwellienne et kappa est présentée dans la figure 2.27. Les deux modèles ont la même température et densité. Notons qu'à haute énergie, la pente de la distribution $\frac{\partial D_{NF}}{\partial E}$ s'apparente à la valeur de l'indice κ . La figure 2.27 met en évidence l'excès de particules à haute énergie dans la queue de la distribution kappa.

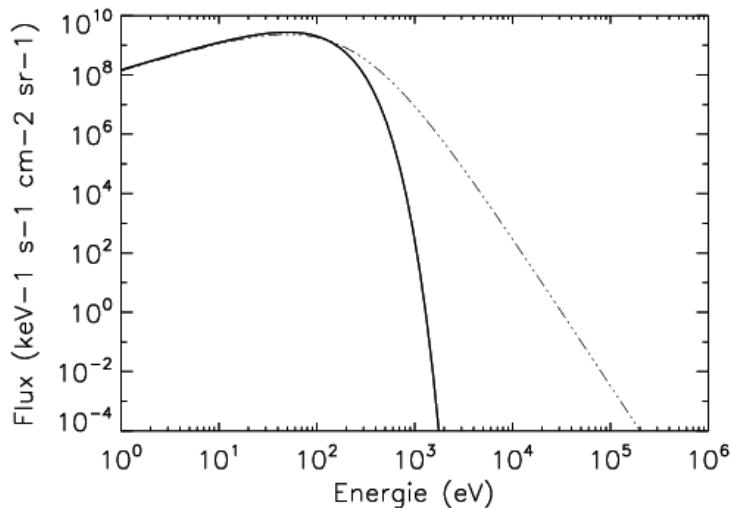


FIG. 2.27 – Comparaison des modèles Maxwellien (en traits pleins) et Kappa (en traits discontinus) pour une distribution à densité $n = 20 \text{ cm}^{-3}$, température $T = 50 \text{ eV}$ (équivalents maxwellien) et $\kappa = 5$. Les distributions ont même densité, l'excès de particules de la queue suprathermique compensant le déficit de particules de basse énergie.

2.4.2.2 Modèles de distribution bimodale

Comme nous l'avons vu précédemment, les spectres électriques dans la magnétosphère kronienne présentent une caractéristique essentiellement bimodale composée de deux populations étendues, thermique et suprathermique. Je considérerai que l'énergie mesurée des électrons correspond à leur énergie thermique. Les électrons ont la propriété d'être très mobiles et d'échanger efficacement l'énergie parallèle et perpendiculaire de sorte que l'on considère

en général cette composante comme isotrope. Cette hypothèse, nous le verrons plus tard, est cependant très simplificatrice dans certains cas.

L'unité utilisée dans ce travail de thèse étant le flux différentiel de particules DNF , nous utiliserons plutôt un modèle de flux que de densité de l'espace de phases $f(v)$ présentée précédemment :

$$DNF = f(v) * \frac{v^2}{m} \quad (2.8)$$

Chacune de ces populations électroniques sera modélisée par la distribution qui la représente au mieux, et les deux contributions seront ensuite sommées afin d'établir un modèle de distribution total :

$$DNF_{total} = DNF_{thermique} + DNF_{suprathermique} \quad (2.9)$$

Les différents modèles utilisés au cours de ce travail sont les suivants :

2.4.2.2.1 Modèle 1 : Double distribution maxwellienne (M_1, M_2) Si nous considérons les deux populations électroniques comme étant à l'équilibre, on les représentera par une distribution à 2 maxwelliennes. Le modèle ainsi construit comporte 4 paramètres libres, à savoir les densités n_{M_1} , n_{M_2} et températures T_{M_1} , T_{M_2} des populations thermique et suprathermiques $f(n_{M_1}, n_{M_2}, T_{M_1}, T_{M_2})$.

2.4.2.2.2 Modèle 2 : Distribution maxwellienne (M_1) + Distribution kappa (κ_2) Si seule la population thermique est considérée à l'équilibre, nous représenterons la distribution totale comme la somme d'une distribution maxwellienne et d'une distribution kappa. Le modèle établi comporte 5 paramètres libres : les densités n_{M_1} , n_{κ_2} , températures T_{M_1} , T_{κ_2} et l'indice κ_2 .

2.4.2.2.3 Modèle 3 : Double distribution kappa (κ_1, κ_2) Si les 2 populations sont a priori considérées comme étant hors-équilibre, une double distribution kappa à 6 paramètres libres sera dans ce cas établie : les densités n_{κ_1} , n_{κ_2} , températures T_{κ_1} , T_{κ_2} et les indices κ_1 et κ_2 .

2.4.2.3 Ajustement au spectre composite et comparaison des modèles

Afin de déterminer le modèle représentant au mieux la composante électronique du plasma, nous avons procédé à des ajustements de chacun de ces modèles sur des spectres CAPS/ELS-MIMI/LEMMS composites, choisis dans différentes régions magnétosphériques.

La **routine** mise en place pour l'ajustement des spectres pour des orbites entières comprend plusieurs étapes, présentées dans la figure 2.28.

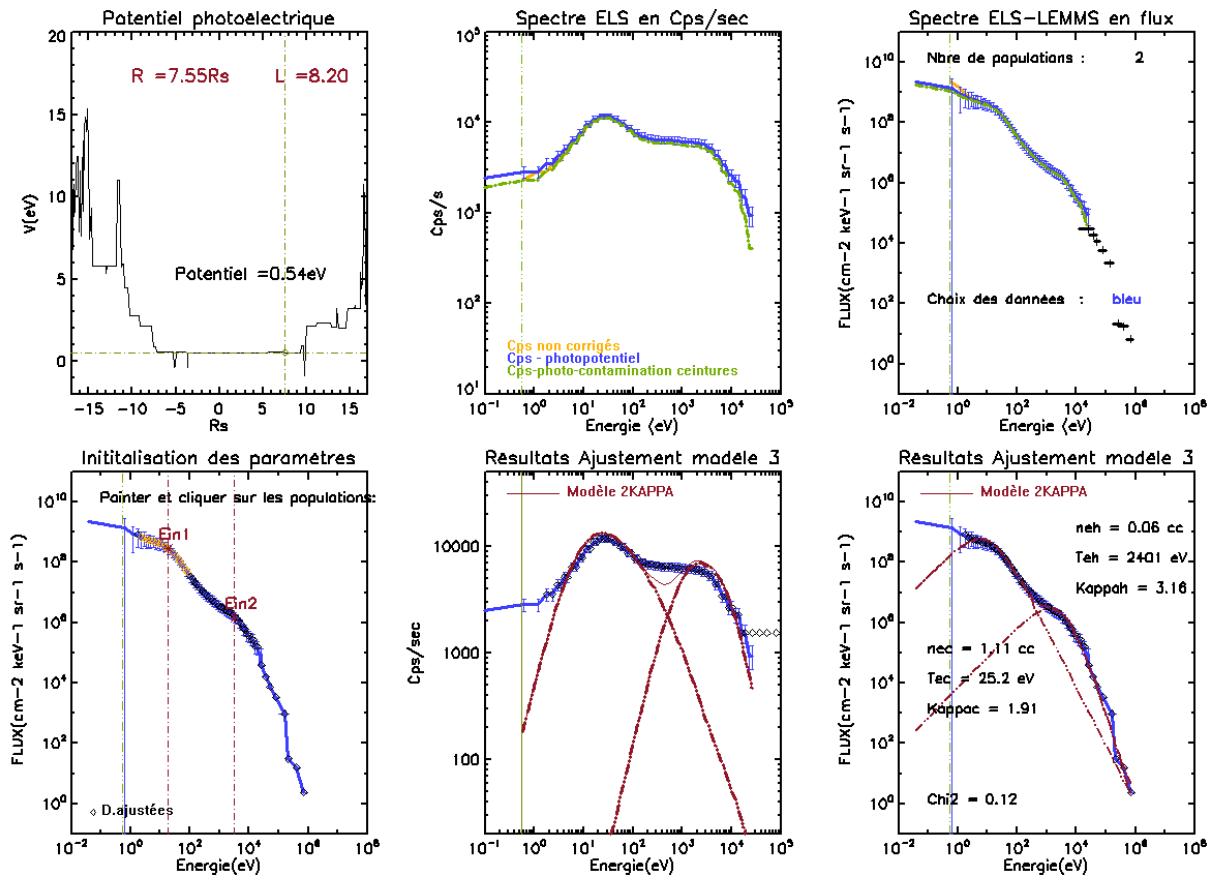


FIG. 2.28 – Présentation des étapes de la routine d’ajustement des spectres. En haut : à gauche, le potentiel du satellite, au milieu spectre CAPS/ELS, à droite, spectre en flux composite CAPS/ELS-MIMI/LEMMS. En bas : à gauche, initialisation des données à ajuster et paramètres initiaux (Ein1 et Ein2), au milieu et à droite modèle 2-kappa résultant de l’ajustement aux moindres carrés du spectre composite, superposés aux spectres en Coups par seconde (CAPS/ELS) et en Flux composites (CAPS/ELS-MIMI/LEMMS). Affichage des moments.

1. D’abord la **visualisation des spectres** de CAPS/ELS en Coups/sec, pour l’identification des pics et le choix du nombre de populations à inclure dans le modèle. A noter que ce nombre, étant typiquement 2 dans la magnétosphère moyenne, peut varier entre 1 et 3, selon que l’on se trouve dans la magnétosphère externe où une seule population est visible, ou que l’on observe la population de photoélectrons ‘naturels’ (cf. section 3.1) produits dans le tore interne (en-deçà de $5 R_S$).
2. Ensuite l’**initialisation des paramètres** : les densités sont initialisées à 1 cm^{-3} , les températures sont initialisées aux énergies correspondant aux maxima (pics, Ein1 et Ein2) observés dans le spectre en flux (le pic de flux d’une distribution maxwellienne correspond au double de sa température). Des contraintes sur les paramètres libres permettent d’éviter les situations non-physiques telles que des densité ou des température négatives. Dans les modèles 2 et 3, la population suprathermique est modélisée comme une dis-

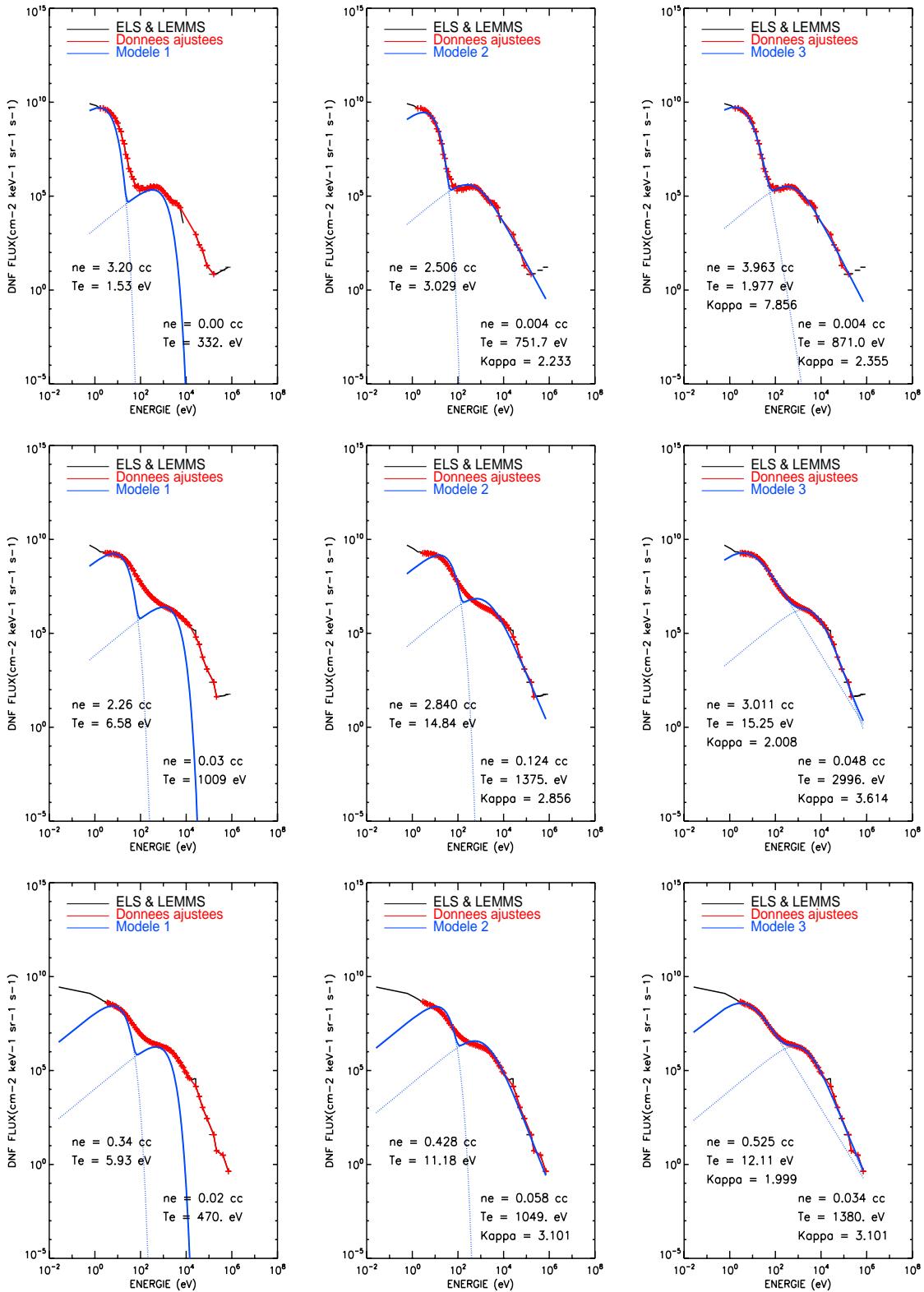


FIG. 2.29 – Comparaison des modèles de fonction de distribution bimodale des électrons à 3 distances radiales différentes (En haut : L=6, au centre : L=8, en bas : L=10.5). A gauche : le modèle 1 (2 distribution maxwelliennes), au centre : le modèle 2 (1 maxwellienne+1kappa), à droite : le modèle 3 (2 distributions κ). Les données ajustée apparaissent en rouge, et le modèle en bleu.

tribution kappa ; dans cette hypothèse, la dérivée de la *DNF* de la partie haute énergie du spectre représentée par les intensités de MIMI/LEMMS représente un bonne estimation de l'indice κ . Nous l'utilisons donc comme valeur initiale de κ_2 . L'indice κ_1 de la population thermique est initialisé à une valeur élevée ($\kappa = 20$) correspondant à une population thermalisée, maxwelienne. La bande passante d'ajustement des spectres comprend en moyenne la totalité des énergies, sauf dans la région des ceintures de radiation où les données des canaux contaminés de MIMI (C4 à C7) sont simplement ignorées avant d'ajuster les spectres.

3. Ensuite, vient l'**étape d'ajustement** des spectres, par minimisation de la forme quadratique $\sum_i(DNF(E_i) - modeleDNF(E_i))^2$. La méthode utilisée en l'occurrence est celle de *Levenberg-Marquardt*, une méthode de résolution aux moindres carrés basée sur la méthode de descente de gradient.

Comme la gamme dynamique des intensités *DNF* est importante (6 décades) nous n'ajustons pas les flux mais le logarithme des flux afin de ne pas désavantager les flux à haute énergie dans le processus d'ajustement.

4. Enfin, une dernière étape consiste en la **vérification** systématique de la qualité de l'ajustement des spectres, par observation visuelle des spectres, de la valeur du χ^2 et de l'erreur sur les paramètres. Dans le cas où l'ajustement n'est pas satisfaisant, soit parce que le modèle choisi n'est pas idéal, soit parce que les paramètres ont été mal initialisés, une option permet d'itérer la procédure jusqu'à satisfaction. La routine d'ajustement est incluse dans une grande boucle, balayant successivement les spectres en flux composites de l'orbite concernée par temps d'acquisition croissant.

Une **illustration des résultats des 3 modèles bi-modaux** est représentée dans la figure 2.29 à 3 distances radiales différentes : $R = 6, 8$ et $10.5 R_S$. On observe qu'à faible distance radiale, le **modèle 1** représente bien la composante thermique. La composante suprathermique est par contre mal modélisée. En effet, le modèle maxwellien n'est pas capable de reproduire la queue de la distribution de cette population dont la pente est finie, contrairement au comportement à haute énergie de la forme maxwelienne. La forme du **modèle 2** semble s'ajuster assez bien au profil des deux populations à petite distance de la planète. Cependant, à distance radiale croissante le pic de la population thermique s'élargit, le flux modélisé aux énergies intermédiaires sous-estime les flux réels et la qualité de l'ajustement est moins bonne. Avec une distribution κ pour les composantes thermique et suprathermique, le **modèle 3** pallie à la fois le problème de l'élargissement du pic de la population thermique et le comportement de la queue de la population suprathermique. C'est le modèle que nous adopterons dans la magnétosphère interne et moyenne pour l'ajustement des spectres en vue de la détermination des moments électroniques pour chacune des populations. Le fait qu'aucune des populations électroniques n'est thermalisée s'explique en partie par le caractère très peu collisionnel du plasma ; la limite inférieure

du libre parcours moyen, déterminée à partir des moments de la population thermique dense et froide ($n = 100 \text{ cm}^{-3}$ et $T = 2 \text{ eV}$) au plus près de la planète, est $\simeq 0.6 R_S$, comparable à l'ordre de grandeur de l'échelle de variation des paramètres dans cette magnétosphère.

Nous avons pu constater que l'exemple montré à la figure 2.29 pour l'orbite rev 24 est transposable à toutes les autres orbites étudiées. Nous pouvons donc conclure que ni la population thermique ni la population suprathermique n'ont une distribution maxwellienne, ce qui indique que les deux populations sont hors-équilibre thermique. Il est en effet avéré que les événements dynamiques tels que le transport, les sous-orages, les injections de plasma chaud (Burch et al. (2005), Mitchell et al. (2005b)) observés dans la magnétosphère interne de Saturne alimentent les queues des distributions, créant des populations à faible indice κ .

2.4.3 Application à l'orbite d'insertion et validation du modèle

L'orbite d'insertion de Cassini (SOI) dans l'environnement de Saturne le 30 juillet 2004 fut l'occasion de redécouvrir la magnétosphère 20 ans après les sondes Pioneer et Voyager.

La particularité de cette orbite faiblement inclinée est son périkrone, à une distance de $1.3 R_S$, plus petite distance jamais atteinte dans la magnétosphère kronienne. Ce fut l'occasion unique pour étudier la région des anneaux (Tokar et al. (2005), Coates et al. (2005)), d'étudier les composantes multipolaires du champ magnétique intrinsèque de Saturne (Dougherty et al., 2005) et de découvrir une nouvelle ceinture de radiations, entre les anneaux et la planète (Krimigis et al., 2005). La SOI fut aussi l'orbite la plus étudiée, donnant lieu à une bibliographie nombreuse qui nous permettra de comparer et valider notre modèle vis-à-vis des résultats obtenus via d'autres méthodes.

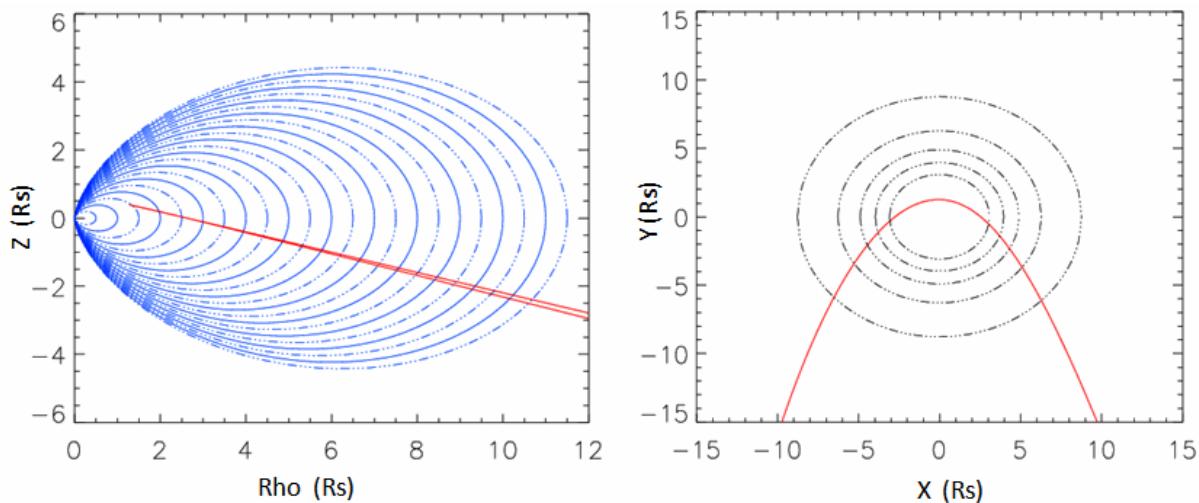


FIG. 2.30 – Trajectoire de l'orbite SOI dans le plan polaire (ρ, z) (à gauche) où $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ et dans le repère équatorial KSE (x, y) (à droite).

La trajectoire de l'orbite d'insertion est présentée sur la figure 2.30. Cassini est entré côté

jour, entre 6 h et 12 h, a atteint le périkrone à 18 h, et reparti côté nuit, entre 24 h et 6 h (figure 2.30). Le satellite est parti de latitudes négatives, a traversé le plan des anneaux à près de $2 R_S$, atteint le périkrone à $R = 1.3 R_S$ et est ensuite reparti en traversant les mêmes latitudes.

2.4.3.1 Application à SOI

Les profils de moments résultant de l'ajustement des spectres sont présentés sur la figure 2.31 : les profils de densité sont présentés sur le panneau *a*, les profils de température sont présentés sur les panneaux *b* et *c* où ces profils sont superposés au spectrogramme de CAPS/ELS.

Population thermique Alors que la densité (panneau *a*) de la population thermique (en bleu) diminue globalement depuis le périkrone de l'orbite vers l'extérieur, la température de cette population (panneau *b*) augmente continuellement vers l'extérieur.

Population suprathermique A l'intérieur de $3 R_S$, on observe une population chaude (en rouge) à une température constante de près de 200 eV et densité de quelques 0.01 cm^{-3} . On constate sur le spectrogramme que l'intensité de cette population décroît à distance radiale croissante. Dans la région entre 4 et $5 R_S$ la densité d'électrons chauds est très ténue, et l'on observe surtout des signatures d'événements d'injections à haute énergie (Burch et al., 2005) d'où le profil un peu erratique de la température des chauds dans cette région. Après avoir atteint un minimum à $5 R_S$, la densité d'électrons chauds réaugmente avant d'atteindre un plateau à $6\text{-}7 R_S$, la température augmentant de même et atteignant son maximum à $7 R_S$ pour décroître au-delà de cette distance.

A l'intérieur de $5 R_S$, le spectre d'électrons à haute énergie est assez mal contraint en raison des faibles taux de comptage de la population à haute énergie, de la possible contamination résiduelle due aux ceintures et d'une insuffisance de la correction explicitée précédemment. Une discussion, au vu des résultats obtenus sur d'autres orbites, sera faite plus tard, dans le chapitre 4.

Population de photoélectrons Comme annoncé à la section 2.3, la région très interne de la magnétosphère plongée dans le tore de neutres est caractérisée par l'émergence de pics étroits, observés à énergie constante. Nous modélisons cette nouvelle population par un modèle maxwellien, que l'on incorpore dans le modèle bimodal à 2 kappa des populations étendues afin de créer un modèle 'trimodal'. Sur le spectrogramme, la population est mise en évidence par l'intensification des flux aux énergies comprises entre 20 et 50 eV. On observe que la température de cette population (en vert) est constante ou ne varie que très peu en fonction de la distance radiale. Cette population est également caractérisée par un profil de densité décroissant vers l'extérieur. Nous l'analyserons en détail dans la section 3.1.

Notons que dans tous les profils discutés, une asymétrie entrée/sortie de la SOI est observée, indépendante de la latitude d'après la configuration de l'orbite, mais qui traduit peut être une variation en temps local puisque Cassini n'a pas traversé les mêmes régions. Nous reviendrons sur ces observations en section 3.3.

2.4.3.2 Comparaison avec d'autres méthodes

Après avoir introduit les profils des moments obtenus via notre méthode d'ajustement, nous allons les comparer aux profils de moments déterminés à partir d'autres techniques.

Nous utiliserons les moments d'ions, densité et température de Sittler et al. (2006b) (partie inbound uniquement), les densités et températures déduites des mesures de l'instrument RPWS, via les techniques *fUH*, de spectroscopie de bruit quasi-thermique de Moncuquet et al. (2005) et de la sonde de Langmuir (Wahlund et al., 2005).

Il faut noter que la méthode de Moncuquet et al. (2005) suppose que l'on ne mesure qu'une seule population : la population froide. Cette population supposée hors équilibre est modélisée par une distribution κ , composée d'un cœur caractérisé par les particules thermalisées et d'un halo composé de particules à haute énergie peuplant la queue non-thermique de la distribution.

Comparaison des profils de densité de la population thermique Sur la figure 2.32 apparaissent les profils de densité de la population thermique calculés par notre méthode (en noir), par la méthode de Moncuquet et al. (2005)(en bleu), déduits de la sonde de Langmuir (en vert) par Wahlund et al. (2005), ainsi que les densités d'ions de Sittler et al. (2006b) (en rouge), protons (courbe inférieure) et ions lourds ($H_2O, O_2, M \simeq 17 \text{ uma}$) .

Cette comparaison met en évidence une sous-estimation de la densité électronique par notre méthode dans la région interne à $6 R_S$. La raison est la présence d'un potentiel négatif autour de la sonde, créé par les particules énergétiques piégées des ceintures de radiation qui pénètrent dans la couverture thermique de la sonde. Ni les mesures d'ions, ni les mesures d'ondes par les antennes et la sonde de Langmuir ne sont affectées par ce biais qui contamine fortement les mesures d'électrons. Les mesures de RPWS sont cohérentes entre elles, la densité des ions apparaît surestimer quelque peu la densité électronique totale telle qu'indiquée par les mesures d'ondes.

Potentiel du satellite négatif Le potentiel de la sonde résulte d'un équilibre dynamique entre l'accumulation de charge négative (due aux électrons énergétiques ambients) et l'émission de photoélectrons (paragraphe 2.2.2). Ceci implique que, en dehors des ceintures de radiation et dans les régions de faible densité de plasma, le potentiel du satellite devient positif (voir section 2.2.2.1.3). Après avoir calculé une première fois les moments de la fonction de distribution,

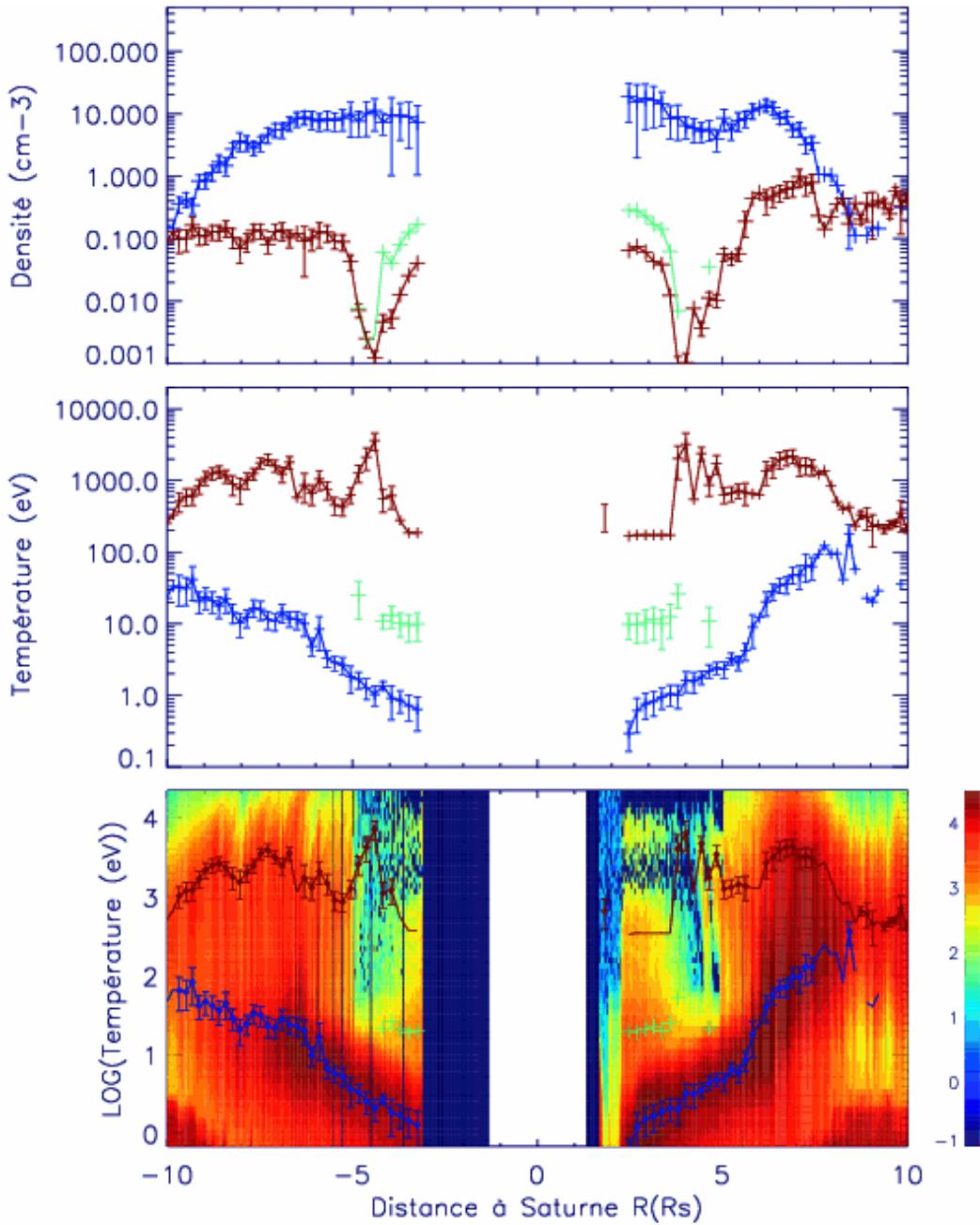


FIG. 2.31 – En haut : profil radial de la densité (en cm^{-3}) de la population thermique (bleu) et suprathermique (rouge) déterminés via ajustement des spectres. Au centre : profil radial de la température (en eV) de la population thermique et suprathermique. La distance radiale est en rayon de Saturne (R_S). En bas : Spectrogramme de CAPS/ELS (taux de comptage en coups/seconde, échelle logarithmique) en fonction de la distance radiale et l'énergie. Le profil radial des températures (thermique et suprathermique) est superposé au spectrogramme. Les points verts représentent les paramètres de la nouvelle population identifiée et décrite en section 3.1.

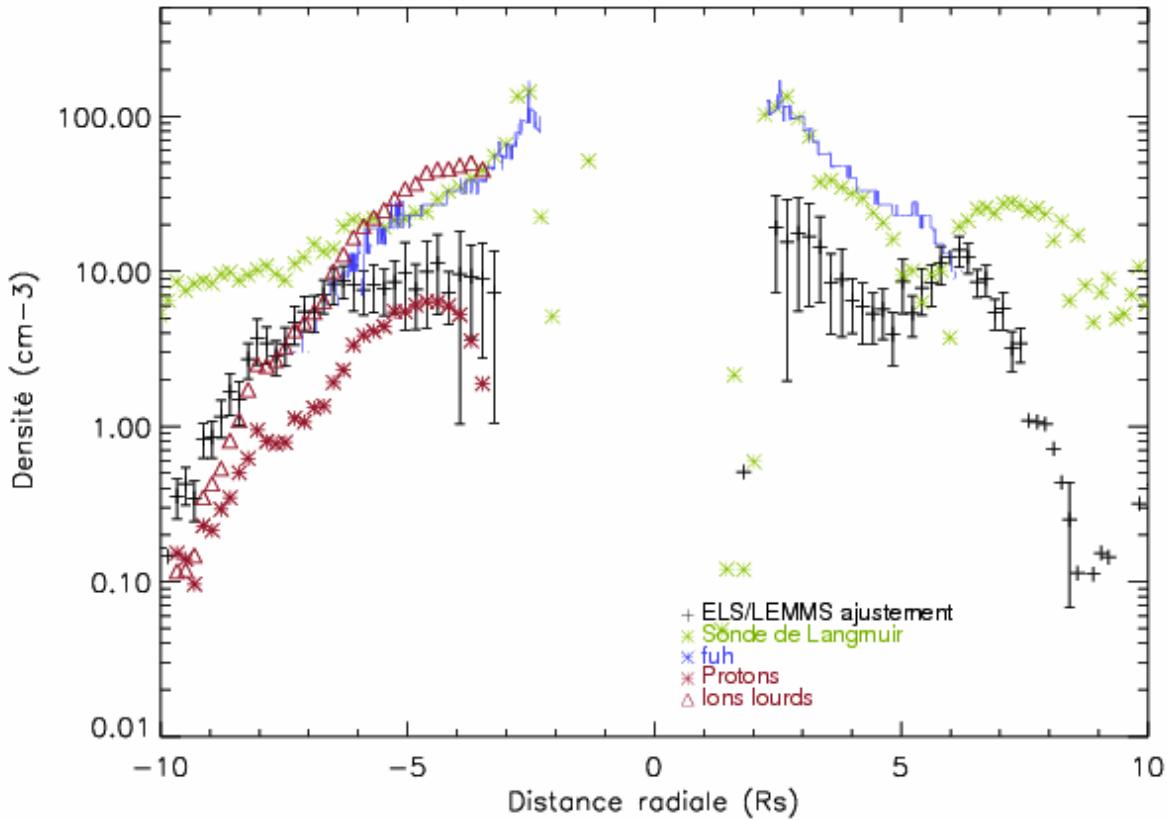


FIG. 2.32 – Profil de densité de la population thermique déterminée via la sonde de Langmuir (en vert), la densité déduite de la fréquence hybride haute (en bleu), la densité des ions lourds et légers (en rouge, par la méthode d'intégration) et la densité électronique déduite de ma méthode d'ajustement des spectres composites (en noir).)

il est possible de calculer le potentiel négatif en ayant les 'vraies' densités, déterminées par l'instrument RPWS.

En considérant les densités déduites de la résonance f_{UH} à partir des spectres RPWS comme étant les densités de référence, il est possible d'évaluer le potentiel négatif du satellite. La densité totale d'électrons ne_{RPWS} mesurée ici à partir de la fréquence hybride haute, est égale à la somme des densités des populations électroniques thermique th , corrigée du potentiel négatif Φ_{sc} , et suprathermique sth (Sittler et al., 1983) :

$$ne_{RPWS} = ne_{th} e^{\frac{-q\Phi_{sc}}{kT_{th}}} + ne_{sth} \quad (2.10)$$

avec $ne_{sth} \ll ne_{th}$ à proximité de la planète. Dans le cas où le potentiel est calculé à partir de l'équation (2.10), les flux en énergie peuvent être corrigés par la suite, en ayant au préalable déplacé la fonction de distribution vers les énergies positives dans l'espace des phases.

Nous avons vu que l'effet du potentiel négatif est important sur les densités (figure 2.32) de

la population thermique. Qu'en est-il des températures ? La figure 2.33 montre les températures dans le cas où le potentiel Φ_{sc} est nul (en noir), et Φ_{sc} est négatif (en rouge).

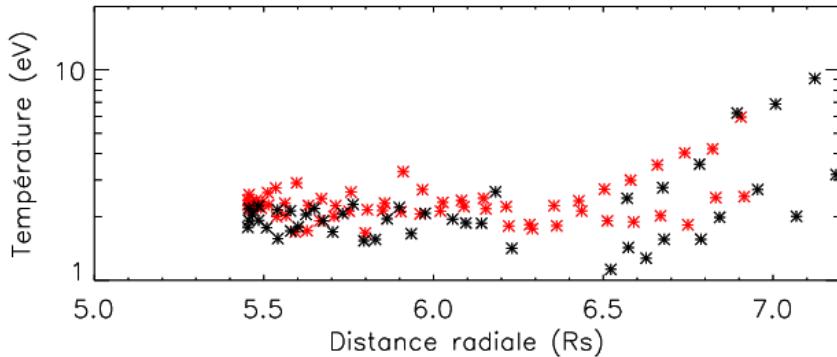


FIG. 2.33 – Profil de température des électrons thermiques dans la région où le potentiel satellite Φ_{sc} est négatif. En noir : le profil de température non corrigé de l'effet du potentiel négatif. En rouge : le profil de température corrigé de l'effet du potentiel négatif.

La densité de la population suprathermique n'est a priori pas affectée par le potentiel négatif : sa température étant très élevée (100 eV-keV) donc suffisante pour franchir la barrière de potentiel négatif (> -10 eV) de la sonde, ces électrons sont détectés par l'analyseur CAPS/ELS.

A l'extérieur de $6 R_S$, notre profil de densité d'électrons froids rejoint le profil de densité f_{UH} et est similaire au profil de densité des ions lourds. Remarquons qu'au-delà de $7 R_S$, le signal f_{UH} n'est plus suffisamment intense pour être identifié. Alors que la densité mesurée via la sonde de Langmuir est semblable à celle des autres méthodes dans la région la plus interne, au-delà de $6 R_S$, les valeurs s'en écartent et surestiment la densité.

Comparaison des profils de température Sur la figure 2.34 sont superposés les profils de températures de la population thermique et suprathermique (en noir), des populations de coeur et de halo (Moncuquet et al., 2005)(en bleu) et les températures des populations d'ions (en rouge), protons (courbe inférieure) et ions lourds.

Si l'on compare les températures froides, on observe une bonne concordance entre température de coeur et thermique, cette dernière étant légèrement inférieure à la première. Les deux températures évoluent similairement en fonction de la distance radiale.

En ce qui concerne la température des électrons chauds, à l'intérieur de $5 R_S$, nous observons que la température de halo évolue entre 10 et 60 eV, et que la température des suprathermiques est au-delà de la centaine d'électrons-volts. La signification de ces deux populations n'est a priori pas la même puisque la population suprathermique est une population bien distincte, découpée de la population thermique alors que la température de halo représenterait la contribution de la queue de la population thermique. Or celle-ci, d'après les valeurs de kappa élevées s'apparente plutôt à une maxwellienne dans la région la plus interne. Notre interprétation est

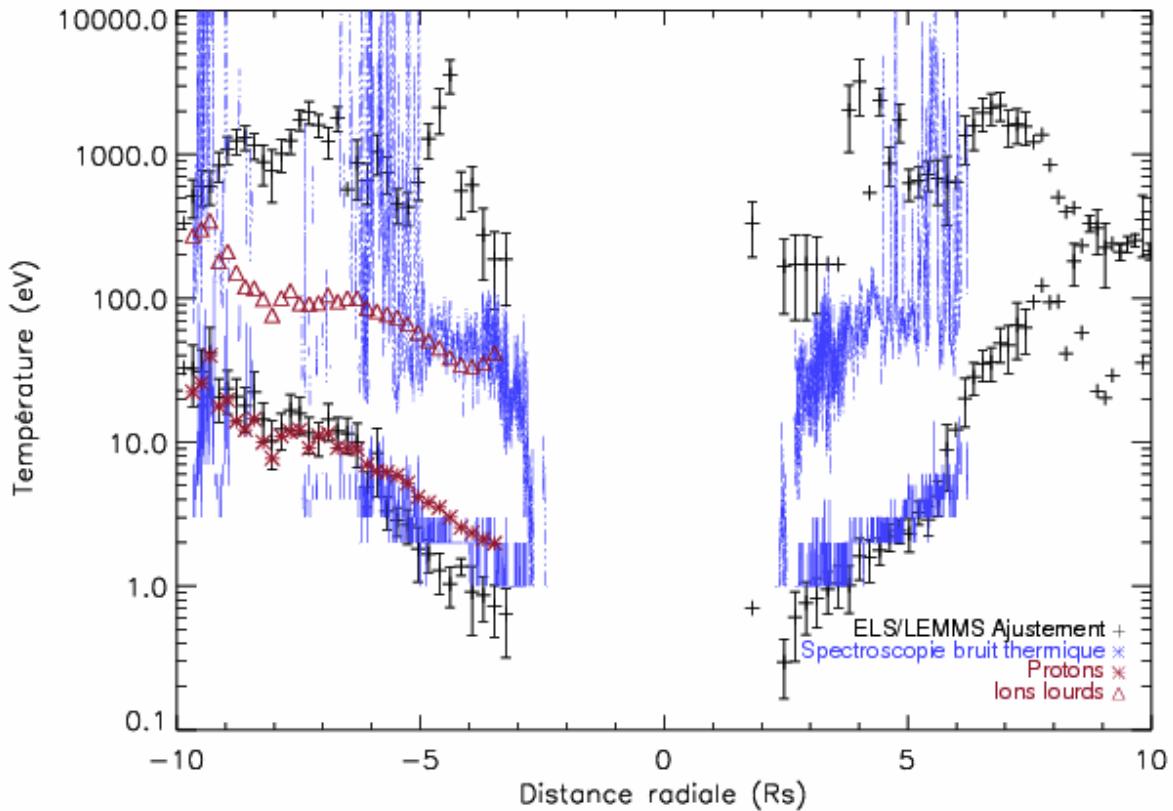


FIG. 2.34 – Profil de température des électrons. Température des populations thermique et suprathermique déterminées à partir de notre méthode (en noir). Température des populations de cœur et de halo déterminées par la méthode de Moncuquet et al. (2005) (en bleu).

que la température de halo pourrait traduire en réalité la température des populations de photoélectrons dans la gamme de 20 à 60 eV, observée dans la queue de la population thermique, à l’intérieur de $5 R_S$. A l’extérieur de $5 R_S$, la détermination de la température de halo se révèle compliquée à obtenir. Nous observons à $5 R_S$ un saut des températures de quelques dizaines d’électron-volts vers des températures comprises entre 100 et 10000 eV, dans la gamme de températures couverte par les suprathermiques.

Le profil de température des protons et ions lourds apparaissent similaires respectivement à celui des électrons thermiques et suprathermiques (figure 2.34). Nous reviendrons sur cette observation au chapitre 3.

Potentiel du satellite La figure 2.35 présente les différents jeux de données de potentiel du satellite, obtenus via des méthodes différentes : la mesure via la sonde de Langmuir (en vert), la détermination du potentiel de la sonde par identification des photoélectrons dans les spectres d’électrons de CAPS/ELS (en jaune), la méthode basée sur l’utilisation de l’équation (2.10) à partir des données n_{fUH} et n_{eth} (en bleu), et la méthode de Sittler et al. (2006b) calculé en imposant aux protons et aux ions d’avoir la même vitesse de corotation.

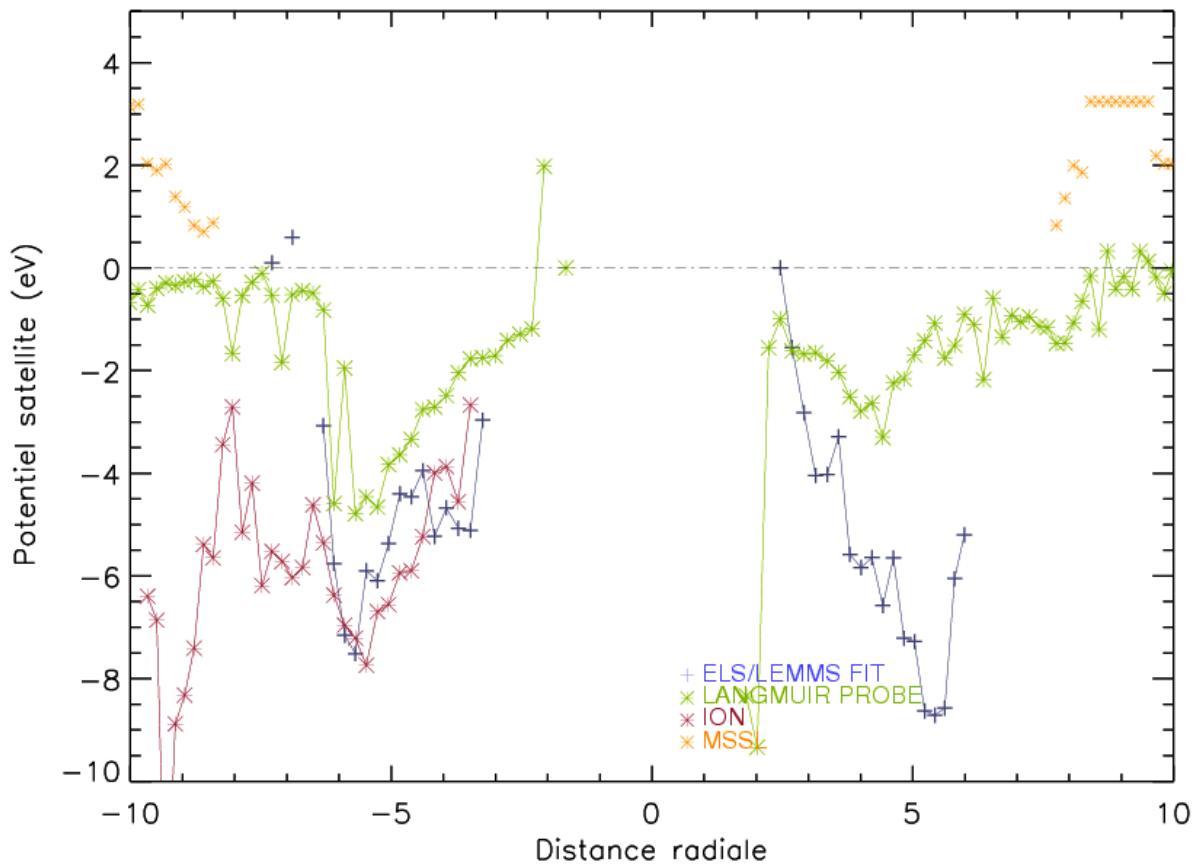


FIG. 2.35 – Potentiel satellite calculé via la sonde de langmuir.

Nous observons que les jeux de données de mesure directe du potentiel (sonde de Langmuir) ou de déterminations indirectes du potentiel diffèrent entre eux, de quelques eV. A l'intérieur de $7 R_S$, le potentiel satellite observé dans tous les jeux de données est négatif, ce qui indique que l'effet des particules pénétrantes (des ceintures de radiation) majore celui des photoélectrons (potentiel positif). La région où apparaissent les photoélectrons artificiels dans les spectres de CAPS/ELS (en jaune) à l'extérieur de $7 R_S$, indique la fin de la région des ceintures de radiation. Nous nous attendons donc à observer un potentiel satellite essentiellement positif. Dans cette région, le potentiel déterminé à partir de la sonde de Langmuir (en vert) et à partir de la condition sur les ions (rouge) fournissent cependant des valeurs de potentiel très éloignées du potentiel positif de Lewis et al. (2008). Dans le premier cas, nous avançons l'hypothèse que les écarts entre mesures de potentiel à partir de la sonde de Langmuir et de l'instrument CAPS sont dus à une asymétrie du potentiel à la surface du satellite, du fait de la différence d'exposition de ces instruments au rayonnement solaire et aux radiations particulières (rappel figure 1.23, chapitre 1). Dans le deuxième cas, la condition de forçage de corotation des ions lourds et protons à l'extérieur de $7 R_S$ est mise à mal par les résultats récents de Wilson et al. (2008) indiquant la sous-corotation du plasma dans cette région. A l'intérieur de $7 R_S$, les valeurs de potentiel

déterminés à partir des ions (rouge, Sittler et al. (2006b)) et électrons (en bleu, méthode explicitée ici) donnent par contre des résultats très similaires. Nous introduirons ultérieurement (chapitre 3, section 3.1.2) une méthode supplémentaire de détermination du potentiel satellite, à partir d'une caractéristique spectrale nouvellement identifiée dans la magnétosphère interne (les photoélectrons naturels).

2.4.3.3 Conclusion : Validation de la méthode

Nous avons présenté la méthode de détermination des moments des populations thermique et suprathermique par ajustement des spectres composites, appliquée à l'orbite d'insertion, et les premiers résultats obtenus. En travaillant sur les données de l'orbite d'insertion (SOI), nous avons pu déterminer que les spectres composites étaient bien représentés, à toutes les distances radiales, par la superposition de deux populations, dites "thermique" et "supra-thermique", chacune d'entre elles représentées par une distribution en kappa. Nous avons vérifié que cette conclusion obtenue pour la première orbite pouvait s'étendre aux autres orbites de Cassini. Nous avons constaté que la méthode donnait de bons résultats dans la région extérieure aux ceintures de radiation. Dans la région des ceintures, la densité d'électrons thermiques (de même que la densité totale) est sous-estimée car le potentiel négatif les repousse. Les électrons supra-thermiques sont moins affectés par cet effet car leur énergie leur permet de franchir la barrière de potentiel. Pour pallier le problème des électrons froids dans la région $< 6R_S$, il faudra donc plutôt se fier aux mesures de densité f_{UH} .

Chapitre 3

Etude des populations électroniques et de leur distribution spatiale

Le but de ce chapitre est de présenter les résultats sur la distribution spatiale des populations électroniques à partir des moments de la fonction de distribution composite CAPS/ELS-MIMI/LEMMS. L'interprétation de cette distribution spatiale fera l'objet du chapitre 4.

A l'aide de notre méthode de détermination des paramètres macroscopiques par ajustement d'un modèle bimodal (ou trimodal dans la région à l'intérieur de $5 R_S$) des populations électroniques au spectre composite (explicitée au chapitre 2), nous sommes en mesure de procéder au calcul des paramètres fluides électroniques (densité n , température T , indice kappa κ) le long des nombreuses trajectoires de Cassini dans la magnétosphère kronienne.

La section (3.1) de ce chapitre concerne l'identification d'une nouvelle population électronique observée dans la région magnétosphérique au plus près de la planète, à l'intérieur de $5 R_S$. J'y montre la méthode qui a mené à l'interprétation des pics fins observés entre 20 et 50 eV, comme des signatures d'électrons créés par photoionisation du gaz neutre (photoélectrons 'naturels'), ainsi que les propriétés macroscopiques et la distribution spatiale de cette population nouvellement identifiée.

La section (3.2) concerne l'analyse des propriétés macroscopiques des 2 populations principales de la magnétosphère kronienne, les populations thermique et suprathermique. Aux sous-sections (3.2.1) à (3.2.4), je présente les résultats de l'étude de cas sur l'orbite équatoriale rev 24. L'analyse des moments électroniques, du profil radial de la distribution en angle d'attaque, et des ondes est présentée. L'analyse de ces profils nous permet d'aboutir à la détermination des régions et frontières magnétosphériques dans la vision électrons. Nous étendons notre étude de cas à une étude plus statistique à la section (3.2.5), réalisée sur des profils de moments d'une série d'orbites équatoriales effectuées au courant des années 2005 et 2006.

Sur la base de la statistique sur les profils de moments, la section (3.3) traite de la variabilité observée d'une orbite à l'autre. La dynamique de la magnétosphère, ainsi que les asymétries

possibles dans les distributions des populations électroniques dans les référentiels de temps local et de longitude (*SLS3*), seront discutés et comparées aux autres observations des instruments MAPS à bord de Cassini.

Enfin, la structure en latitude de la distribution des populations thermique et suprathermique fera l'objet d'une étude en section (3.4).

3.1 Des photoélectrons dans le nuage de neutres

3.1.1 Observations

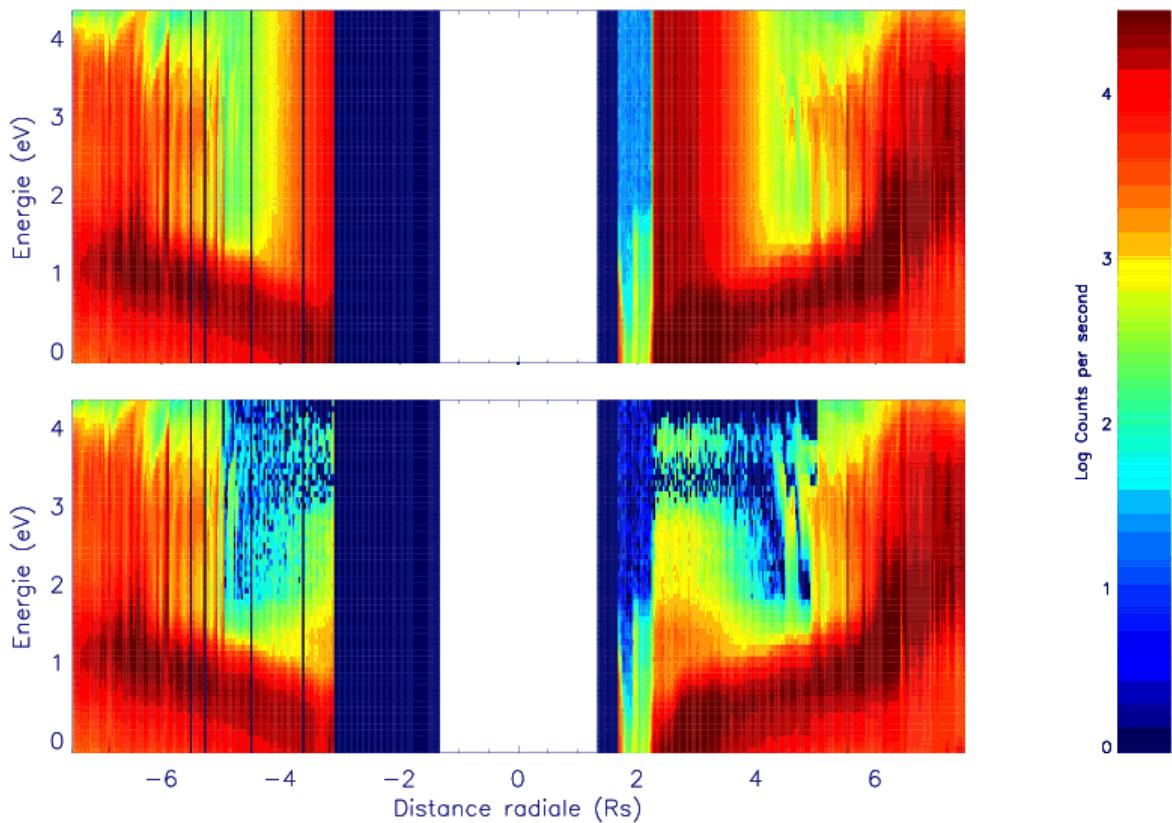


FIG. 3.1 – En haut : Spectrogramme d’ELS (distance radiale-énergie) non corrigé de l’effet des ceintures de radiation. En bas : Spectrogramme d’ELS corrigé de l’effet des ceintures. Le spectre corrigé des particules pénétrantes montre une augmentation de l’intensité du flux entre 10 et 100 eV à l’intérieur de $4 R_S$.

Certaines orbites de Cassini ont permis de sonder la partie la plus interne de la magnétosphère, celle qui comprend les satellites Tethys et Encelade, à l’intérieur de $5 R_S$. C’est en examinant attentivement les spectres d’électrons lors des passages de Cassini dans cette région que j’ai observé la présence d’une nouvelle structure spectrale. La figure 3.1 présente le spectrogramme corrigé de la pénétration des ceintures de radiation (Chapitre 2) dans la magnétosphère

interne lors de l'orbite d'insertion. Cette correction m'a permis de mettre en évidence, dans la région intérieure à $4 R_S$, l'intensification des flux autour de la dizaine d'électron-volts, au-delà de la population thermique à quelques eV. L'intensité de cette nouvelle population d'électrons est moindre que celle de la population thermique, mais plus importante que celle de la population suprathermique (figure 3.1).

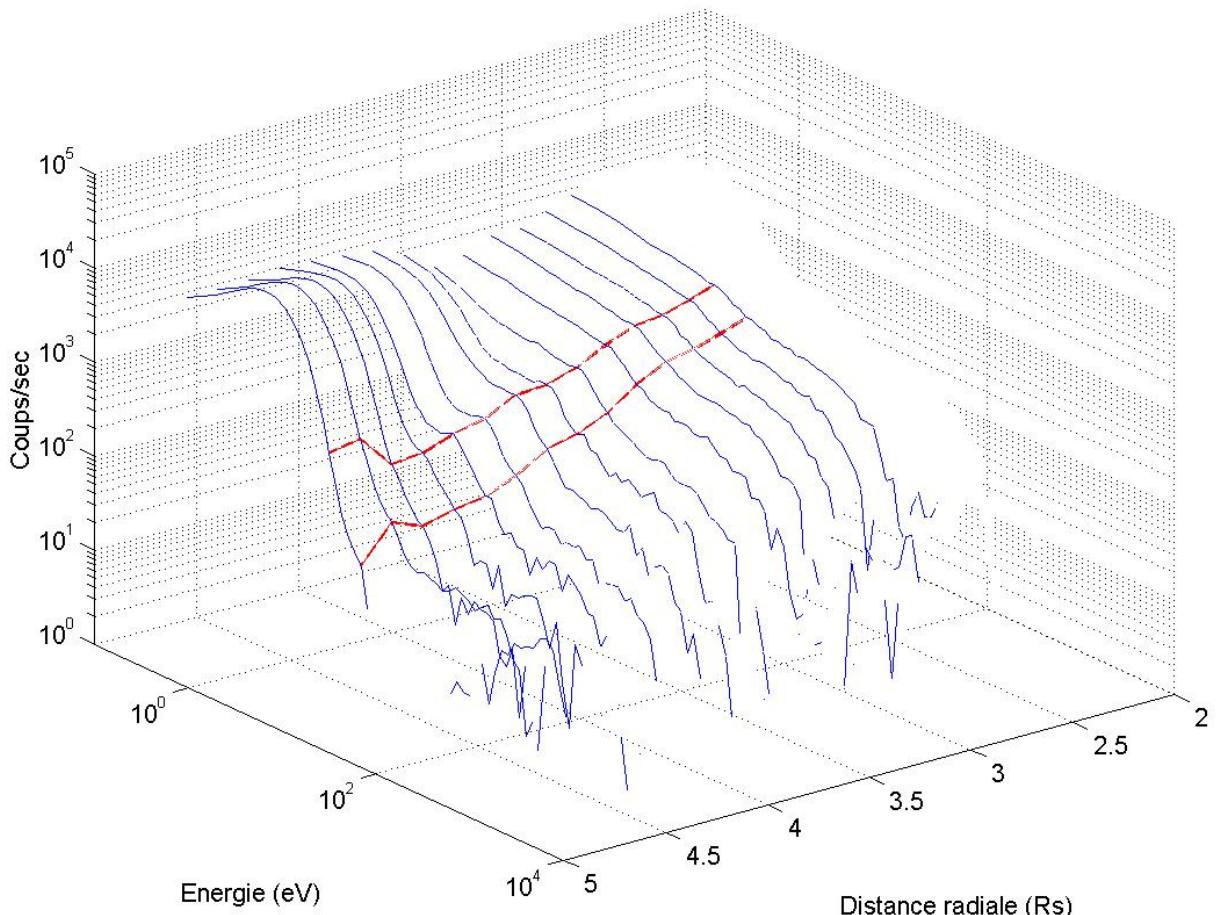


FIG. 3.2 – Spectre 3D de CAPS/ELS (en Coups/sec) en fonction de la distance radiale (en R_S) et de l'énergie (eV), Orbite rev 47, trajectoire d'éloignement. Les raies à 20 et 50 eV sont soulignés en rouge.

La figure 3.2 montre une vue tri-dimensionnelle du spectrogramme en flux d'électrons en fonction de la distance radiale et de l'énergie. Nous y observons des pics finement localisés en énergie entre 20 et 50 eV, avec une intensité croissante à partir de $5 R_S$ et en direction de Saturne.

Trois coupes du spectrogramme d'électrons (orbite rev 6) dans la région où la nouvelle population électronique a été observée (essentiellement à l'intérieur de $5 R_S$) sont présentées aux figures 3.3, 3.4 et 3.5. Les spectres de CAPS/ELS non corrigés y sont représentés en bleu, les spectres corrigés de la pénétration des particules énergétiques en rouge. La position de Cassini dans le repère équatorial, polaire et en longitude est représentée sur les panneaux à gauche du

spectre. A $R=5 R_S$ (figure 3.3), nous observons une légère augmentation du flux d'électrons dans la queue de la distribution thermique, autour de 20 eV et de 50 eV. A $R=4.5 R_S$ (figure 3.4), la présence des pics d'électrons s'affirme avec une augmentation de l'intensité. Ces pics sont encore visibles dans la magnétosphère plus interne, jusqu'au périkrone de l'orbite à $R=2.6 R_S$ (figure 3.5). La finesse des spectres nous renseigne sur le caractère non thermalisé de cette nouvelle population électronique.

J'ai procédé à une analyse statistique de la localisation de ces pics dans le repère équatorial de la planète (voir figures 3.6 et 3.7) . Il apparaît que les pics sont observés à des distances radiales inférieures à $6 R_S$, et caractérisés par des intensités croissantes en direction de la planète. Le pic observé à 20 eV, est visible dans la magnétosphère interne jusqu'aux alentours de $L=4.5-5$, entre l'orbite d'Encelade ($L=3.91$) et de Tethys ($L=4.91$). Cependant, de par sa position dans la queue de la distribution de la population thermique dont la température augmente avec la distance radiale croissante, le pic à 20 eV se trouve immergé dans cette population froide, rendant difficile la localisation exacte de son apparition/disparition au-delà de cette distance. Les pics sont observables à tous les temps locaux (figure 3.6). Ils sont également observables aux latitudes couvertes par les orbites de Cassini qui nous ont permis de les observer (figure 3.7), c'est à dire au moins jusqu'à une altitude de $z = 2 R_S$. Nous observons par ailleurs une augmentation de l'intensité des pics vers l'intérieur de la magnétosphère et l'énergie des pics ne semble pas varier de manière significative en fonction de la distance radiale, comme observé sur les figures 3.3, 3.4, 3.5.

L'analyse des distributions en angle d'attaque (figure 3.8) montre une caractéristique piquée à 90° , ce qui indique une origine localisée dans le plan équatorial. L'origine de ces nouvelles populations électroniques se trouve donc très probablement dans le tore de neutres.

3.1.2 Modélisation

Des pics fins similaires ont été observés dans d'autres environnements tels que les atmosphères planétaires. Ils ont été identifiés comme étant des photoélectrons, générés par l'ionisation de l'atmosphère par le rayonnement Ultra-Violet (UV). Des photoélectrons ionosphériques ont ainsi été directement observés dans les atmosphères de la terre par Coates et al. (1985), de Mars par Frahm et al. (2006), de Vénus par Coates et al. (2008), et l'exosphère des anneaux de Saturne (Coates et al., 2005).

La finesse des pics électroniques observés dans la magnétosphère de Saturne, et le profil en énergie, relativement piqué autour d'énergies discrètes, nous font penser que les pics d'électrons sont des photoélectrons naturels générés dans la magnétosphère par l'ionisation du nuage de neutres qui y orbite par le rayonnement UV solaire.

En effet, le mécanisme de photoionisation du nuage de neutres par le rayonnement UV du spectre solaire produit des "raies" de photoélectrons à des énergies quantifiées. Une partie de

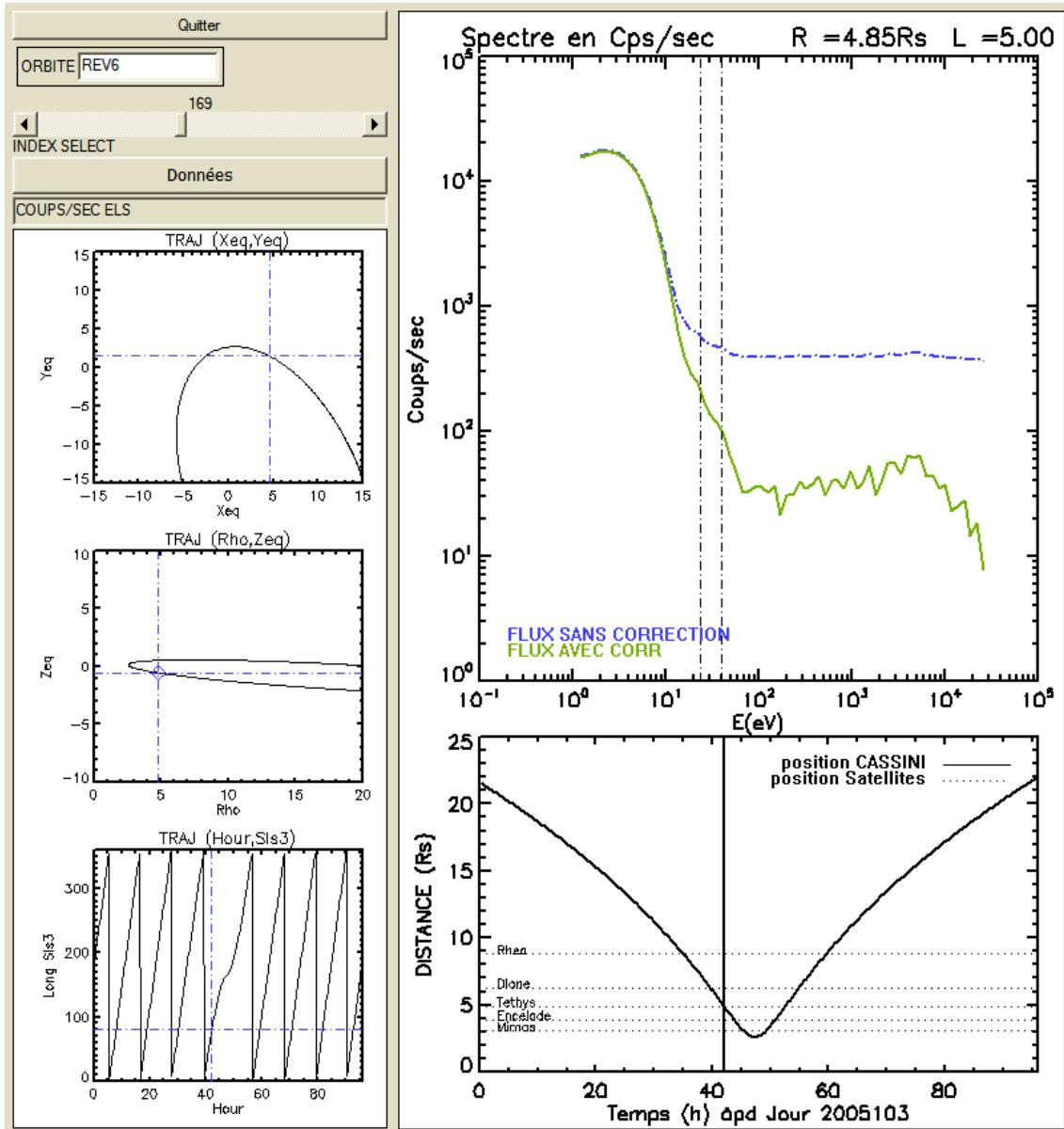


FIG. 3.3 – Spectre de CAPS/ELS à L=5, trajectoire d’approche orbite rev 6. Les pics des nouvelles populations identifiées sont soulignés par des traits verticaux discontinus.

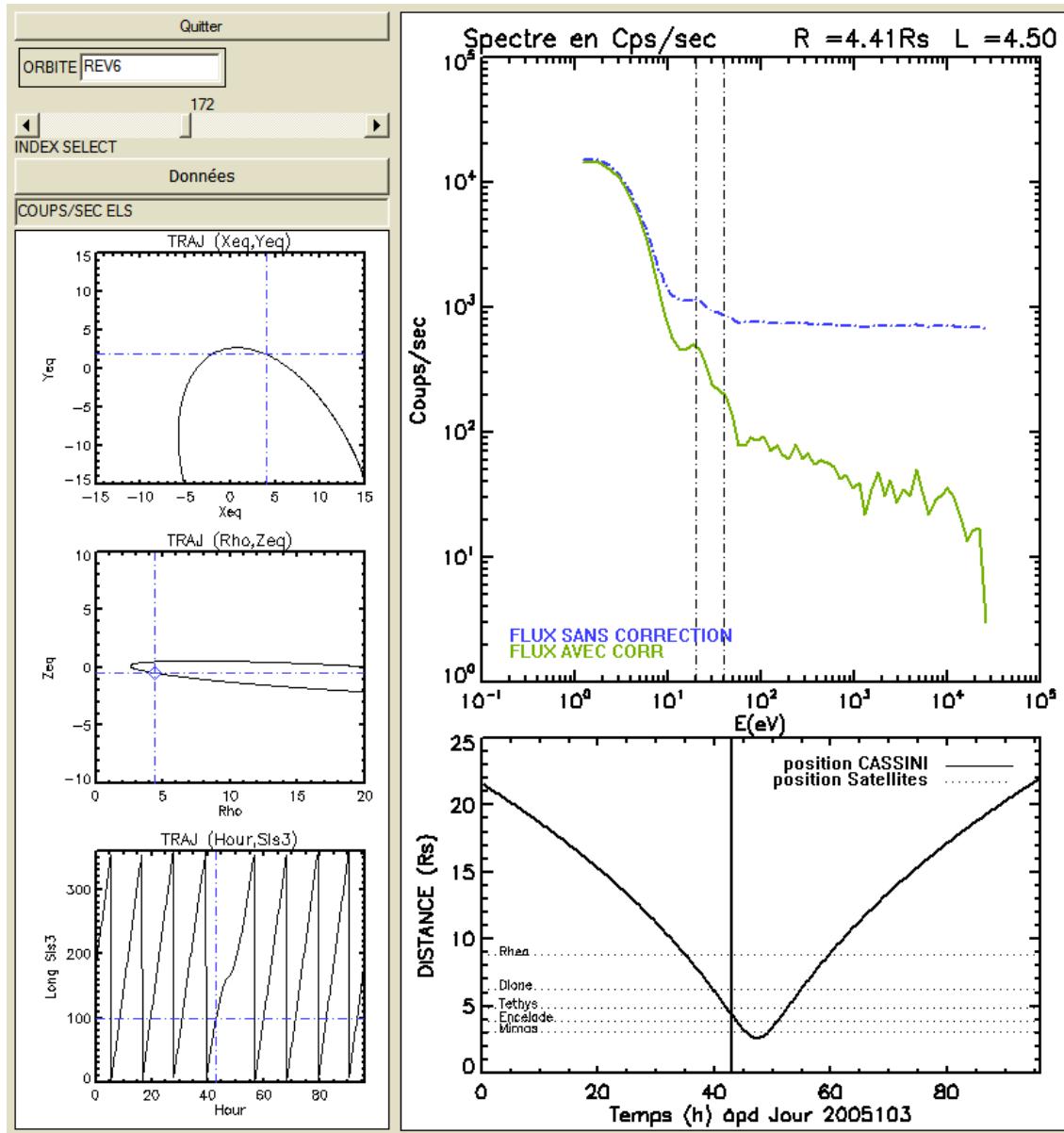


FIG. 3.4 – Spectre de CAPS/ELS à L=4.5, trajectoire d'approche orbite rev 6. Les pics des nouvelles populations identifiées sont soulignés par des traits verticaux discontinus.

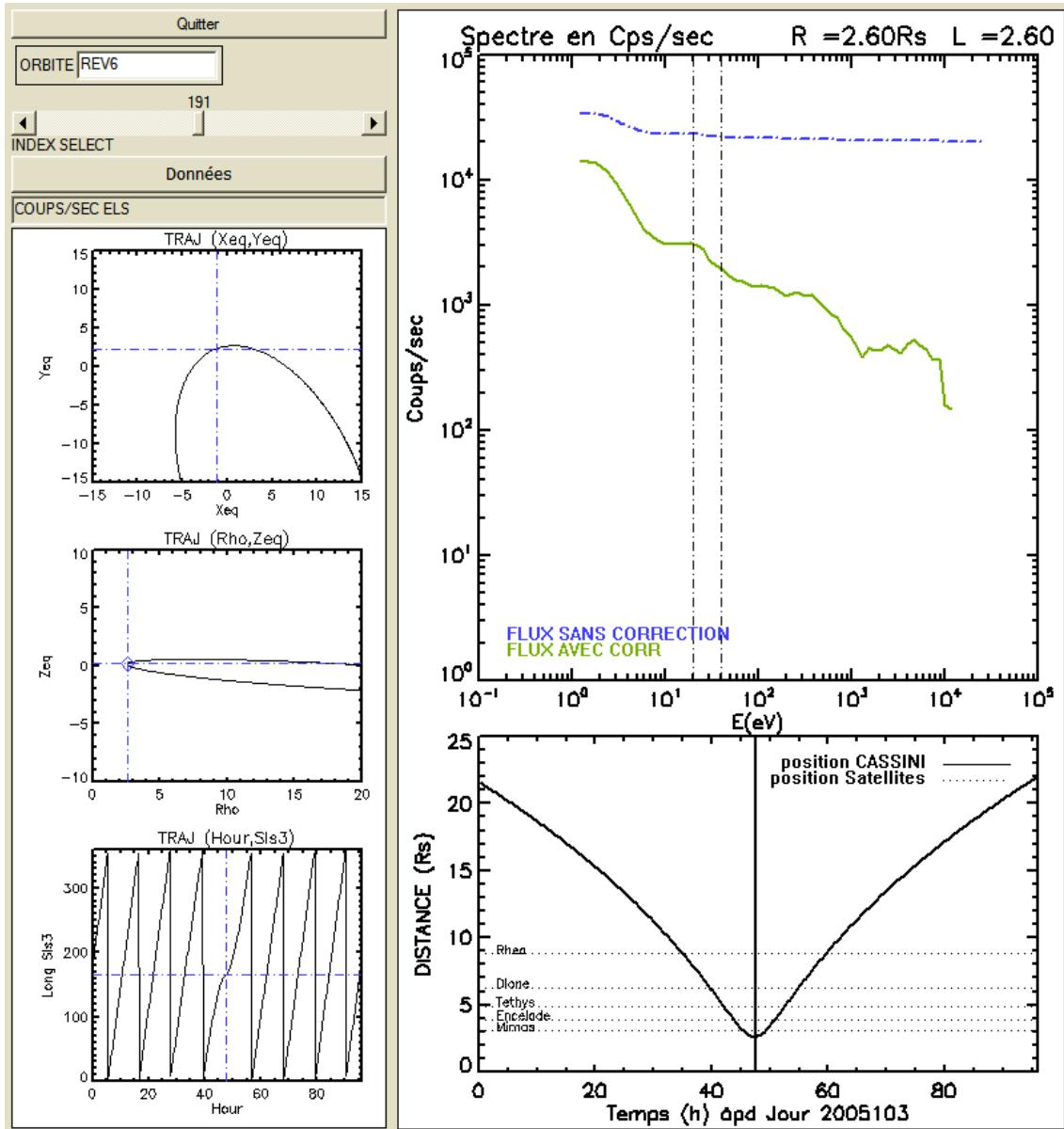


FIG. 3.5 – Spectre de CAPS/ELS à L=2.6, trajectoire d'approche orbite rev 6. Les pics des nouvelles populations identifiées sont soulignés par des traits verticaux discontinus.

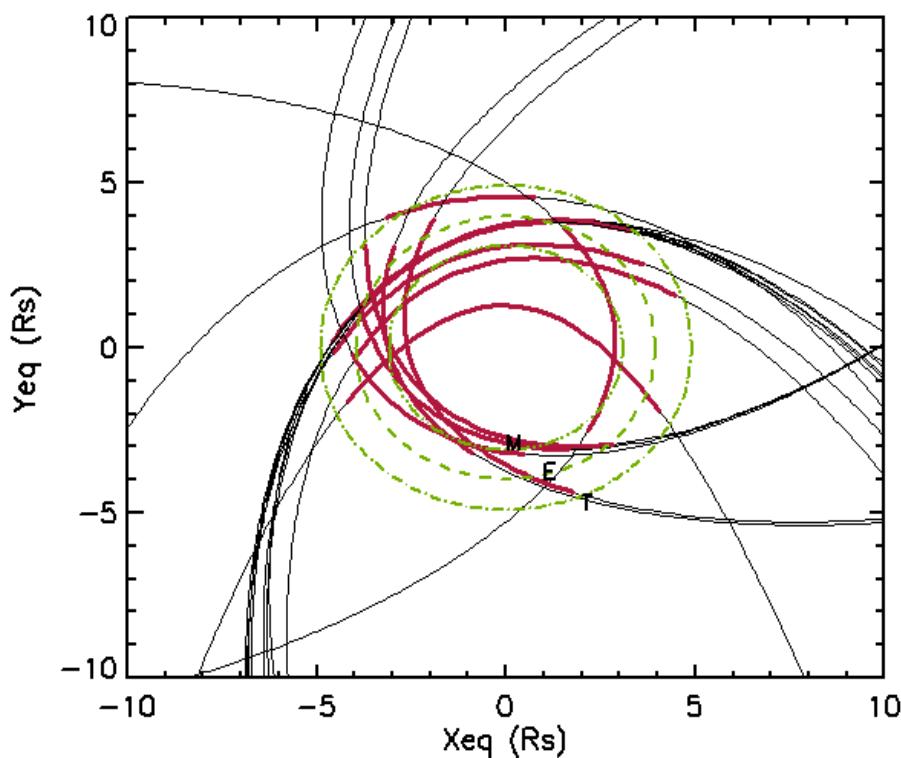


FIG. 3.6 – Localisation des photoélectrons dans le plan équatorial (en rouge) à partir de l’analyse des spectres des orbites SOI rev 4,6,16,28,45,46,47,53,54. L’orbite des satellites Mimas(M), Encelade(E) et Tethys(T) est indiquée en vert.

l’énergie du photon incident est ainsi absorbée par l’atome ou la molécule neutre pour briser la liaison (potentiel d’ionisation), l’excédent d’énergie est converti en énergie cinétique de l’espèce la plus mobile, l’électron.

Il est important de préciser que nous discutons ici les photoélectrons ‘naturels’ produits dans l’environnement magnétosphérique, et non les photoélectrons artificiels (chapitre 2, section 2.2.2), produits par photoionisation de la couverture thermique de la sonde Cassini et affectant son potentiel.

3.1.2.1 Méthode

Afin de remonter à l’origine des raies électroniques observées et de vérifier l’interprétation précédente, il nous faut donc :

1. Connaître le spectre d’émission solaire. Celui-ci est représenté dans la figure 3.9.
2. Connaître la composition du nuage de neutres et la densité relative des constituants neutres dans la magnétosphère interne de Saturne. Celle-ci a été déterminée par des modèles de physico-chimie (figure 3.10). Les espèces neutres majoritaires du tore sont : le radical hydroxyl OH , l’oxygène atomique O , l’atome hydrogène H et la molécule d’ H_2O . Cette dernière domine la composition du plasma à proximité d’Encelade.

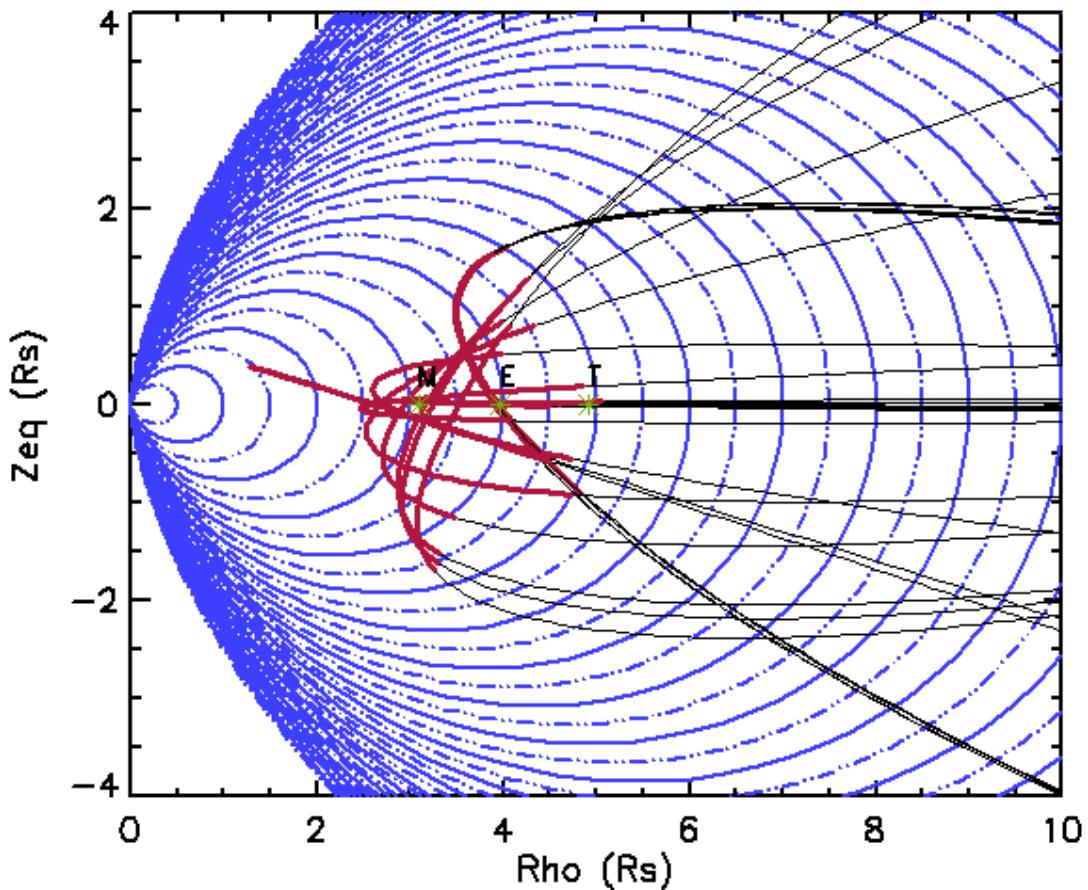


FIG. 3.7 – Localisation des photoélectrons dans le plan polaire (en rouge) à partir de l’analyse des spectres des orbites SOI rev 4,6,16,28,45,46,47,53,54. La localisation des satellites Mimas(M), Encelade(E) et Tethys(T) est indiquée en vert.

3. Connaître les potentiels d’ionisation des atomes et molécules neutres du nuage pour les états d’excitation les plus probables (Huebner et al., 1992).
4. Connaître le spectre du taux de photoionisation des constituants neutres par longueur d’onde d’émission solaire.

Huebner et al. (1992) ont confectionné des tables de taux de photoionisation pour les principaux constituants atmosphériques planétaires. Le taux d’ionisation $\kappa(\lambda_i)$ pour une longueur d’onde λ_i correspond au produit de la section efficace $\sigma(\lambda)$ d’ionisation de l’espèce pondérée par le flux solaire $\phi(\lambda)$ et du facteur d’atténuation $e^{-\tau}$ (dû à la perte d’intensité par absorption en fonction de la distance radiale) qui est traduit par la profondeur optique $\tau(\lambda)$, dans l’intervalle $d\lambda$ considéré.

$$\kappa(\lambda_i) = \int_{\lambda_i}^{\lambda_i + \Delta\lambda} \sigma(\lambda) \phi(\lambda) e^{-\tau(\lambda)} d\lambda \quad (3.1)$$

Il faut remarquer que les tables de Huebner sont calculées pour une distance héliocen-

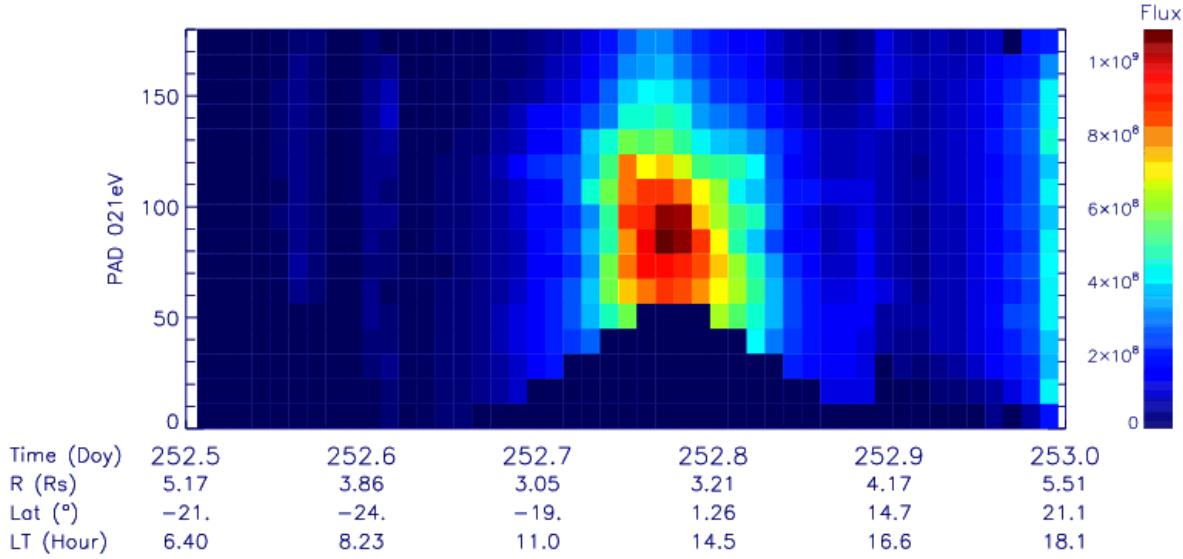


FIG. 3.8 – En haut : Distribution en angle d’attaque des électrons à 20 eV (CAPS/ELS) en fonction du temps, Orbite rev 28. En bas : Distance radiale R (échelle à gauche) et Altitude Z (dans le repère KSE)(échelle à droite) en fonction du temps.

trique de 1 UA. A 9 UA, distance de Saturne, le flux solaire est donc 80 plus faible que celui considérée dans les tables.

Une fois que tout ces éléments sont connus, il est possible d’établir un spectre synthétique de production de photoélectrons, pondéré par les contributions des différentes composantes neutres n :

$$\text{Source}_{hv \text{ electrons}} = \sum_n \kappa_n(\lambda) N_n \quad (3.2)$$

où N_n est la densité de neutres de l’espèce n et $\kappa_n(\lambda)$ le taux de production de l’espèce neutre n par longueur d’onde.

Il faut noter que le spectre de photoélectrons mesuré par Cassini représente le résultat du bilan des photoélectrons dans la magnétosphère, équilibré entre les sources (premier terme à droite) et les pertes (deuxième terme à droite) :

$$\sum_n dN_e/dt = \sum_n \kappa_n(\lambda) N_n - \sum_n \sigma_n(\lambda) N_e \quad (3.3)$$

où N_e est la densité de la population de photoélectrons produite par l’espèce n , et σ le taux de perte des photoélectrons dans le milieu par interaction avec l’environnement.

Alors que la source est contrainte par les modèles de neutres et la connaissance des sections efficaces des réactions de photoionisation, les pertes sont assez mal connues. La *recombinaison* des électrons produits avec les ions du tore est assez peu probable compte tenu des températures trop élevées des électrons (recombinaison efficace à $T \simeq 1$ eV). Notons aussi que les photoélec-

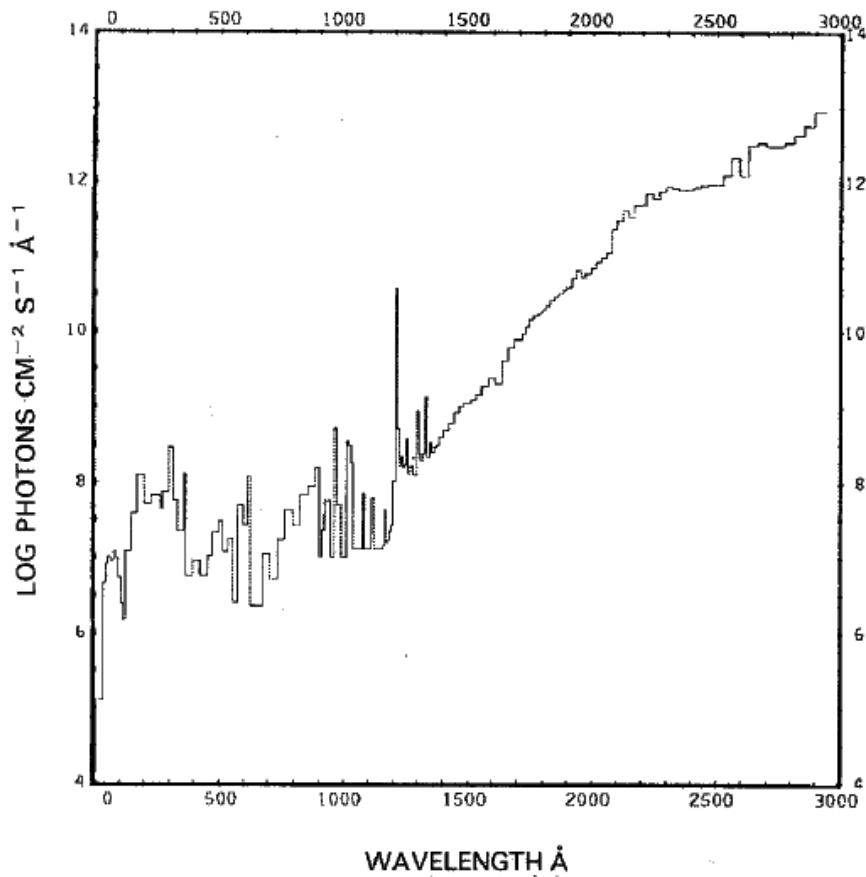


FIG. 3.9 – Spectre du flux solaire ($cm^{-2}s^{-1}$) à une distance d’1 Unité Astronomique en fonction de la longueur d’onde (en *Angström*) (Huebner et al., 1992).

trons peuvent transférer de l’énergie vers les électrons ambients via les collisions coulombiennes (Schunk et al., 1971). L’interaction avec les neutres, majoritaires, du milieu reste l’interaction la plus probable. Le transfert d’énergie des photoélectrons aux molécules peut donner lieu à des collisions élastiques ou inélastiques, à savoir la dissociation, l’ionisation secondaire, l’excitation des modes de rotation et de vibration de ces molécules particulièrement importants en l’occurrence à cause du caractère polaire de la molécule d’eau (Körösmezey et al., 1987). Nous ferons l’hypothèse que le taux de perte est indépendant de l’énergie.

Pour chaque espèce neutre (H_2O , O, OH, H), j’ai récupéré les valeurs des tables de taux de photoionisation pour tout le spectre de longueur d’onde jusqu’à la longueur d’onde seuil d’ionisation λ_{SI} (voir table 3.1). Je n’ai considéré que les tables déterminées à conditions solaires "calmes", les mesures de Cassini ayant lieu pendant le minimum d’activité solaire dans le cycle. Les longueurs d’onde ont été converties en énergie électronique ; l’excédent d’énergie E_{Exc} emporté par l’électron produit lors de la photoionisation s’exprime comme étant $E_{Exc} = hc(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{SI}})$, où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière.

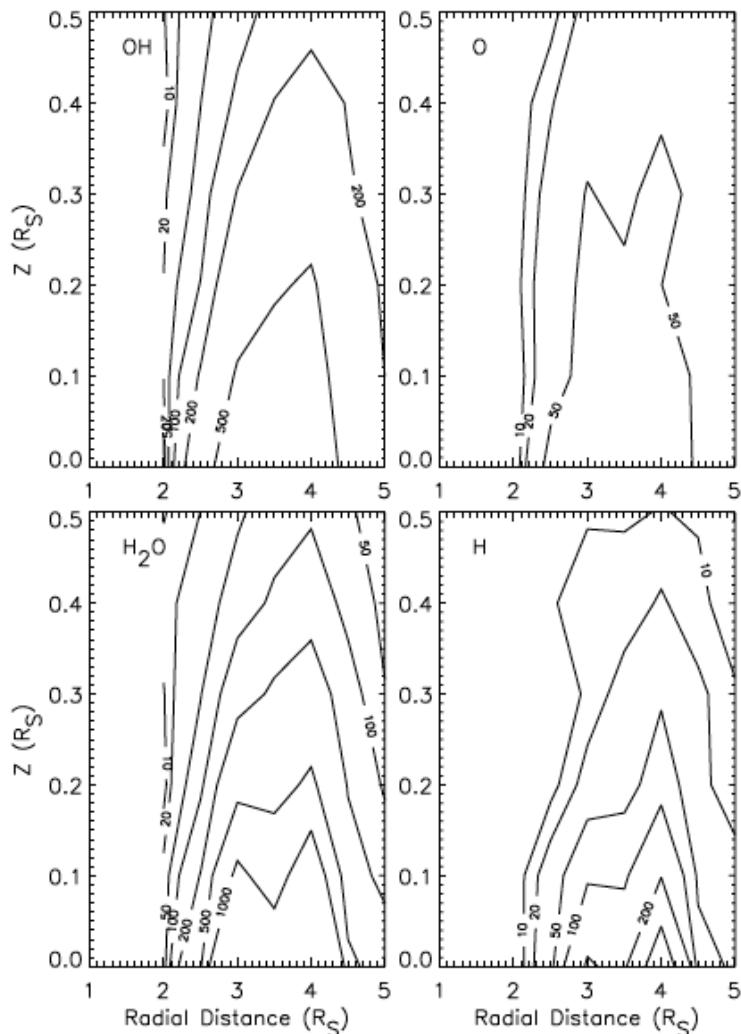


FIG. 3.10 – Iso-contours des populations majoritaires de neutres dans la magnétosphère interne (Jurac & Richardson, 2007). La chute abrupte des densités observée autour de $2R_S$ correspond à la limite externe des anneaux, qui ont un pouvoir absorbant élevé.

Le spectre de production de photoélectrons pour chaque réaction de photoionisation est obtenu en effectuant le produit de la densité de l'espèce neutre et du taux de photoionisation par longueur d'onde de la réaction (haut de la figure 3.11). La densité des neutres varie en fonction de la latitude et de la distance radiale comme observé à la figure 3.10. Nous considérerons dans un premier temps les densités comme étant constantes, équivalentes à la densité mesurée à l'orbite à $4R_S$. Les spectres obtenus par réaction de photoionisation sont ensuite sommés afin d'obtenir un spectre de production total (bas de la figure 3.11).

Réaction	λ_{SI}
$OH + h\nu \rightarrow OH^+ + e^-$	928
$H + h\nu \rightarrow H^+ + e^-$	911.7
$O + h\nu \rightarrow O^+ + e^-$	910.4 (O^3P), 827.9 (O^1D), 858.3 (O^1S)
$H_2O + h\nu \rightarrow H_2O^+ + e^-$	984
$H_2O + h\nu \rightarrow H + OH^+ + e^-$	684.4
$H_2O + h\nu \rightarrow OH + H^+ + e^-$	662.3
$H_2O + h\nu \rightarrow H_2 + O^+ + e^-$	664.8

TAB. 3.1 – Réactions de photoionisation pour les espèces majoritaires dans le tore de neutre de Saturne. Les longueurs d’onde d’ionisation seuil λ_{SI} sont extraites de Huebner et al. (1992). La photoionisation de la molécule H_2O est multiple et se réalise de manière simple, ou de façon dissociative (3 réactions).

3.1.2.2 Obtention d’un spectre synthétique de photoélectrons

Le spectre résultant de l’analyse présentée ci-dessus est présenté sur le bas de la figure 3.11. Il apparaît un pic majoritaire autour de 20-30 eV et des pics minoritaires à 7-8 eV et à 40-50 eV. Au-delà de 50 eV, le taux de production des photoélectrons est très faible.

3.1.2.3 Comparaison des spectres synthétique et des spectres mesurés

Il est nécessaire de remarquer que le potentiel satellite étant négatif dans les régions internes à $7 R_S$, les énergies mesurées par l’instrument plasma CAPS/ELS sont donc affectées par ce potentiel (voir chapitre 2). Si notre hypothèse de départ, consistant à dire que les pics électroniques sont des photoélectrons produits dans le tore interne de neutre, alors il nous sera possible de remonter à la valeur du potentiel satellite par comparaison des spectres observés et synthétiques.

Le haut de la figure 3.12 montre le spectre en densité partielle ($\int_{E_i}^{E_{i+1}} f(E) dE$) des électrons (mesuré par CAPS/ELS) à $4 R_S$, corrigé de l’effet des particules pénétrantes (en traits continus rouges). Nous ajustons un modèle de distribution kappa ($n_{th}, T_{th}, \kappa_{th}$) à la population thermique. Nous retranchons ensuite ce modèle au spectre, pour mettre en évidence les photoélectrons et nous obtenons un spectre résiduel (bas de la figure 3.12). Pour comparer les spectres résiduels de densité partielle (CAPS/ELS) et le spectre synthétique de production des photoélectrons, nous procédons alors de la manière suivante ; nous faisons correspondre le pic synthétique à 20-30 eV au pic majoritaire observé dans le spectre de CAPS/ELS, en ajustant l’intensité et l’énergie du pic. Nous appliquons donc un facteur multiplicatif d’ajustement au spectre synthétique et nous décalons le spectre de la valeur de la différence entre énergie observée et théorique pour tenir compte de l’effet du potentiel négatif. Notons que cette dernière manipulation nous permet de déterminer la valeur du potentiel du satellite dans les régions où les photoélectrons sont visibles. Nous observons que les rapports d’intensité entre le pic secondaire à 20 eV et le pic minoritaire

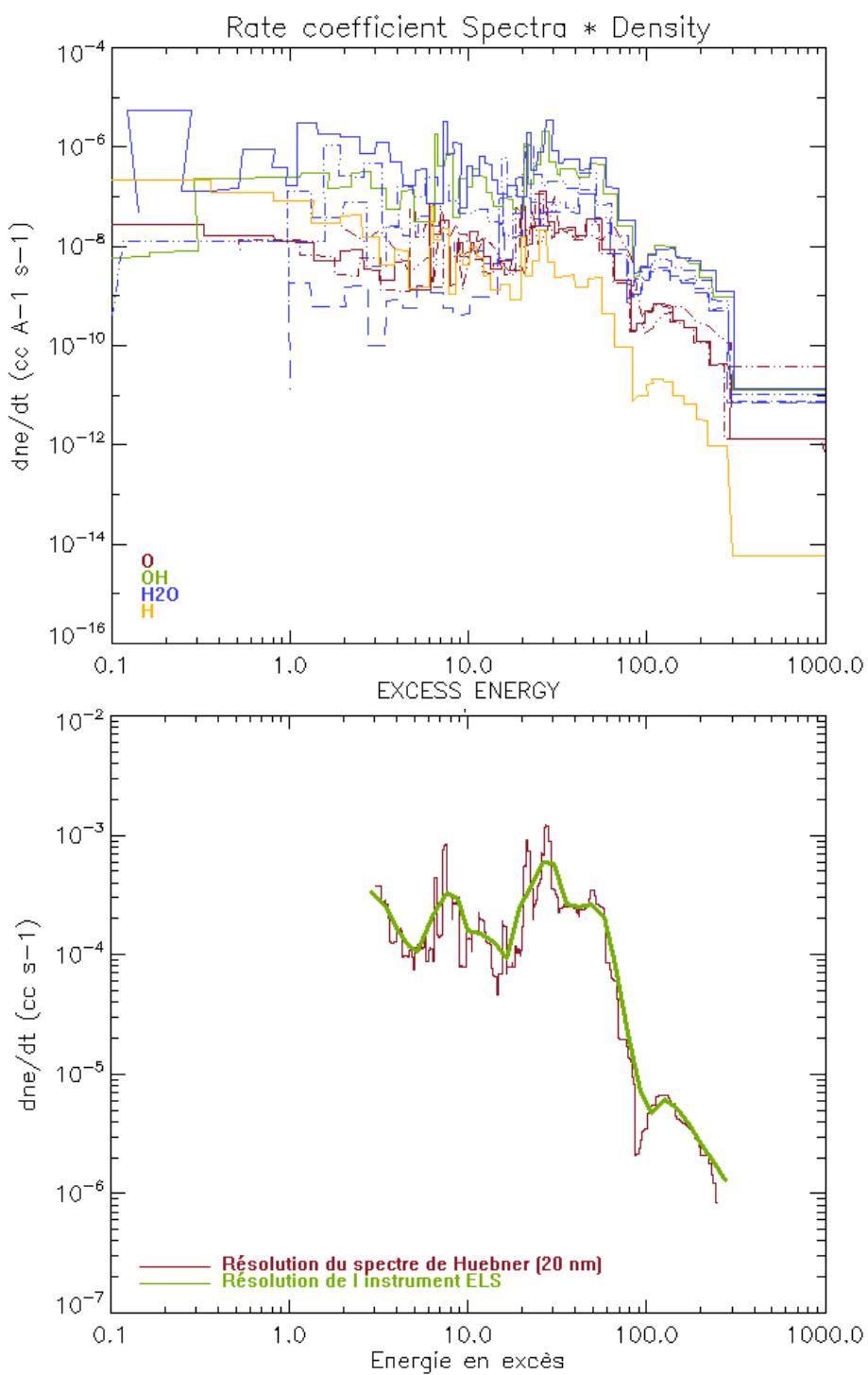


FIG. 3.11 – En haut : Spectre synthétique de production de photoélectrons par espèce neutre (en code de couleurs) en fonction de l'énergie à $4 R_S$. En bas : Spectre synthétique de photoélectrons établi à partir des constantes de photoionisation des espèces neutres (O, OH, H, H_2O) du tore et de leur densité à $4 R_S$ (en rouge). Spectre synthétique dégradé à la résolution de l'instrument CAPS/ELS (en vert).

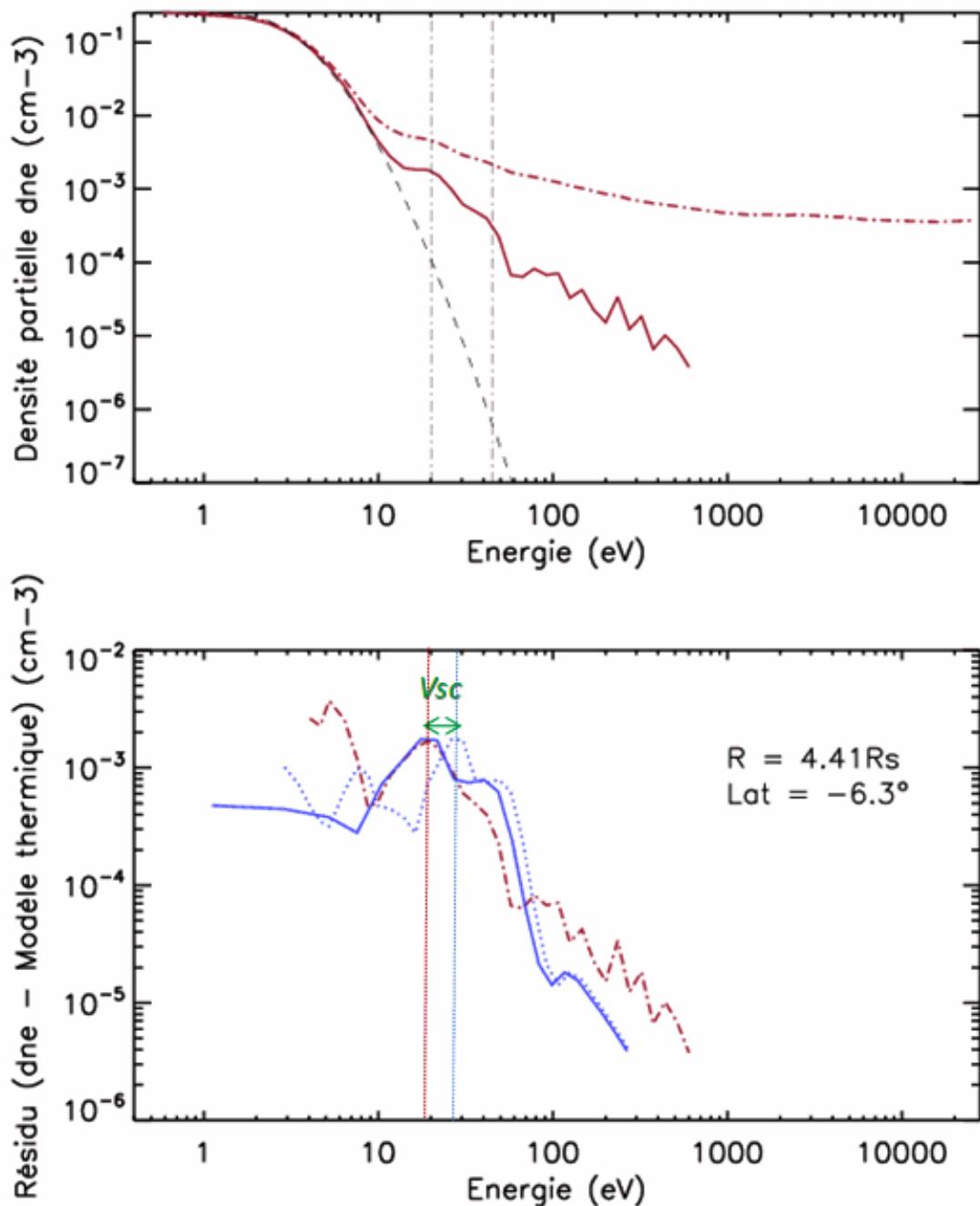


FIG. 3.12 – Spectre en densité partielle (cm^{-3}) des photoélectrons . En haut : spectre de CAPS/ELS (en rouge) corrigé des effets des ceintures de radiation (traits continus) et non corrigé (traits discontinus) et modèle kappa thermique de la population thermique (en noir, traits discontinus). Les lignes verticales indiquent les pics locaux en énergies (20 et 40 eV). En bas : Spectre synthétique de photoélectrons (en bleu, pointillés), et ajusté au spectre observé (traits pleins) superposé au résidu du spectre (spectre mesuré - contribution de la population thermique) de CAPS/ELS (en rouge, traits discontinus). Le potentiel satellite V_{SC} (en vert) est déduit du décalage du pic à 20 eV des spectres mesurés et synthétiques.

à 40 eV dans les spectres synthétique et observé sont du même ordre de grandeur, ce qui nous conforte dans notre méthode et dans notre interprétation. Le potentiel négatif Φ_{corr} ($\simeq -7eV$) ainsi déterminé est du même ordre de grandeur que celui obtenu via les différentes méthodes de détermination présentées à la figure 2.35 (chapitre 2) et proche de celui déterminé par Jacobsen et al. (2009) (-5eV) à l'aide de la sonde de Langmuir.

3.1.3 Profil de densité des photoélectrons

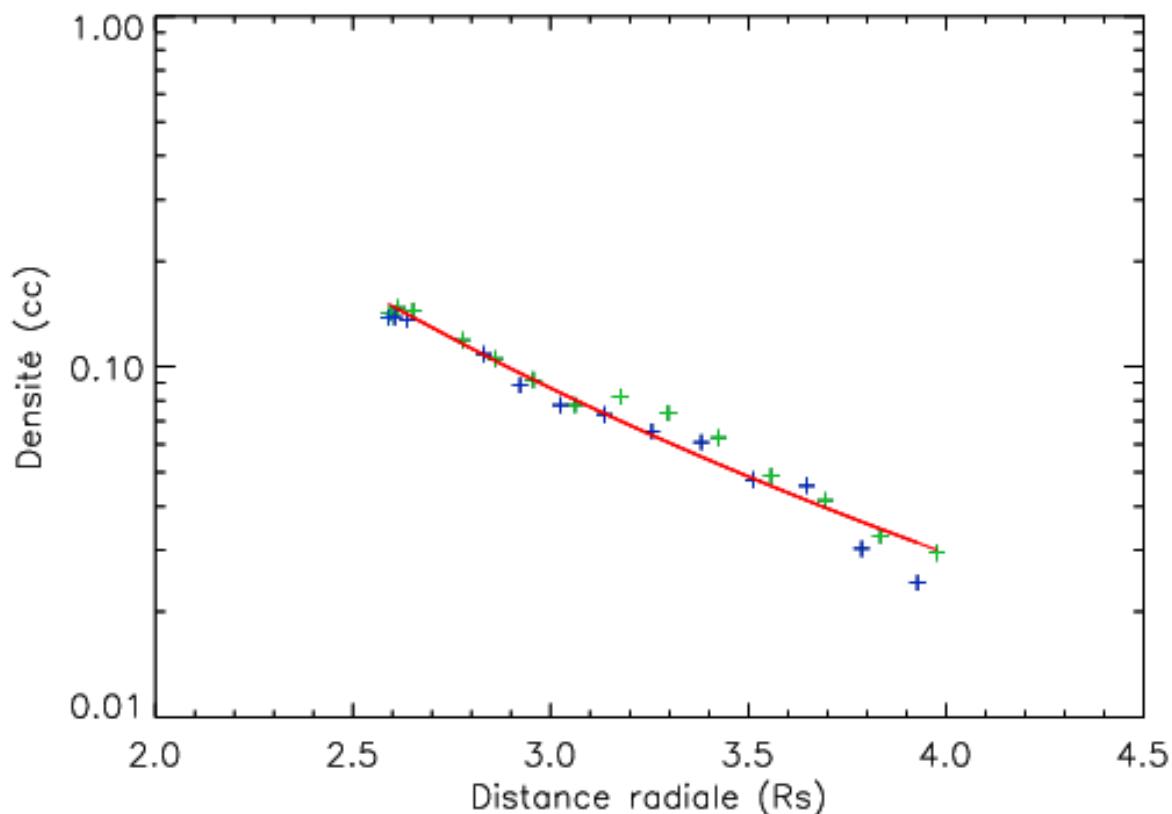


FIG. 3.13 – Profil de densité des photoélectrons en fonction de la distance radiale (rev 6). Les données de la phase d'approche de l'orbite sont en vert, les données de la phase d'éloignement en bleu. Le modèle en loi de puissance $A L^n$ est superposé (en rouge) au profil de densité avec $A=5.4$ et $n=-3.7$.

La caractéristique spectrale du spectre de photoélectrons se présente sous la forme de "raies", fines par rapport aux caractéristiques maxwelliennes et kappa.

Afin d'évaluer la densité de ces populations, j'ai utilisé les méthodes d'ajustement et d'intégration directe pour les énergies comprises entre 20 eV et 60 eV. Les deux méthodes donnent des résultats similaires. Le profil radial de densité des photoélectrons à l'orbite rev 6 est présenté sur la figure 3.13, pour les parties entrante et sortante de l'orbite ainsi que le modèle en loi de puissance ajusté au profil.

Dans la région la plus interne, le profil décroît depuis le périkrone vers l'extérieur. Les valeurs de densité sont remarquablement similaires du côté entrant et côté sortant de l'orbite. A $4-5 R_S$, la densité atteint un minimum, et coïncide avec la disparition des raies de photoélectrons dans le spectre électronique. Au-delà de 4.5 (partie entrante) et $4 R_S$ (partie sortante), la caractéristique change : la densité augmente, portée non plus par une population de photoélectrons, mais probablement par la contribution croissante des électrons entre 20 eV et 60 eV de la population thermique (les profils densité des populations thermique et suprathermique sont détaillées aux sections suivantes).

Au profil de densité 3.13, j'ai ajusté un modèle de variation radiale en loi de puissance $a L^n$ (en bleu). Pour l'orbite considérée, j'ai déduit un indice $n = 3.7$, proche de la détente adiabatique des tubes de flux dans un champ magnétique de configuration dipolaire.

Nous verrons au chapitre 4 comment l'analyse des moments peut nous aider à contraindre l'origine spatiale des populations électroniques et contraindre les modèles de tore existant (Johnson et al., 2006).

3.1.4 Conclusion

J'ai identifié une nouvelle population électronique dans le tore interne de plasma de la magnétosphère de Saturne. D'après les profils de distribution en angles d'attaque et de densité, cette population provient vraisemblablement d'une région équatoriale. La caractéristique en énergie de cette population est similaire à celle d'une population d'électrons produits par photoionisation des espèces neutres, moléculaires et atomiques, présentes dans le tore interne de plasma. Cette population de photoélectrons naturels est observée à l'intérieur de $5 R_S$. La présence d'un potentiel négatif autour de la sonde du à la pénétration des particules énergétiques, affecte les mesures de particules (voir chapitre 2) et décale le spectre vers de plus basses énergies ($E-V_{Sonde}$). La comparaison de spectres synthétiques de photoélectrons et des spectres mesurés fournit donc une manière indirecte de déterminer le potentiel négatif de la sonde, ce qui intéresse nos collègues du MSSL en charge de l'instrument CAPS/ELS. La perte principale des photoélectrons est probablement l'échange d'énergie avec le milieu (excitation vibrationnelle des molécules, collisions coulombiennes avec les ions, les électrons thermique et suprathermique).

3.2 Populations thermique et suprathermique : Variation radiale, régions et frontières magnétosphériques dans le plan équatorial

3.2.1 Etude de cas : Orbite rev 24

Afin d'étudier les frontières et régions magnétosphériques, j'ai d'abord choisi de travailler sur les orbites équatoriales pour nous affranchir des effets de latitude (variation des paramètres macroscopiques le long de la ligne de champ). Au cours de son périple, Cassini a effectué un certain nombre de passages équatoriaux dans la magnétosphère kronienne. Pour réaliser une étude de cas, mon choix s'est porté sur l'orbite équatoriale rev 24, durant laquelle les données électroniques de CAPS/ELS ont été enregistrées à résolution maximale, sur 63 niveaux en énergie. La trajectoire est représentée sur la figure 3.14. Cassini est entré côté matin, entre 6h et 12h, en survolant Titan (T14), et ressorti côté aube, entre 0h et 6h, en passant au périkrone à une distance de $5.4 R_S$, latitude 0° .

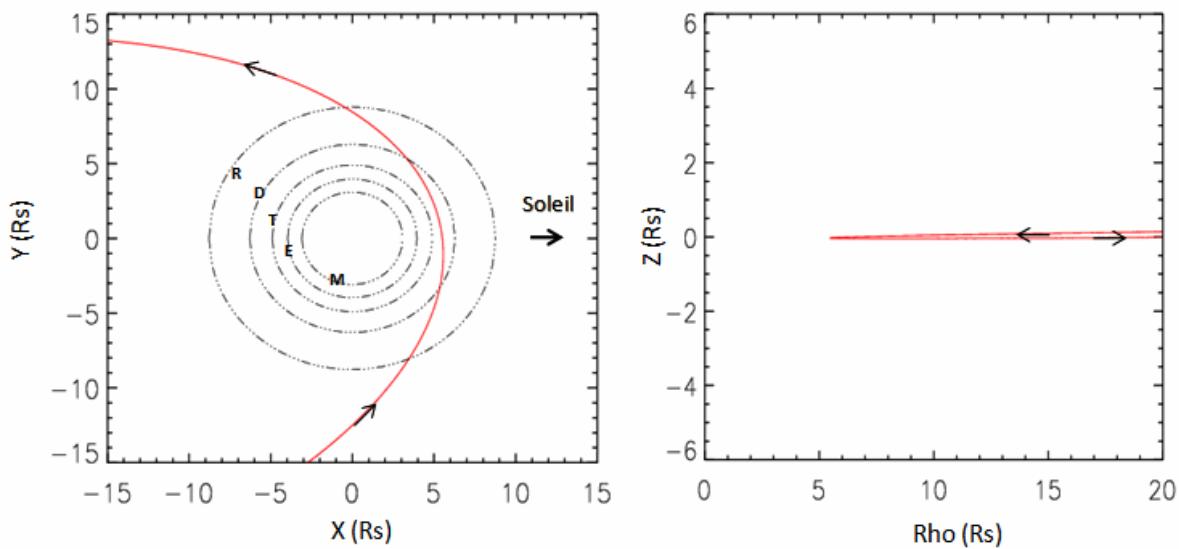


FIG. 3.14 – Trajectoire de Cassini dans le plan équatorial (à gauche) et dans le plan méridien (à droite), orbite rev 24, repère équatorial planétaire-solaire KSE. L'orbite des satellites de glace est superposée à la vue équatoriale (M=Mimas, E=Encelade, T=Tethys, D=Dione, R=Réa).

Comme dans le cas de l'orbite test de validation des moments des populations thermique (indice th) et suprathermique (indice sth), l'orbite SOI, chaque spectre composite CAPS/ELS-MIMI/LEMMS en flux est ajusté au modèle kappa bimodal afin d'obtenir les paramètres densité, température, et indice κ . Il faut noter que les moments des populations électroniques ont été calculés à partir du premier jeu de facteurs géométriques (Annexe B). Les densité et température obtenues nous servent ensuite à calculer le paramètre *beta* électronique $\beta = (Pe_{th} + Pe_{sth})/P_{Mag}$,

<i>Region1</i>	a	b	c	<i>Region2</i>	a	b	c
$\text{Ne}_{\text{cold}}(\text{cm}^{-3})$	3.8×10^4	-3.9	-	$\text{Ne}_{\text{cold}}(\text{cm}^{-3})$	3.9×10^4	-3.9	-0.9
$\text{Te}_{\text{cold}}(\text{eV})$	6.8×10^{-5}	5.9	-	$\text{Te}_{\text{cold}}(\text{eV})$	4245	-2.3	-
$\text{Ne}_{\text{hot}}(\text{cm}^{-3})$	4.8×10^{-6}	5.1	-	$\text{Ne}_{\text{hot}}(\text{cm}^{-3})$	13.9	-1.9	-
$\text{Te}_{\text{hot}}(\text{eV})$	0.2	4.3	-	$\text{Te}_{\text{hot}}(\text{eV})$	1.2×10^6	-2.7	-
κ_{cold}	2.4×10^9	-11.4	1.9	κ_{cold}	0.2	0.6	1
κ_{hot}	-	-	-	κ_{hot}	-	-	-

TAB. 3.2 – Valeurs des paramètres a, b, et c, dans le modèle $aL^b + c$, pour les régions 1 et 2.

rapport de la pression du plasma d'électrons ($Pe_{th} = ne_{th}Te_{th}$ pour la population thermique et $Pe_{sth} = ne_{sth}Te_{sth}$ pour la population suprathermique) sur la pression magnétique, déterminée à partir de l'intensité mesurée du champ magnétique ($P_{Mag} = B^2/2\mu_0$ où μ est la perméabilité du milieu).

L'ensemble de ces paramètres déterminés pour l'orbite rev 24, est présenté en fonction de la distance radiale, pour les populations thermique (en bleu) et suprathermique (en rouge) sur la figure 3.15. Le spectrogramme Energie-temps de CAPS/ELS apparaît sous les profils, pour référence.

A partir de ces profils radiaux, nous pouvons identifier des **régions**, séparées par des **frontières** plasma où les propriétés des populations d'électrons changent significativement. En effet, nous observons d'abord un changement important dans les profils de densité des électrons chauds et des températures autour de $8\text{-}9 R_s$, et plus précisément $7.8 R_s$ en trajectoire d'approche et $8.7 R_s$ en trajectoire d'éloignement. Ensuite, c'est aux alentours de $13\text{-}15 R_s$ que les profils de paramètres des froids semblent se modifier. Ces deux frontières apparaissent dans les trajectoires d'approche et d'éloignement de Cassini. Elles définissent ainsi 3 régions magnétosphériques : la région 1, à l'intérieur de $9 R_s$; la région 2, entre 9 et $13\text{-}15 R_s$; et la région 3, au-delà de $13\text{-}15 R_s$.

Pour les régions les plus intérieures, 1 et 2, on définira séparément des modèles empiriques avec une loi de puissance ($aL^b + c$), que nous ajustons aux profils observés de densité, température et indices kappa pour chaque population. Les valeurs des paramètres a , b , et c déterminés sont présentées dans la table. La dépendance en temps local n'est pas prise en compte dans un premier temps (modèle symétrique) et les profils sont ajustés simplement le long des trajectoires d'entrée et de sortie.

3.2.2 Etude de cas : Profils radiaux des moments électroniques

Nous détaillons à présent chaque profil de paramètre macroscopique ; densité, température, kappa, beta.

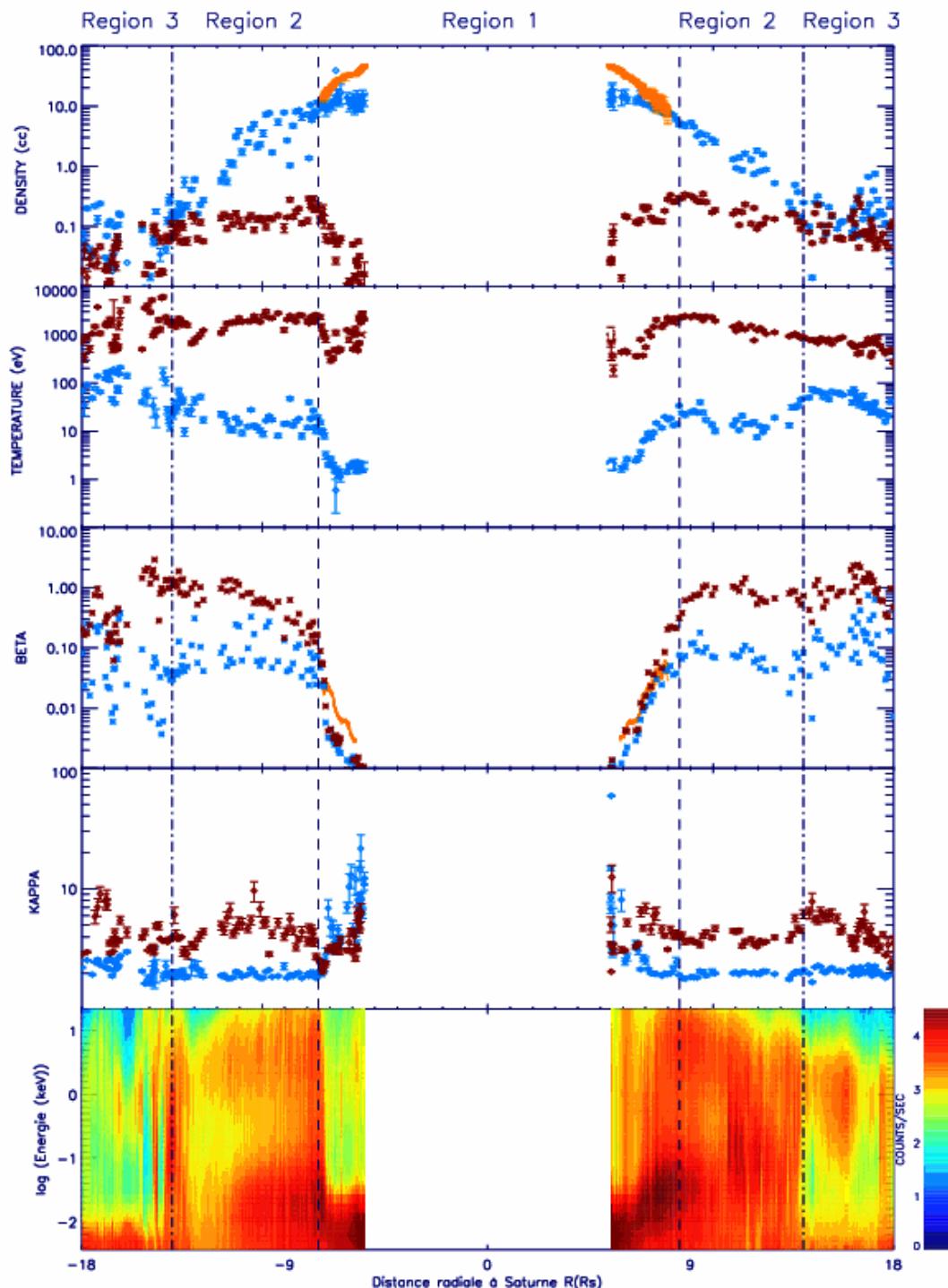


FIG. 3.15 – Du haut vers le bas : Densité électronique pour la population thermique (en bleu) et la population suprathermique (en rouge), température électronique, beta électronique, les indices kappa et spectrogramme de CAPS/ELS, en fonction de la distance radiale. La densité ainsi que le beta déterminés à partir de la fréquence hybride haute(f_{UH}) sont superposés en orange (1er et 3ème panneaux).

3.2.2.1 Profils de densité

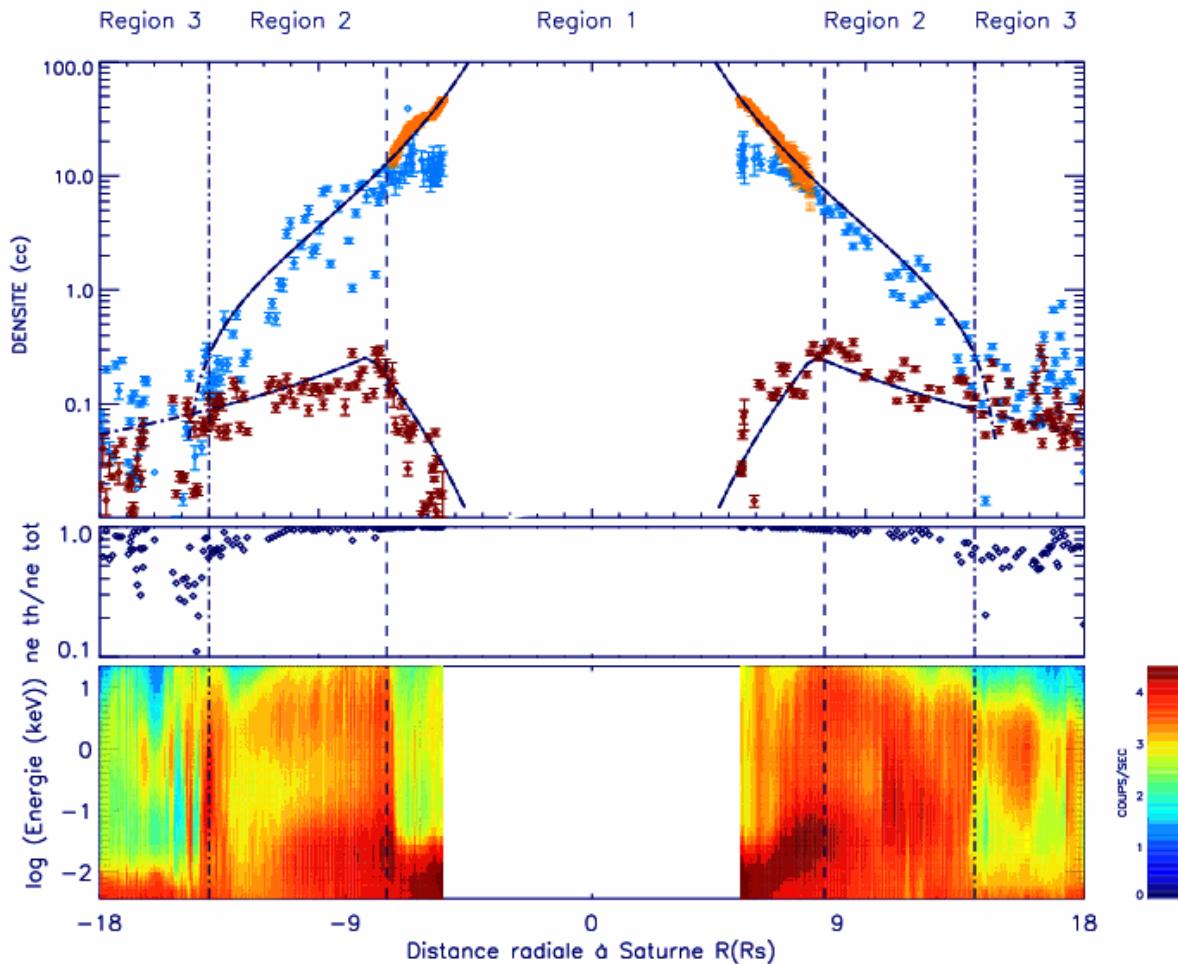


FIG. 3.16 – Haut : Profil radial de densité des populations thermique ne_{th} (en bleu), suprathermique ne_{sth} (en rouge), ainsi que les données densité ne_{fUH} déduites de la fréquence hybride haute (en orange), orbite rev 24. Les modèles en loi de puissance $a L^n$ sont ajustés aux profils dans les régions magnétosphériques 1 et 2 (en traits pleins). Milieu : Profil radial du rapport de la densité de la population thermique et de la densité totale (f_{UH}). Bas : Spectrogramme de CAPS/ELS, pour référence.

Composante Thermique La figure 3.16 présente le profil de densité de la composante thermique (en bleu), auquel on a superposé le profil de densité déduit de la fréquence hybride haute f_{UH} (Persoon et al., 2005) par l'instrument RPWS (Gurnett et al., 2004)(voir section 2.1, chapitre 2). Dans la région 1, les densités calculées via les mesures de plasma ne_{th} sous-estiment clairement la densité réelle à cause du potentiel négatif dû aux ceintures de radiation (voir sous-section 2.2.2). La densité réelle du plasma dérivée de la fréquence f_{UH} , n'a pu être correctement déterminée que jusqu'à $8 R_s$, parce que l'intensité de l'émission devient trop faible au-delà de cette distance pour être détectée via la méthode passive de mesure (RPWS). Notons qu'à partir de $7 R_s$, les profils ne_{th} et ne_{fuh} se rejoignent, indiquant d'une part la frontière externe de

la région des ceintures de radiation et d'autre part que les densités ne_{th} calculées à partir des spectres composites approximent bien la densité totale au-delà de cette limite, dans la région 2. Les électrons thermiques dominent la densité de 2 ordres de magnitude au moins dans la région 1. La densité décroît en fonction de la distance radiale dans les régions 1 et 2 avec un indice $b = -3.9$ très proche du modèle moyen ($b \simeq -3.6$) de Persoon et al. (2005) basé sur un échantillon d'orbites équatoriales. Le profil de densités dans la région 3, plus variable, dénote par rapport aux profils des régions plus internes.

Composante Suprathermique Dans la région 1, la densité des électrons suprathermiques (en rouge, figure 3.16) augmente fortement avec la distance radiale ($b = 5.1$). A la frontière à $9 R_s$ dans la région 2, la densité décroît moins fortement ($b = -1.9$). Cette tendance se prolonge au-delà de la région 2, dans la région 3 où la densité de la population suprathermique est du même ordre que celle des électrons froids.

3.2.2.2 Profils de Température

Composante thermique Dans la région 1, la température des électrons de la composante thermique (en bleu, figure 3.17) augmente de 2 à 30 eV ($b = 5.9$). Dans la région 2, la température décroît en fonction de la distance radiale, avec un indice $b = -2.3$, assez proche du profil de l'iso-invariant adiabatique (en vert) ($E \propto L^{-8/3}$, voir annexe A). Dans la région 3, la température de la composante thermique devient plus variable, et semble présenter une anti-corrélation avec le profil de densité.

Composante suprathermique La température de la composante suprathermique (en rouge, 3.17), de la même manière que la température de la population thermique, augmente en fonction de la distance radiale, de quelques 100 eV au périapse jusqu'à un maximum autour de 2 keV ($b = 4.3$) à $9 R_s$. Dans la région 2, la température décroît en suivant une loi où $b = -2.7$. De façon similaire à ce que l'on a obtenu avec les électrons froids, le profil de température s'apparente à la courbe d'iso-invariant adiabatique (en vert). Comme pour les densités, le profil des températures ne semble pas affecté par la frontière entre les régions 2 et 3, particulièrement dans la trajectoire d'éloignement et la température dans la région 3 se dessine dans la continuité du profil dans la région 2.

Globalement, les températures des électrons sont bien supérieures à leur énergie de corotation propre ($\simeq 0.001eV$), et dans le même ordre de grandeur que les températures des ions (Wilson et al., 2008).

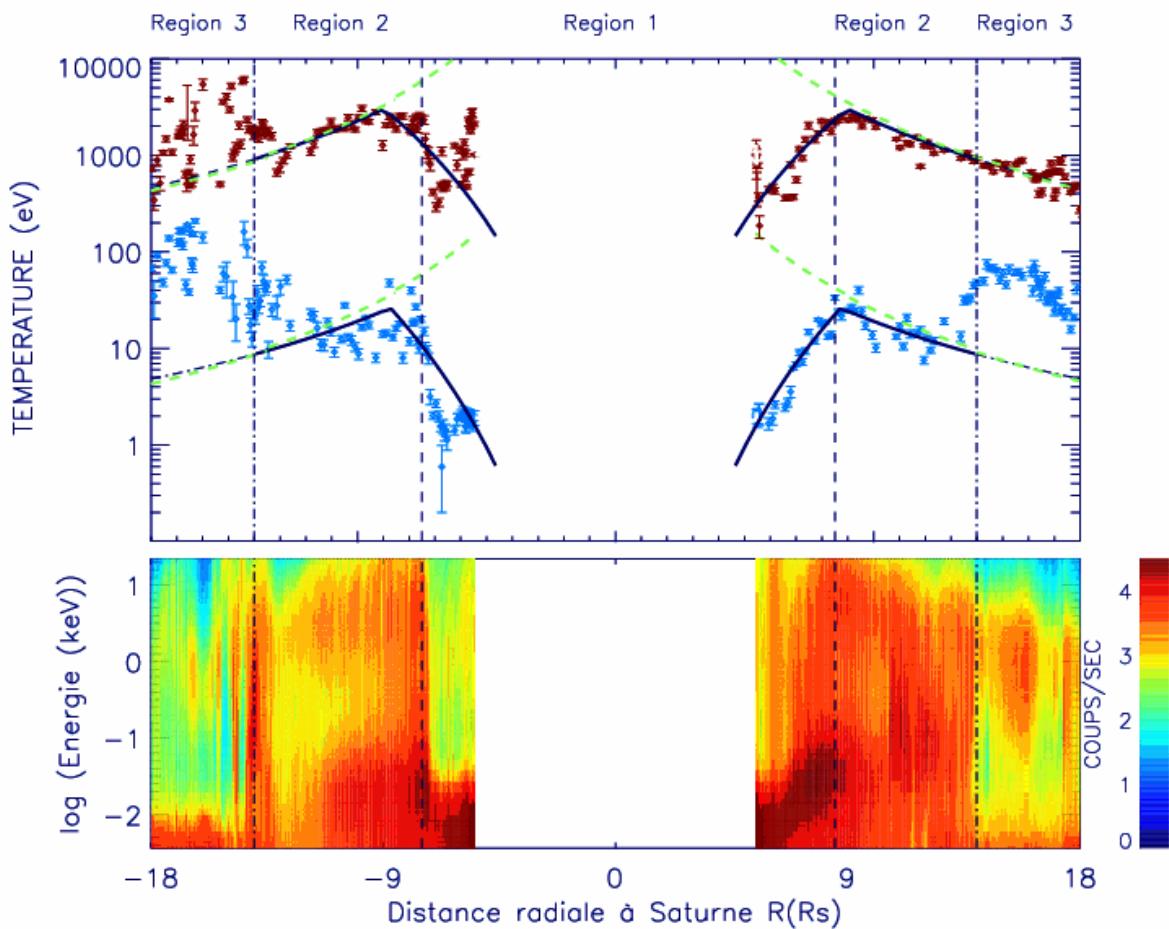


FIG. 3.17 – Haut : Profil radial de température des populations thermique Te_{th} (en bleu) et suprathermique Te_{sth} (en rouge), orbite rev 24. Les modèles en loi de puissance $\propto L^n$ sont ajustés aux profils dans les régions magnétosphériques 1 et 2. Bas : Spectrogramme de CAPS/ELS.

3.2.2.3 Profils de bêta électronique

Le paramètre β est un indicateur de la nature dynamique du milieu : Dans la limite où la pression des particules est très importante par rapport à l'influence du champ magnétique ($\beta \gg 1$, exemple : vent solaire), le comportement fluide des particules, décrit par l'hydrodynamique, domine et induit des perturbations et déformations dans le champ magnétique. Dans le cas contraire ($\beta \ll 1$) c'est le champ magnétique qui régit le mouvement des particules. La composante la plus énergétique du plasma détermine en général le beta du plasma. Nous calculons en l'occurrence le beta électronique et présentons le résultat sur la figure 3.18, séparément pour les populations d'électrons thermiques et suprathermiques et comparons les valeurs de beta entre elles, et avec le beta des ions déterminé à partir des données d'ions énergétiques (Sergis et al., 2007).

Composante thermique Dans le haut de la figure 3.18, nous observons que le β électronique de la population thermique (en bleu) évolue de 0.001 au plus près de Saturne jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0.1 dans les régions 2 et 3.

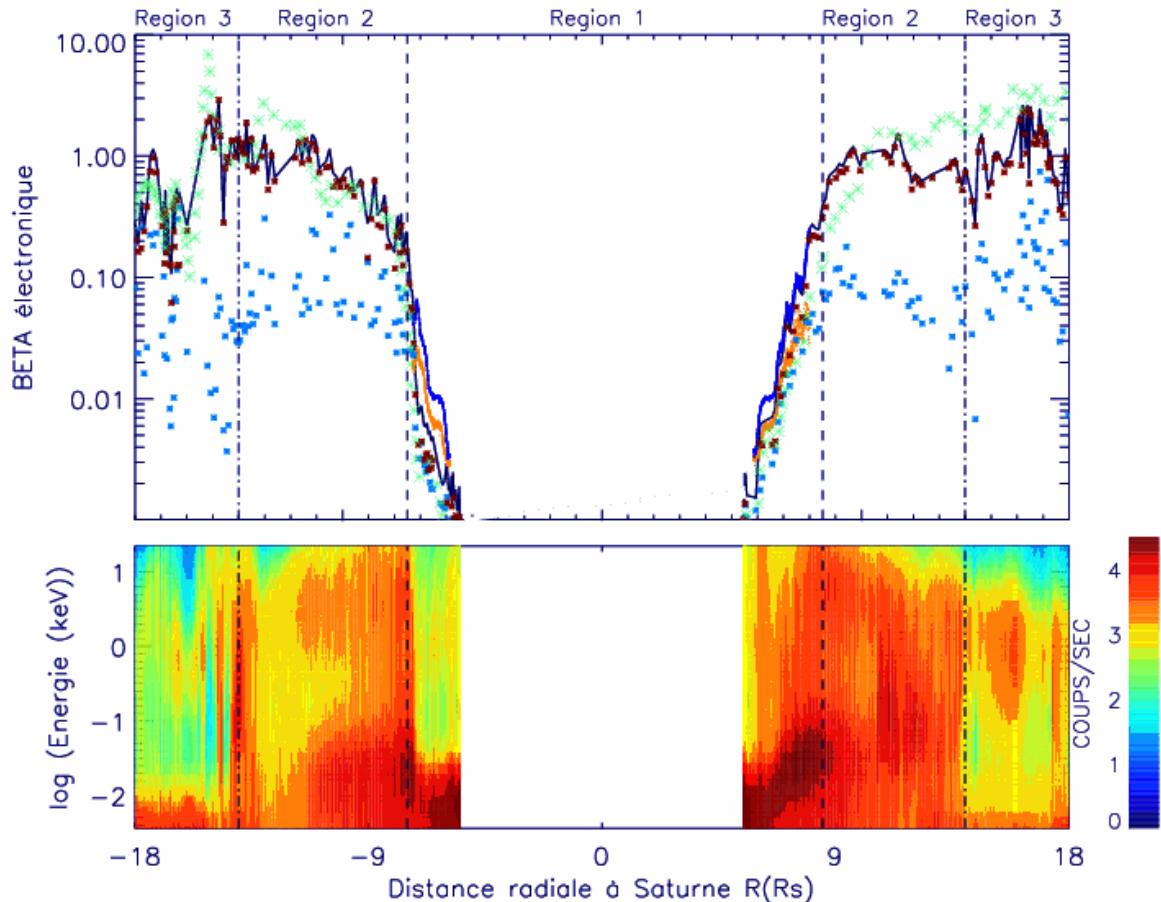


FIG. 3.18 – Profil radial du bêta électronique de la population thermique β_{th} en bleu, de la population suprathermique β_{ssth} en rouge, du bêta électronique total en noir, du bêta des ions en vert, orbite rev 24.

Composante suprathermique Nous remarquons que, globalement, la composante suprathermique (en rouge, figure 3.18) domine la pression électronique totale. Nous observons à la figure 3.18 que la contribution de la population suprathermique croît rapidement en fonction de la distance radiale dans la région 1, jusqu'à atteindre son maximum dans la région 2, à une valeur proche de 1. Au-delà de $10 R_S$, le profil du beta s'adoucit et se maintient à des valeurs de beta élevées, dans un champ magnétique à magnitude décroissante. Les valeurs élevées de beta sont donc observées dans la région de l'anneau de courant entre 8 et $15 R_S$, dans laquelle les lignes de champ magnétique sont étirées par rapport à la configuration dipolaire (Connerney et al. (1983)).

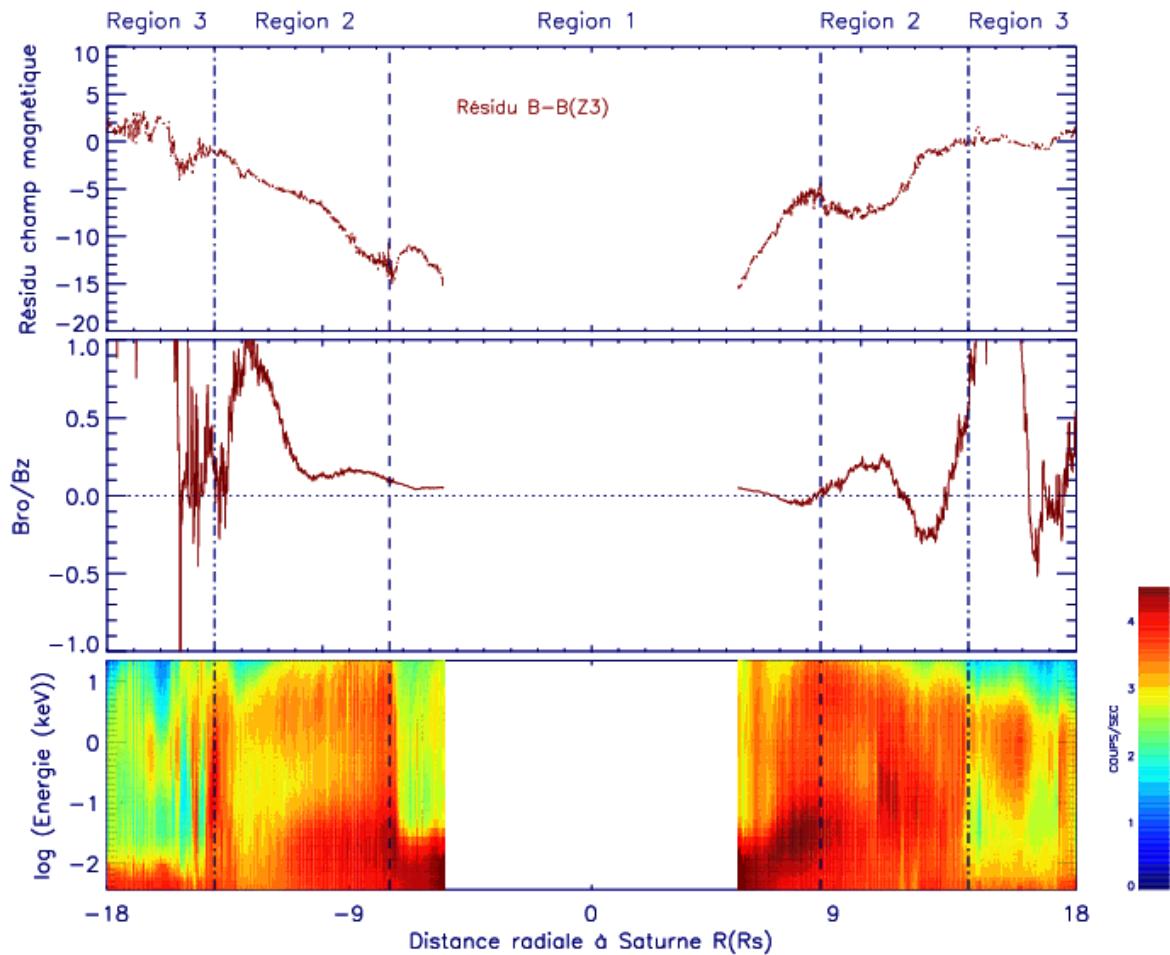


FIG. 3.19 – En haut : résidu du champ magnétique (Champ mesuré - modèle octupolaire SPV). Milieu : Rapport $R_{\rho,z}$ de la composante radiale et la composante axiale B_ρ/B_z .

Composante ionique Nous avons superposé le β ionique (en vert) déterminé pour la même orbite par Sergis et al. (2007) à partir des données d’ions énergétiques des senseurs *CHEMS*, *LEMMS* et *INCA* (en vert) de l’instrument MIMI, au profil du paramètre beta électronique,. Les profils des beta d’ions et électrons apparaissent très similaires et maximisent à près de $10 R_S$ à $\beta \simeq 1$, dans la région 2, région du courant annulaire (Sergis et al., 2007) . Les composantes électronique et ionique agissent donc de manière relativement équitable dans le bilan d’équilibre entre pression thermique et pression magnétique. En résumé, le beta du plasma est essentiellement porté par les ions et électrons suprathermiques du plasma.

Profil du champ magnétique Le résidu du champ magnétique calculé à partir du modèle octupolaire Z3 (défini au chapitre 1) est présenté sur le premier panneau de la figure 3.19. Sur le deuxième panneau, j’ai représenté le ratio de la composante radiale et de la composante axiale du champ magnétique dans le repère kronocentrique KSE (Définition dans le chapitre 1). D’une part, nous observons la variabilité du profil du résidu de champ magnétique autour de la région

frontière autour de $7\text{-}9 R_S$. D'autre part, nous observons, que d'une valeur nulle, représentative d'une configuration dipolaire, le rapport $R_{B(z,\rho)} = B_\rho / B_z$ évolue vers des valeurs non nulles au-delà de cette même frontière. La modification de la composante radiale du champ magnétique B_r est représentative d'un étirement des lignes de champ magnétique, probablement dû dans cette région à la présence de l'anneau de courant. Les paramètres du courant annulaire ont été ajustés aux résidus du champ magnétique kronien par Bunce et al. (2007) suivant le modèle de Connerney et al. (1983) développé pour la magnétosphère jovienne. La limite interne de cet anneau de courant est précisément autour de $7\text{-}8 R_S$.

3.2.2.4 Profils Kappa

Le paramètre κ est, comme défini précédemment (chapitre 2), un indice de l'écart à l'état thermalisé d'une population de particules. Un κ élevé signifie une population proche de l'état maxwellien, atteint dans un milieu hautement collisionnel. Au contraire, un κ faible est synonyme d'une population dans laquelle les constituants interagissent peu et évoluent indépendamment les uns des autres. La figure 3.20 montre les profils radiaux du paramètre kappa des deux populations.

Composante thermique Dans la région 1, l'indice kappa des électrons thermiques (en bleu, figure 3.20) décroît fortement, de valeurs élevées autour de $\simeq 100$ (maxwellienne) à $5.4 R_s$ jusqu'à de très faibles valeurs ($\simeq 2$) à la frontière externe de la région ($b = -11$). Dans les régions 2 et 3, l'indice kappa des électrons froids tend à être très stable et à croître très lentement ($b = 0.1$). La région de κ élevé coïncide avec la région de densité plasma maximum, au plus près de la planète. Nous observons qu'au fur et à mesure que la densité décroît, la valeur du paramètre kappa de la population thermique diminue, signifiant que les densités sont trop faibles pour qu'il y ait thermalisation de la population.

Composante suprathermique L'indice kappa de la population suprathermique (en rouge, figure 3.20) apparaît variable, et pour cette étude de cas, aucune tendance de profil en loi de puissance $\propto L^n$ ne peut être réellement déterminée. Ceci est valable pour les 3 régions. Dans l'ensemble, la valeur de l'indice oscille autour de 2-3, majorant même l'indice kappa des électrons froids. Cette population semble donc constamment dans un état hors-équilibre.

D'après Paranicas et al. (2007), les protons énergétiques de "faible" énergie (1 à 100 keV) proviennent d'injections dans la magnétosphère moyenne. Plusieurs de ces événements ont en effet été rapportés dans la magnétosphère interne par Mauk et al. (2005), Burch et al. (2005), et Hill et al. (2005). Dans le cas des protons, ils s'agit de populations instables (Paranicas et al., 2007), à court temps de vie car elles interagissent avec le tore de neutres de Saturne par échange de charge. Les électrons suprathermiques associés à ces événements sont aussi susceptibles d'inter-

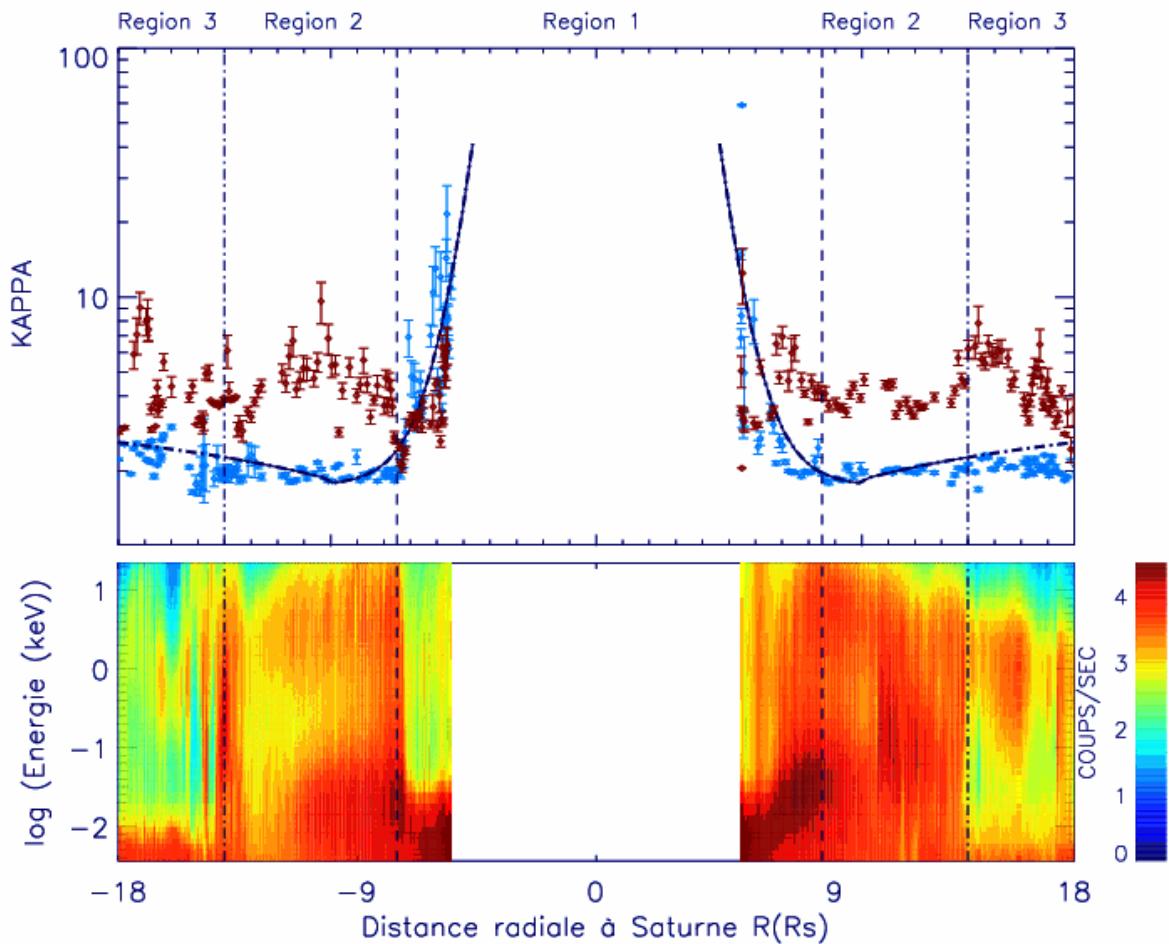


FIG. 3.20 – Haut : Profil radial de l’indice kappa des populations thermique κ_{th} (en bleu) et suprathermique κ_{sth} (en rouge), orbite rev 24. Les modèles en loi de puissance $a L^n$ sont ajustés aux profils dans les régions magnétosphériques 1 et 2. Bas : Spectrogramme de CAPS/ELS.

agir avec le tore (région 1). Les événements d’injection, ayant lieu de manière homogène à tout temps local (Chen & Hill, 2008), sont donc probablement à l’origine de la variabilité observée dans les profils de κ de la population suprathermique.

3.2.3 Etude de cas : Profil radial de la distribution en angles d’attaques

3.2.3.1 Observations de CAPS/ELS

Nous avons jusqu’alors considéré un point de vue isotrope, les électrons ayant la propriété de thermaliser rapidement. Il est néanmoins important d’analyser la distribution en angle d’attaque des particules afin de voir si notre hypothèse de départ est valide ou non. Les types de distributions en angle d’attaque des populations de plasma sont diverses et variées, et dépendent des processus de diffusion ayant lieu dans la magnétosphère.

La figure 3.21 présente le spectrogramme en angle d’attaque-temps, normalisé par rapport

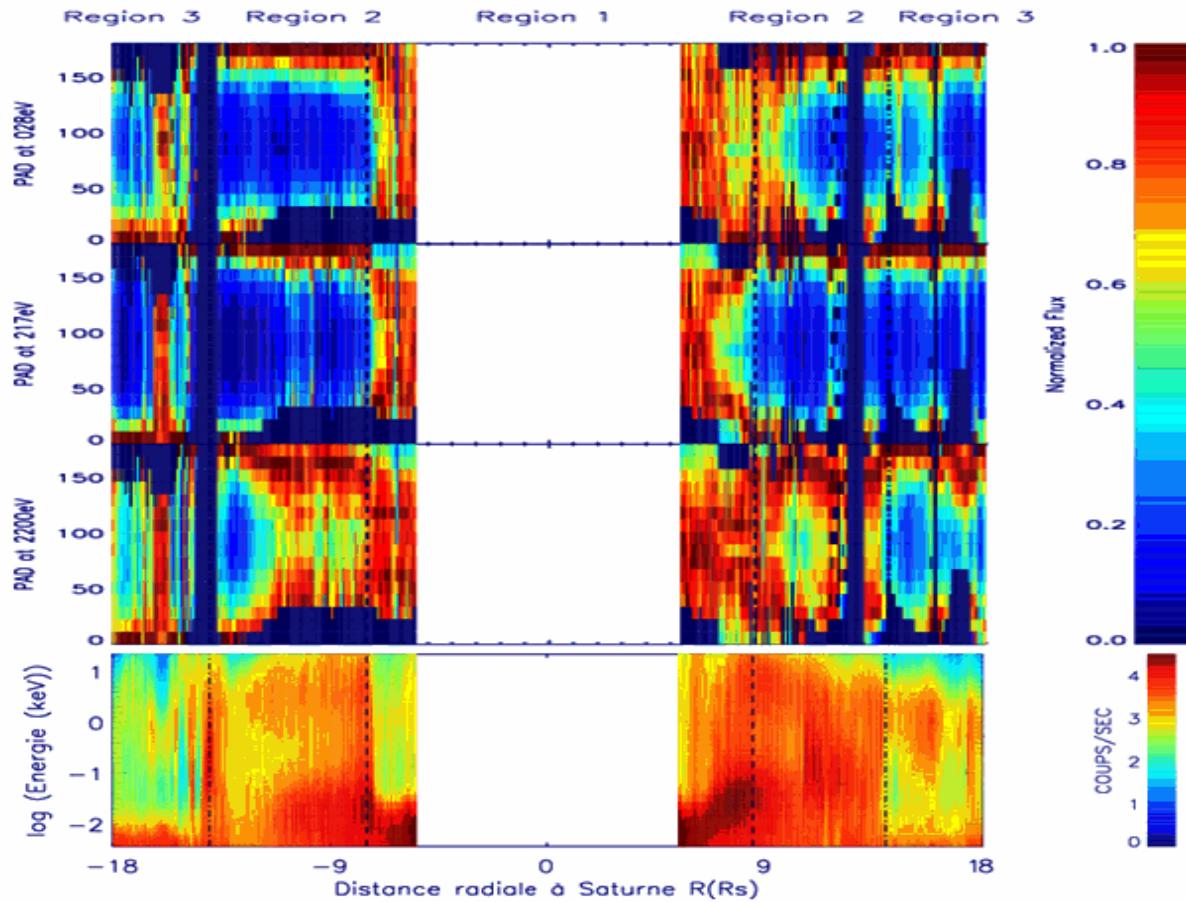


FIG. 3.21 – Haut : Distribution en angle d'attaque ($0\text{--}180^\circ$) de CAPS/ELS normalisée (en tout point de la trajectoire) en fonction de la distance radiale (en R_S), à 3 énergies différentes : 28 eV (1^{er} panneau), 217 eV (2^{me} panneau), et 2200 eV (3^{me} panneau)). Les données sont à une résolution temporelle de 10 min. Les lignes verticales délimitent les frontières entre les régions à $9 R_S$ et $15 R_S$. Bas : Spectrogramme de CAPS/ELS.

au maximum local pour trois énergies sélectionnées dans la gamme d'énergie de l'instrument CAPS/ELS (28 eV, 217 eV, 2.2 keV). A la figure 3.22, des coupes à différentes distances radiales de la vue d'ensemble 3.21 sont présentées. Il apparaît que les distributions angulaires ne sont pas de type isotrope dans toute la magnétosphère.

Regardons la distribution en angle d'attaque à $12 R_S$ (panneau du haut). A 28 eV et 217 eV, la distribution en angle d'attaque des particules maximise à 0 et 180° et l'intensité presque nulle pour les énergies intermédiaires ; Ce genre de distribution est caractéristique d'une distribution alignée au champ. A 2 keV, la distribution maximise également à 0 et 180° , mais la fonction de distribution aux angles d'attaque intermédiaires est à un niveau de flux plus ou moins constant à près de 50 pourcents du flux aux extrémités, réalisant une sorte de mélange entre distribution isotrope et alignée au champ magnétique. A $10 R_S$, les distributions aux énergies faible et intermédiaire sont alignées au champ, alors que la distribution à haute énergie a évolué en une distribution qui maximise à des angles d'attaque de 45 et 135° (en forme de papillon, ou

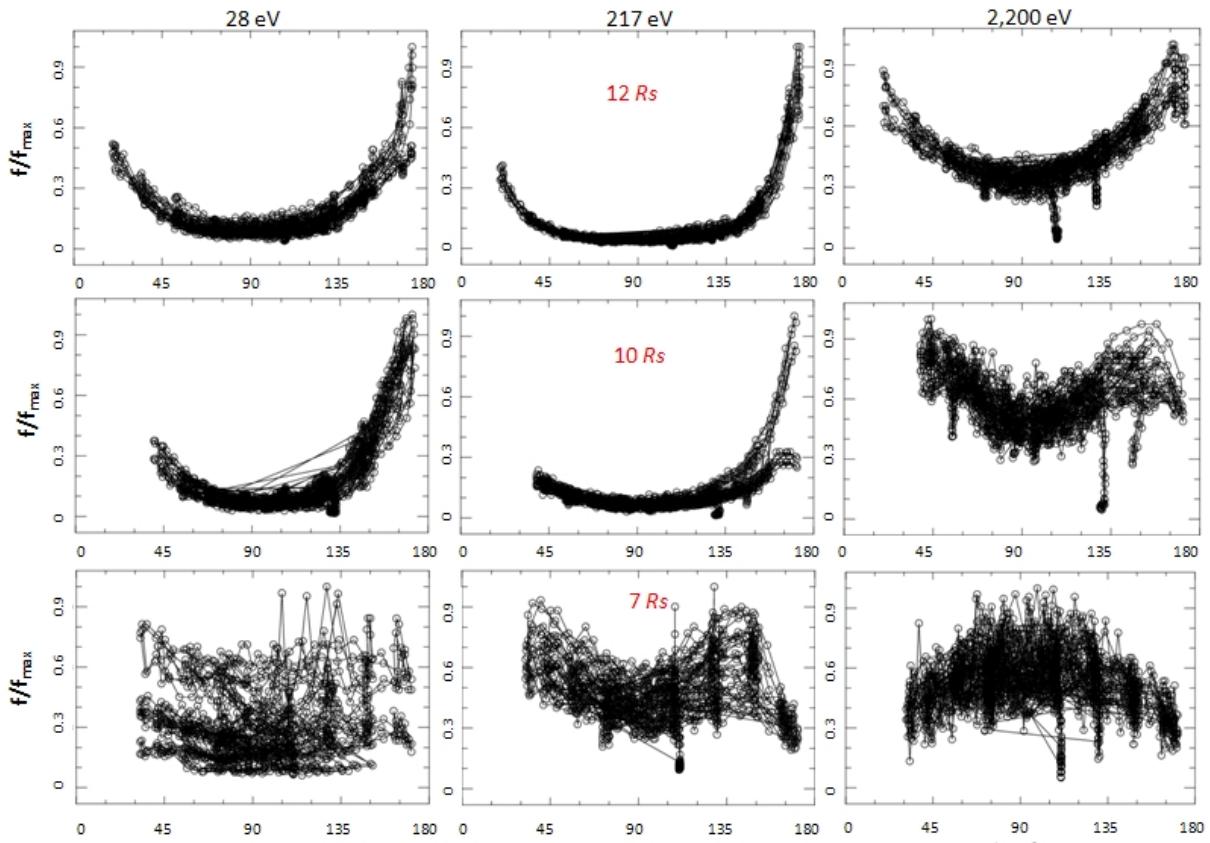


FIG. 3.22 – Coupes de la Distribution en angle d’attaque (en $^{\circ}$) de CAPS/ELS à 28 eV (à gauche), 217 eV (au milieu), et 2200 eV (à droite)) à $12 R_S$ (haut), à $10 R_S$ (milieu), et à $7 R_S$. Les données sont à une résolution temporelle de 10 min.

‘butterfly’). A $7 R_S$, un changement important apparaît dans les distributions à 28 et 217 eV. A faible énergie, la distribution passe brusquement d’une configuration alignée au champ à une distribution isotrope. A énergie intermédiaire, la distribution passe d’une configuration alignée au champ à une structure en forme de papillon (Burch et al., 2007). Enfin, la distribution à haute énergie devient du type *pancake*, perpendiculaire au champ, avec un maximum de flux à 90° d’angle d’attaque.

Retour sur l’hypothèse d’isotropie angulaire L’hypothèse d’isotropie qui a été énoncée est donc essentiellement valide dans la première région, et plus incertaine dans les régions plus externes. Les moments pourraient être légèrement modifiés une fois que l’anisotropie est introduite dans le traitement. Essayons d’évaluer ce que la prise en compte de l’anisotropie changerait en termes de dérivation de la densité électronique. Notre résolution temporelle pour les flux électroniques est de 15 minutes, correspondant à deux cycles de balayage d’actuateur. Pendant ce temps, chaque anode de l’instrument CAPS/ELS échantillonne l’espace des phases ($\pm 104^{\circ}$). Dans les régions 2 et 3, la distribution en angle d’attaque est alignée au champ (très anisotrope), ce qui signifie que le flux se concentre aux angles d’attaque à 0 et 180° (flux parallèle ou anti-

parallèle au champ magnétique). Or nous n'utilisons qu'une anode, l'anode 5 (la moins exposée aux problèmes d'obscurcation du champ de vue), et nous moyennons le flux sur 15 min. Pendant ce temps, l'anode a probablement balayé une grande partie de l'espace des phases, et le flux moyen Φ_{moy} que nous déterminons est une moyenne temporelle des flux Φ_i sur plusieurs directions angulaires que nous ne distinguons pas : $\Phi_{moy} = \frac{1}{n} \sum_i^n \Phi_i$. Dans les régions 2 et 3, pendant les 15 minutes d'intégration, le flux moyen se rapprocherait donc plus du flux perpendiculaire que du flux parallèle.

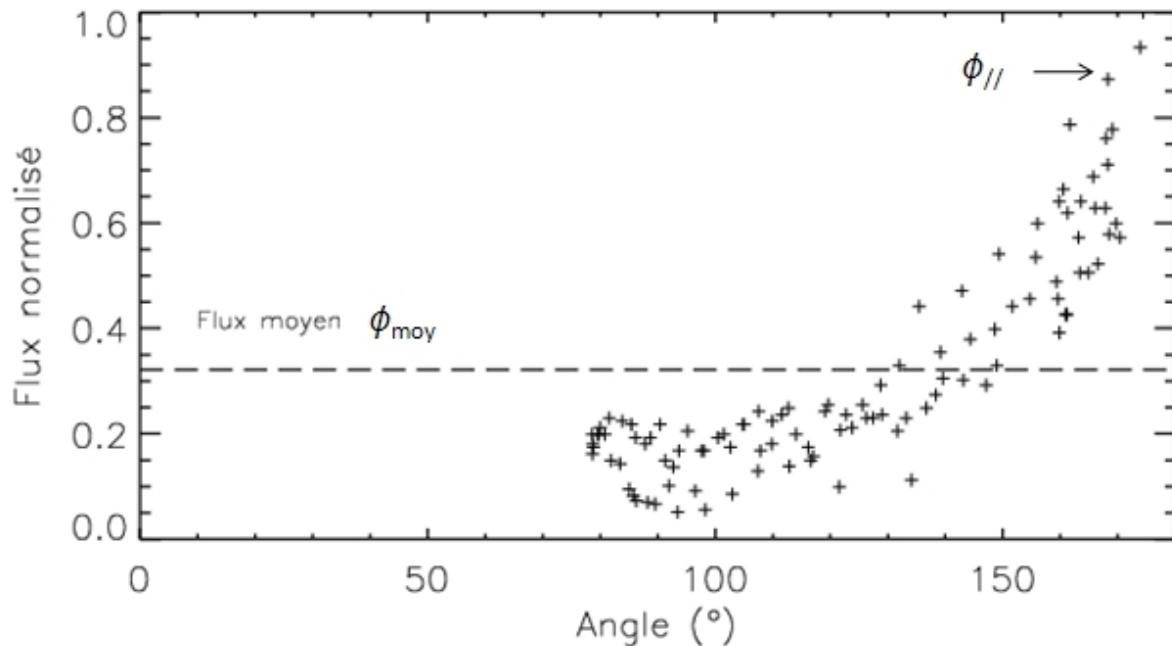


FIG. 3.23 – Distribution en angles d'attaque des électrons de $\simeq 30$ eV couverte par l'anode 5 à $14 R_S$, Jour 143 Année 2006 (rev 24) pendant la période 12h22-12h32 (rev 24).

Prenons l'exemple de la distribution angulaire couverte par l'anode 5 de CAPS/ELS lors de l'orbite rev 24 à $14 R_S$, à $E=30$ eV dans la figure 3.23. Alors que le flux à 90° est 5 fois plus faible qu'à 180° , la moyenne temporelle du flux Φ_{moy} que nous calculons nous donne un flux moyen 'isotrope' environ 3 fois plus faible que le flux Φ_{\parallel} . Or c'est justement à cette valeur de flux Φ_{moy} que nous ajustons le modèle de fonction de distribution bimodal, ce qui signifie que nous sous-évaluons en l'occurrence la densité d'un facteur $\simeq 3$. Dans la région 2, nous en déduisons en général que le flux moyen que nous déterminons est de 2 à 4 fois moindre que le flux parallèle qui correspond au flux maximal. En première approximation, nous pourrions prendre en compte donc l'effet d'anisotropie sur la densité en multipliant la densité estimée par notre méthode par le rapport flux max/flux moyen (facteur $\simeq 3$).

Dans la figure 3.24, nous présentons le profil de densité de la population thermique dans les régions 1 et 2. Dans la région 1, les distributions sont considérées comme étant isotropes, ce qui est une bonne approximation au vu des distributions en angle d'attaque que nous y avons ob-

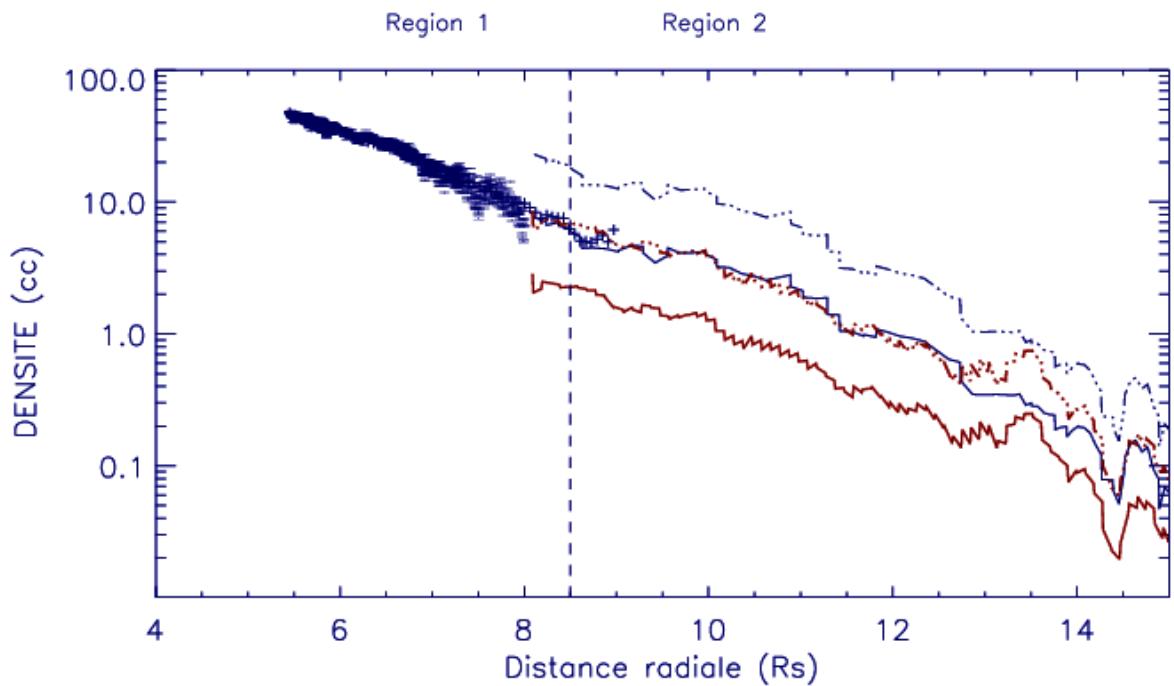


FIG. 3.24 – Profil de densité de la population thermique. Dans la région 2 : En noir : profil de densité calculé à l'aide des anciens facteurs géométriques (en traits pleins) et corrigé de l'anisotropie, c'est à dire multiplié par le rapport $\frac{Flux_{max}}{Flux_{moy}} \simeq 3$ (en traits discontinus). En rouge : profil de densité calculé à l'aide des nouveaux facteurs géométriques (en traits pleins) et corrigé (même traitement) de l'anisotropie (en traits discontinus).

servé (figure 3.22). Dans la région 2, l'écart à l'isotropie est important et nous avons superposé les profils de densité estimée à l'aide des flux moyens (traits pleins noirs) ainsi que les profils de densité 'corrigés' de l'effet de l'anisotropie (traits discontinus noirs) à l'aide d'un facteur multiplicatif (cf. ci-dessus). Nous observons dans ce cas que les données densité corrigées surestiment probablement les densités réelles, car le profil densité n'apparaît plus dans la prolongation du profil de densité de la région 1 (densité $f_{UH}/RPWS$). Or nous avons observé (chapitre 2, annexe) que les densités thermiques calculées avec les nouveaux facteurs géométriques (annexe B) étaient d'un facteur $\simeq 3$ inférieures aux densités calculées avec les anciens facteurs géométriques. Nous avons donc superposé le profil de densité calculé avec les nouveaux facteurs géométriques (en traits pleins rouges) et appliqué la correction (traits discontinus rouges). Nous observons que ce dernier profil est très similaire au profil de densité calculé avec le premier jeu de facteurs géométriques sans correction. Nous tenons à ressigner que durant ce travail de thèse les moments ont été calculés à l'aide de l'ancien jeu de facteurs géométriques (les nouveaux facteurs géométriques ayant été fournis tardivement à l'équipe). Au vu de cet exemple, nous pouvons cependant considérer que les profils densité calculés à partir de ce premier jeu de facteurs géométriques sont une bonne approximation de densités réelles, calculées à partir du 2ème jeu de facteurs géométriques avec application de la correction de l'anisotropie angulaire.

3.2.3.2 Le transport

La distribution en angle d'attaque des particules évolue donc en fonction de la distance radiale, et de manière différenciée. A toutes les énergies, nous observons que dans la magnéto-sphère externe les distributions angulaires sont alignées au champ, alors que dans la magnéto-sphère interne les distributions sont plus isotropes (à 28 eV), en forme de 'papillon', et en forme de disque (à 2 keV). L'évolution de la distribution en angles d'attaque observée est une signature du transport radial des populations à travers la magnétosphère. En effet, par conservation du premier invariant adiabatique (cf. Annexe A), la température perpendiculaire d'une population se déplaçant dans un champ magnétique en première approximation dipolaire augmente ou diminue en proportion de la valeur du champ magnétique dans lequel la distribution de particules chargées diffuse. Il faut cependant remarquer que dans notre cas particulier, la transition entre distribution alignée et isotrope à 28 eV et 210 eV est particulièrement brutale, et ne présente pas d'état intermédiaire de distribution angulaire tel que les distributions en forme de papillon.

A la magnétosphère terrestre, il a été observé que suite à la phase de dipolarisation lors d'événements de sous-orages magnétiques (accélération non-adiabatique), la distribution en angle d'attaques des électrons évolue d'une distribution angulaire alignée aux lignes de champ magnétique vers une distribution piquée à 90°. L'évolution de la distribution angulaire peut s'expliquer par une phase initiale d'accélération de Fermi suivie d'une accélération betatron (Smets et al., 1999) .

3.2.3.3 Profil radial de la distribution en angles d'attaque dans la magnétosphère jovienne

L'observation de transition abrupte de distribution en angle d'attaque, inédite dans la magnétosphère kronienne, rappelle l'observation des distributions angulaires des particules énergétiques (Tomás et al., 2004a) dans la magnétosphère jovienne (figure 3.25). Une transition brusque analogue y a été observée entre 10 et 17 R_J . Cette transition dans la distribution angulaire avait été observée simultanément avec d'autres changements dans les caractéristiques plasma jovien, tels que l'intensité des flux d'ions, ou l'indice spectral des ions et électrons énergétiques. Tomás et al. (2004b) ont montré qu'il existerait une corrélation entre les pieds ionosphériques des tubes de flux dans la région de transition de la distribution angulaire et l'ovale auroral principal de Jupiter, observé par le télescope Hubble.

3.2.3.4 Transition et Frontières magnétosphériques

Sur la figure 3.21, nous observons que la transition abrupte observée dans la distribution en angle d'attaque, en entrée et en sortie de l'orbite, apparaît correspondre exactement à la transition à 7-9 R_S observée dans le spectrogramme de CAPS/ELS, et par extension à la frontière

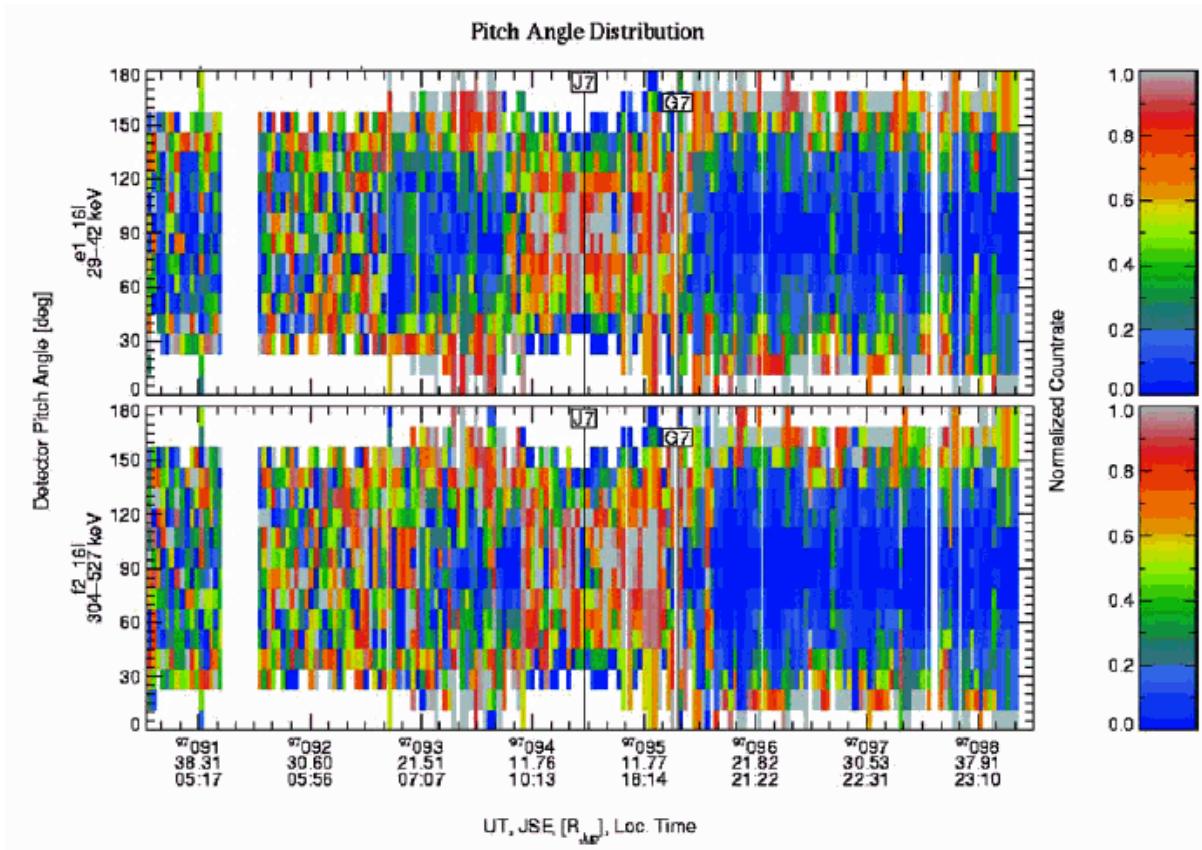


FIG. 3.25 – Distribution en angle d’attaque des électrons dans la magnétosphère jovienne pour des énergies 29-42 keV (haut) et 304 à 527 keV à 40 rayons joviens, orbite de Galileo G7 (Tomás et al., 2004a).

relevée dans les profils de moments des populations d’électrons thermiques et suprathermiques et à la transition dans les résidus de champ magnétique, qui se produisent sur cette même frontière.

Régions 1 et 2 En résumé, la région 1 se présente comme une région où les populations d’électrons sont piégées, avec des caractéristiques angulaires du type perpendiculaire au champ magnétique, voire en papillon. La région 2 est caractérisée par la transition des distributions en angle d’attaque vers des distributions alignées au champ magnétique.

Région 3 Un zoom sur la région 3 est présenté sur la figure 3.26, partie sortante de l’orbite, entre le périkrone à $5.4 R_S$ et $26 R_S$. Le premier panneau représente un spectre multi-instruments MAPS KP, avec les données en Coups/sec de CAPS/ELS. Le deuxième panneau représente le spectrogramme d’ondes temps-fréquence mesuré par RPWS. Sur les panneaux inférieurs, j’ai superposé les distributions angulaires normalisées à différentes énergies. Il apparaît dans tous les jeux de données, une variation périodique (soulignée par les traits discontinus rouges sur la

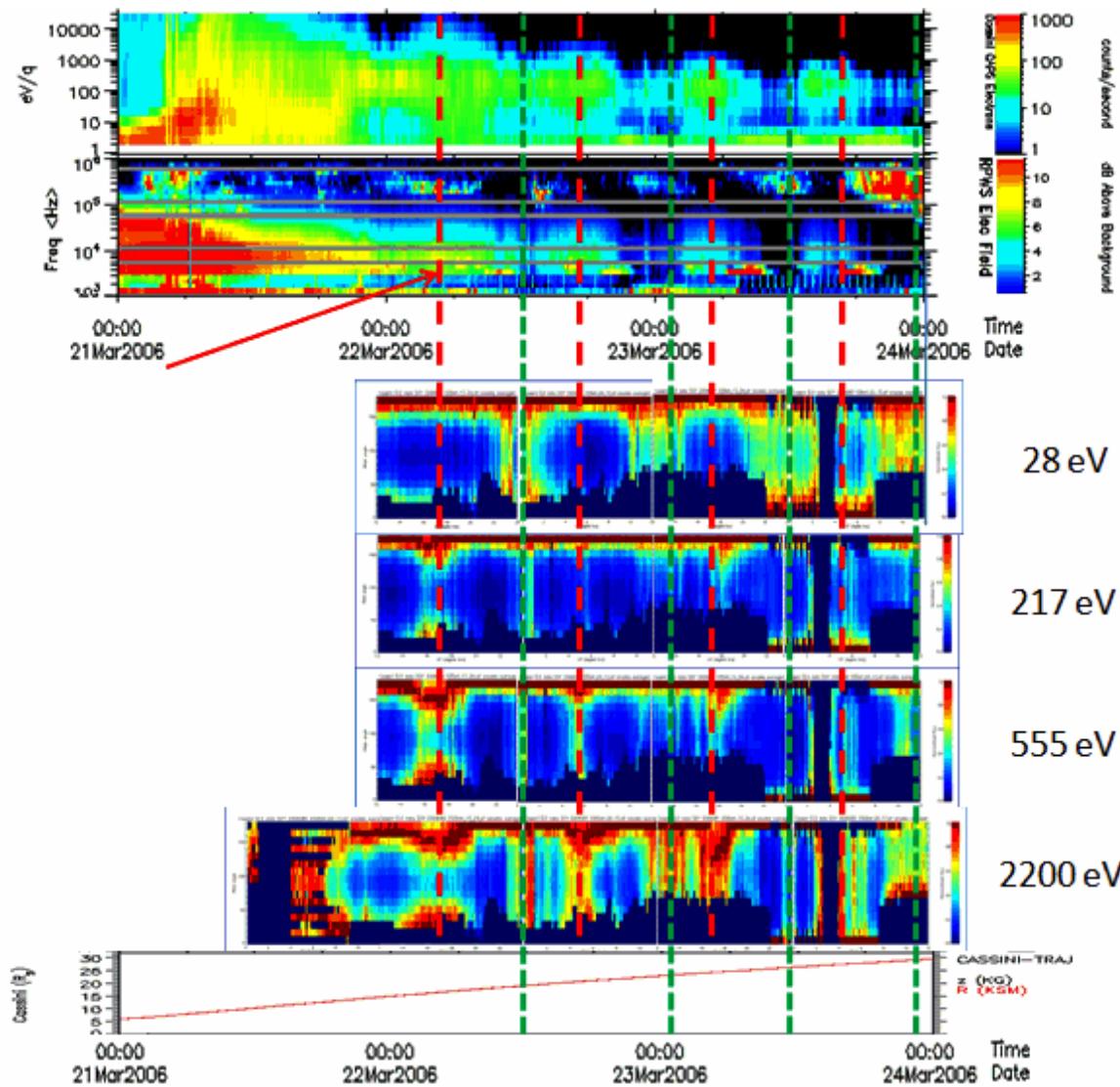


FIG. 3.26 – 1er panneau : Spectrogramme d'électrons (CAPS/ELS). 2ème panneau : Spectrogramme d'ondes (RPWS). 3 au 6ème panneaux : Distribution en angle d'attaque (en °) de CAPS/ELS en fonction du temps, à 28, 217, 555 et 2200 eV. 7ème panneau : Distance radiale (en R_S). Magnétosphère étendue (5-30 R_S). Les régions denses sont soulignées par les traits verticaux (en rouge) ainsi que les régions sou-denses (en traits verts).

figure 3.26) à une périodicité de près de 10h (\simeq rotation sidérale de Saturne), de l'intensification des flux d'électrons (à un facteur 10) et de l'émission f_{UH} associée.

Cette alternance quasi-périodique est aussi visible sur le profil temporel de la distribution angulaire, avec des caractéristiques plus ou moins alignées au champ. À 28 eV, nous observons un 'resserrement' de la distribution angulaire vers une distribution plus isotrope aux minima de densité (indiquées par les lignes vertes), en dehors du plan équatorial. Le contraire est observé pour les particules de plus haute énergie, dont la distribution paraît plus isotrope lorsqu'on est au maximum de la couche de plasma (traits rouges).

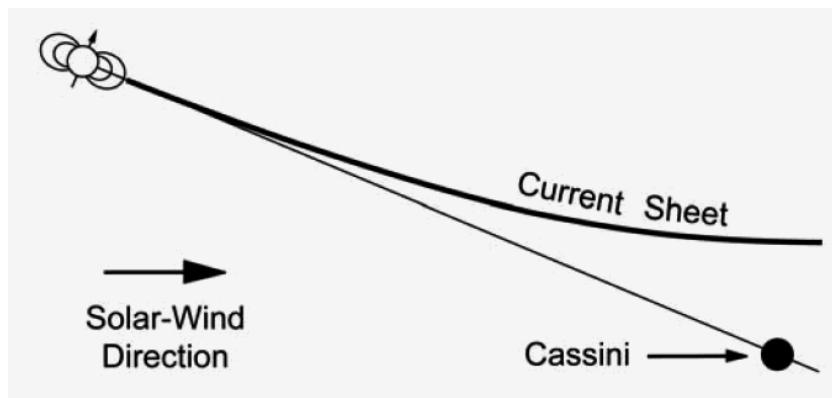


FIG. 3.27 – Modèle du feuillet de plasma en

La périodicité de 10h que nous observons sur les données du plasma de basse énergie a aussi été observée dans les données magnétiques et de particules énergétiques dans la magnétosphère de Saturne, à l'époque de Voyager avec Cassini (Carbary et al., 2007; Gurnett et al., 2007). La problématique de cette périodicité (Chapitre 1, section 1.3.6.3) n'est pas encore résolue à ce jour et alimente encore le débat sur son origine. Parmi les thèses actuelles, Arridge et al. (2008b) ont montré que le feuillet de plasma dans la région au-delà de $20 R_S$ est déformé et soulevé par le vent solaire en une configuration de cuvette (figure 3.27), et ont avancé l'hypothèse d'une oscillation périodique du feuillet de plasma engendrant des entrées et sorties périodiques de la sonde dans le feuillet de plasma. La déformation du feuillet serait due à un effet saisonnier de l'inclinaison de l'axe planétaire par rapport à la direction solaire en 2004-2005 (solstice). Cette déformation devrait a priori disparaître lors de la prochaine équinoxe (2010). L'hypothèse de Arridge et al. (2008b) pourrait en l'occurrence expliquer l'apparente variabilité périodique de la distribution en angle d'attaque des électrons, correspondant en réalité au balayage du feuillet de plasma en latitude par la sonde.

3.2.3.5 Questions ouvertes

Nous avons observé une transition entre les régions 1 et 2 sur plusieurs profils de paramètres magnétosphériques (densité, température, distribution en angle d'attaque) soulevant plusieurs questions : Quelle est la signification de cette frontière ? Sépare-t'elle des régimes de populations électroniques distincts ou pas ? Existe-t'il des processus de diffusion angulaire localisés autour de $9 R_S$, capables d'isotropiser la distribution de particules dans un cas, ou de rendre la distribution encore plus anisotrope dans un autre ? Parmi les processus candidats susceptibles d'engendrer de la diffusion angulaire, citons l'interaction ondes-particules, les collisions élastiques entre particules ou la présence de courants alignés couplant la magnétosphère à l'ionosphère.

3.2.4 Etude de cas : Interactions ondes-particules

Dans le but d'étudier la possibilité de l'existence d'un processus de diffusion angulaire par la présence d'ondes localisées dans la magnétosphère, je me suis intéressée au spectre d'ondes de l'instrument *RPWS*.

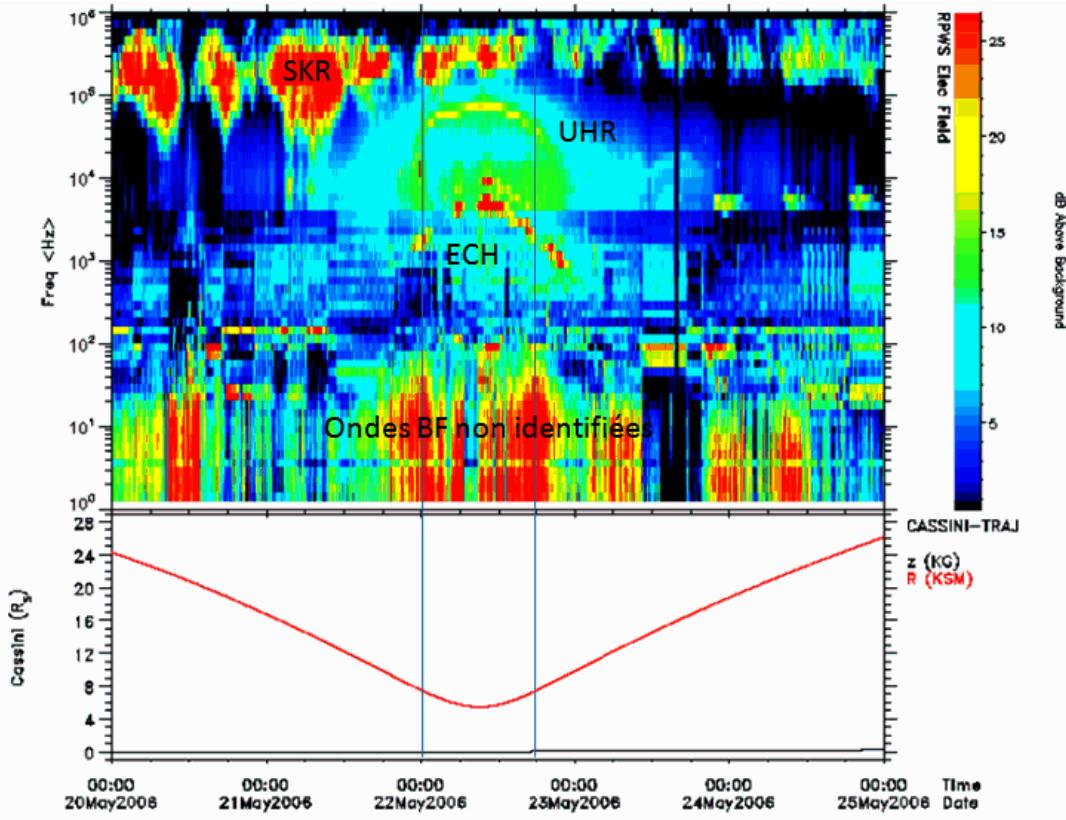


FIG. 3.28 – En haut : Spectrogramme d'ondes basse-fréquence enregistré par l'instrument *RPWS* en fonction du temps, orbite rev 24. En bas : la distance radiale de Cassini en fonction du temps. Les lignes verticales soulignent le maximum de l'émission des ondes basse fréquence identifiées.

Nous observons sur la figure 3.28, le spectrogramme d'ondes fréquence-temps en vue d'ensemble pour l'orbite rev 24. Les émissions communément présentes dans la magnétosphère interne de Saturne sont observées dans le spectrogramme : Les émissions périodiques du *SKR* sont observées aux hautes fréquences, entre 10^4 et 10^6 Hz, les émissions provenant de la fréquence hybride haute *UHR*, entre 10^4 et 10^5 Hz et enfin, la fréquence cyclotron des électrons et ses harmoniques *ECH* sont visibles entre 10^3 et 10^4 Hz. Dans le bas du spectre, entre 1 Hz et 100 Hz des émissions large bande apparaissent dans la magnétosphère interne. Ces émissions n'ont pas été identifiées par l'équipe en charge de l'instrument ondes et une collaboration est en cours avec l'équipe *RPWS*.

Le haut de la figure 3.29 représente le spectre d'ondes basses fréquences, entre 1 et 1000 Hz, mesuré dans la magnétosphère interne en fonction du temps pour l'orbite rev 24. Des émis-

sions large bande sont observables (entre 1 et 100 Hz). Dans la partie entrante ces émissions apparaissent le 21 mai vers 12h, à $12.2 R_S$, entre 1 et 20 Hz. Alors que Cassini entre dans la magnétosphère, l'intensité de l'émission augmente ainsi que la fréquence maximale de l'émission. les deux quantités atteignent un maximum autour du 22 mai à 00h, à $7.5 R_S$, décroissent jusqu'au périkrone, et augmentent à nouveau pour atteindre le maximum autour de $8-9 R_S$ en sortie. Il semble donc y avoir une corrélation entre la bande spectrale et l'intensité de cette émission basse fréquence. En partant de la magnétosphère externe, et jusqu'à $7.5 R_S$, l'enveloppe supérieure en fréquence de l'émission semble suivre le profil de fréquence des harmoniques de l'émission cyclotron électronique ($\propto L^{-3}$). Ceci n'est plus vrai à l'intérieur de la région 1, où nous observons une diminution de la fréquence et de l'intensité du signal. Les émissions basse fréquence sont essentiellement observées dans le plan équatorial, donc très probablement générées par des instabilités dans le tore de plasma. Le bas de la figure 3.29 montre le spectrogramme d'électrons CAPS/ELS. Nous observons que le maximum de l'émission des ondes basse-fréquence coïncide avec la frontière externe région 1. Il faut noter qu'à la différence du spectrogramme d'ondes électriques, le spectrogramme d'ondes magnétiques de RPWS ne présente pas d'intensification particulière des émissions dans cette région, ce qui suggère que les émissions sont électrostatiques.

Des ondes électrostatiques ont été observées dans la magnétosphère interne de Saturne. D'où viennent-elles ? Quelles instabilités sont capables de générer des émissions large bande en ce lieu de la magnétosphère ?

Comme nous l'avons vu précédemment, le plasma de la magnétosphère de Saturne n'est pas homogène. A l'état stationnaire, d'importants gradients de densité, de température et de pression perpendiculairement au champ magnétique sont observés (section 3.2). Ces gradients représentent des sources d'énergie libre pour des instabilités plasma de type électrostatique (Gary & Sanderson, 1979; Gary & Ashour-Abdalla, 1981), telles que les instabilités dues aux gradients des paramètres macroscopiques, température, densité, ou pression du plasma ambiant, ou au mécanisme d'interchange (gradient de densité dans un plasma soumis à une accélération). La région frontière où nous observons les émissions basse-fréquence électrostatiques est justement caractérisée par d'importants gradients de part et d'autre de la frontière, qui sépare un tore interne froid et dense du plasma du feuillet de plasma chaud (cfr. figure Sittler et al. (1983), Plate 1).

Une étude statistique et comparée des ondes basse-fréquence est en cours. Dans le cadre de cette étude, nous devrons faire usage des paramètres plasma (gradients des moments, distribution en angle d'attaque) afin de déterminer les modes instables et leur relation de dispersion, et les comparer aux ondes basse-fréquence observées dans la magnétosphère interne de Saturne. Et enfin, il nous faudra comprendre comment ces ondes peuvent à leur tour agir sur la distribution

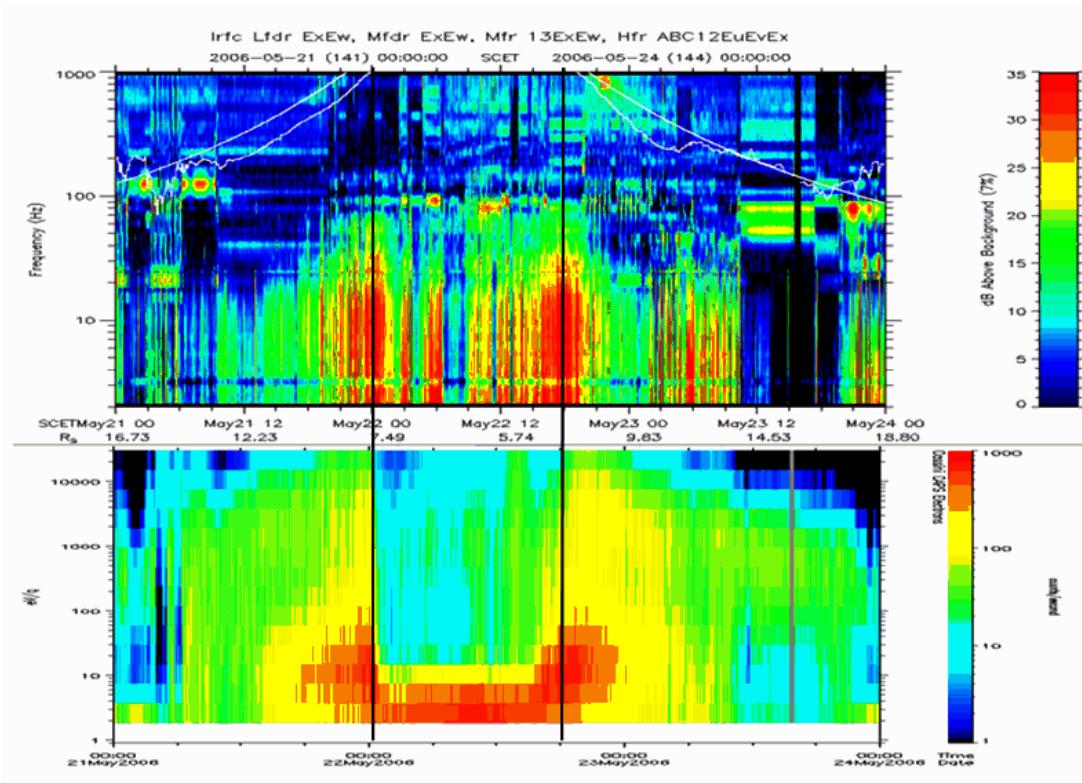


FIG. 3.29 – Haut : Spectrogramme d'ondes basse-fréquence enregistré par l'instrument RPWS, Zoom à basse fréquence de la figure 3.28 1-1000 Hz. Bas : Spectrogramme d'électrons CAPS/ELS.

des électrons, et en particulier affecter les distributions angulaires via des interactions ondes-plasma. Cela fera l'objet d'un travail complémentaire dans le prolongement de cette thèse.

3.2.5 Etude de cas : Conclusion

Les profils de moments des populations thermique et suprathermique sont très différents, ce qui suggère que ces populations ont une origine et un comportement divers. Nous avons observé la présence de frontières magnétosphériques, définissant des régions et traduisant très probablement l'existence de régimes de plasma différents. La frontière à $7\text{-}9 R_S$ apparaît comme une signature dans plusieurs paramètres magnétosphériques, coïncidant avec la transition en angle d'attaque des électrons, l'intensification d'ondes électrostatiques basse fréquence et le bord interne du courant annulaire. Les études de Tomás et al. (2004b) dans la magnétosphère jovienne ont interprété la caractéristique en angle d'attaque des particules énergétiques joviennes comme étant due à la présence d'un système de courants ionosphériques et de processus auroraux. Nos observations sont vraisemblablement reliées au même phénomène.

3.2.6 Statistique sur les orbites équatoriales : Variation radiale, régions et frontières magnétosphériques

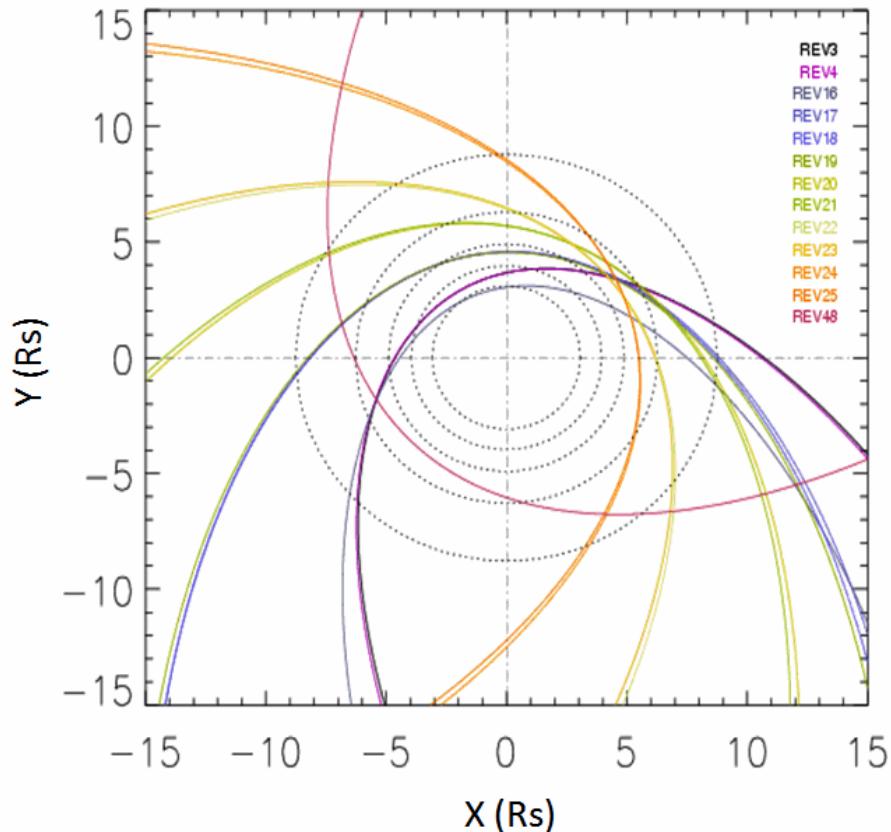


FIG. 3.30 – Trajectoire des orbites équatoriales considérées pour l'étude statistique des profils de moments et des frontières, dans le plan équatorial (X,Y) du repère KSE.

A partir de l'étude de cas sur une orbite équatoriale, une première analyse des profils de moments des populations électroniques a été réalisée. Nous l'étendons à présent à l'analyse d'un ensemble d'orbites équatoriales, représentées sur la figure 3.30. Il s'agit des orbites rev 3, 4, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25 et 48.

Les profils de moments densité température et paramètre kappa de la population thermique sont respectivement présentés sur les figures 3.31, 3.32, 3.33 et 3.34. Il en est de même pour la population suprathermique avec les figures 3.34, 3.35, et 3.38, ainsi que les médianes calculées sur l'ensemble des données. Chaque couleur est représentative d'une orbite, indiquée sur la légende.

3.2.6.1 Population thermique

Densité Les profils de densité de la population thermique sont présentés sur la figure 3.31. Nous observons que d'une orbite à l'autre, les profils apparaissent très rapprochés dans la partie

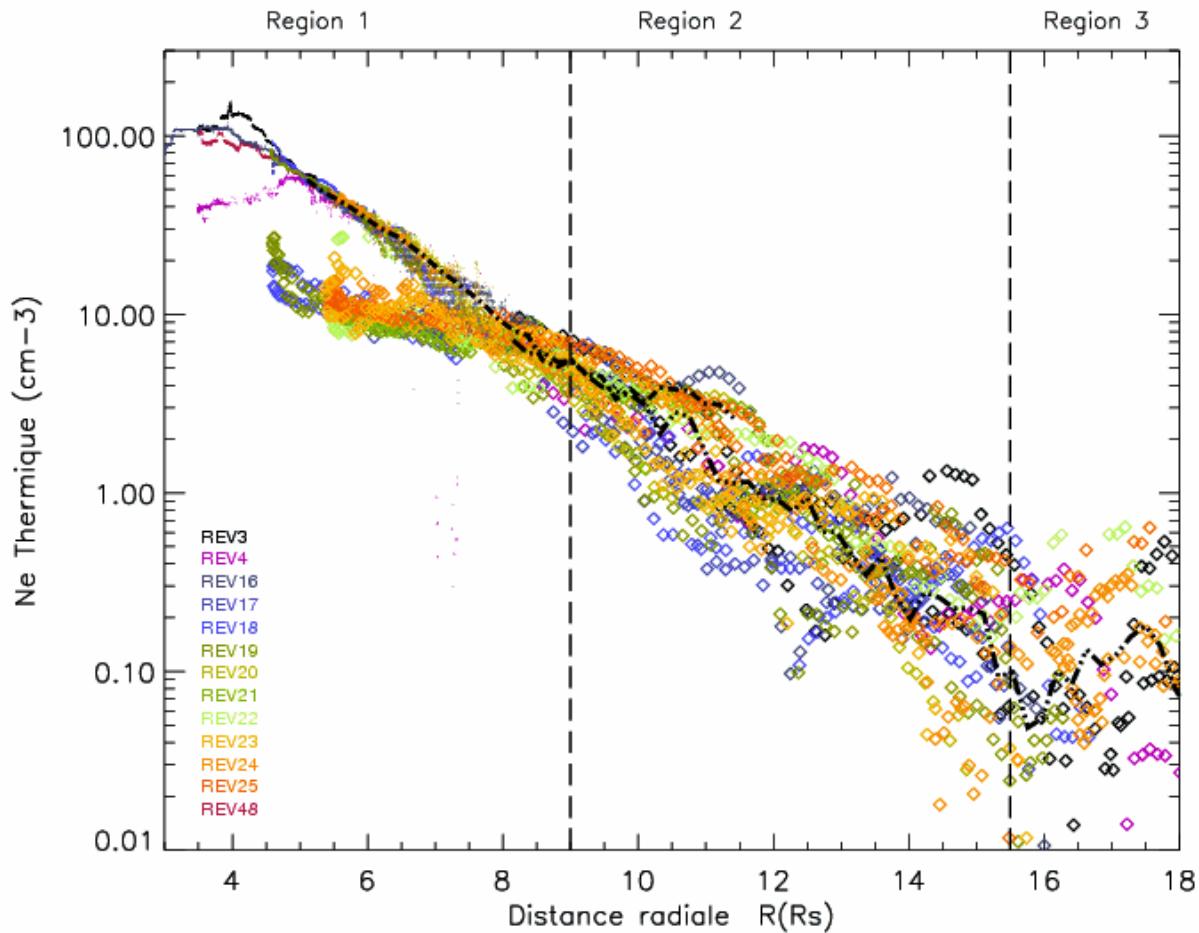


FIG. 3.31 – Profil radial de densité de la population thermique. Les couleurs représentent les différentes orbites. Les profils densité de Persoon et al. (2005) sont superposés à l’intérieur de $8 R_S$.

la plus interne de la magnétosphère (à l’intérieur de $10 R_S$). Au fur et à mesure que l’on s’éloigne de la planète, les profils apparaissent davantage dispersés, tout en conservant une forme relativement similaire. L’étonnante régularité des profils dans la magnétosphère interne indique le caractère stable de la distribution du plasma dans cette région, également noté par Persoon et al. (2005). Dans les régions plus externes (au-delà de $10 R_S$), cette caractéristique est perdue, probablement à cause de la présence d’une dynamique magnétosphérique importante (injections, présence de l’anneau de courant). La médiane superposée au profil suit une tendance identique à celle observée précédemment dans notre étude de cas (modèle en loi de puissance et minimum local des densités à $15 R_S$ indiquant un changement de régime de plasma à cette frontière).

Température Les profils de température sont présentés sur la figure 3.32. Il apparaît, comme dans l’étude de cas, que l’allure des profils change peu d’une orbite à l’autre et le profil de la médiane des données indique un maximum local autour de $9 R_S$. La température au-delà de $12 R_S$ a tendance à augmenter.

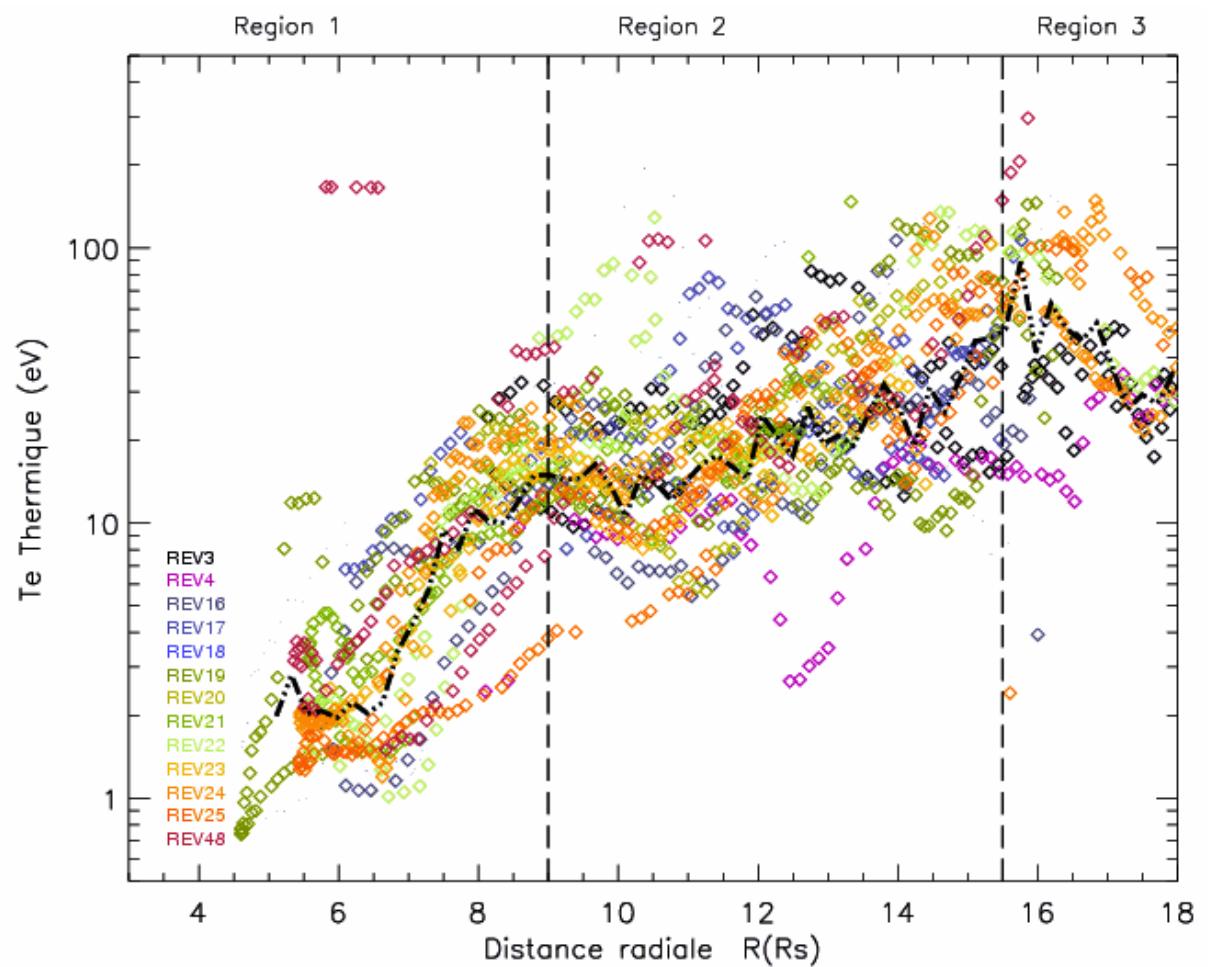


FIG. 3.32 – Profil radial de température de la population thermique.

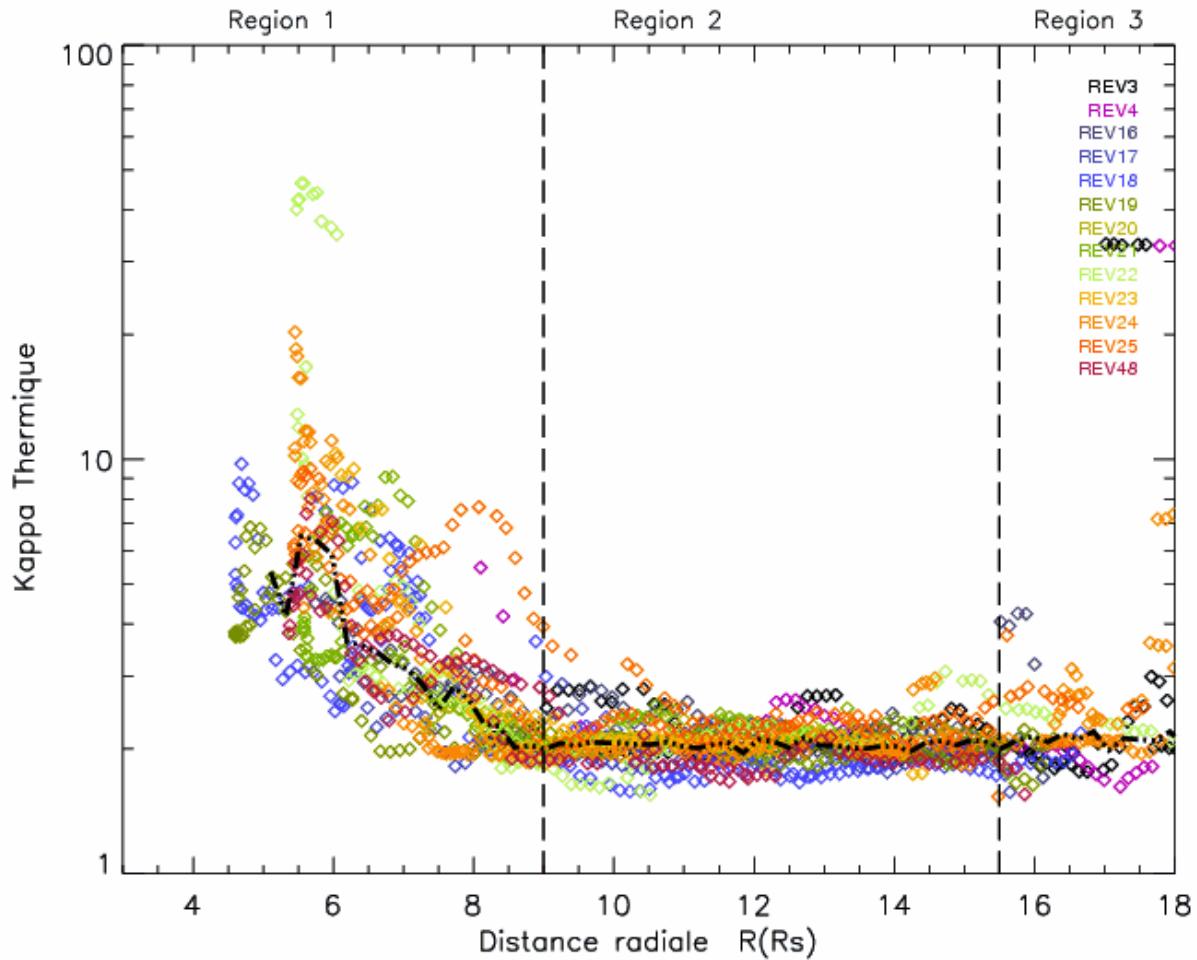


FIG. 3.33 – Profil radial du paramètre kappa de la population thermique.

Kappa Le paramètre κ , sur la figure 3.33, présente une caractéristique très régulière : l'indice kappa est maximum au périkrone, les distributions y sont donc maxwelliennes. La décroissance atteint un minimum à $10 R_S$ puis se stabilise autour d'une valeur globalement constante, comprise entre 2 et 3, pour les distances radiales plus importantes.

3.2.6.2 Population suprathermique

Densité La densité de la population suprathermique, représentée sur la figure 3.34, supporte le résultat de notre étude de cas : dans la région 1, le profil de densité est croissant vers l'extérieur, avec la présence d'importants gradients radiaux, alors que dans les régions 2 et 3, le gradient de densité est négatif, et sensiblement le même dans les deux régions.

Température Les profils de température, figure 3.35, apparaissent plutôt dispersés. Au-delà de $9 R_S$ dans les régions 2 et 3, la température décroît vers l'extérieur de manière globale. Entre $6-7 R_S$ et $9 R_S$, le profil de température est croissant, comme observé dans notre étude de cas. Entre 4 et $6-7 R_S$, la tendance est inverse. Cette caractéristique de la température dans la

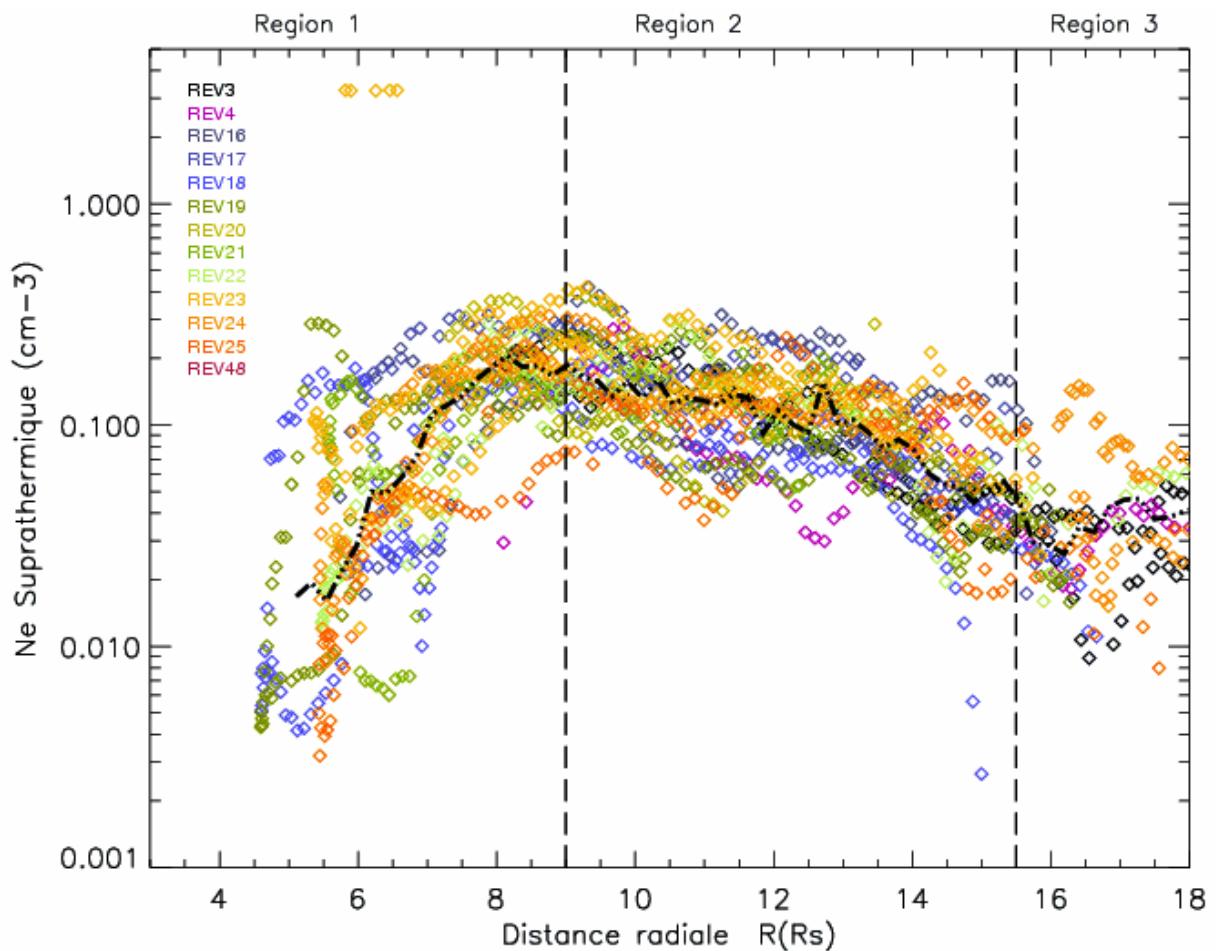


FIG. 3.34 – Profil radial de densité de la population suprathermique. Les couleurs représentent les différentes orbites.

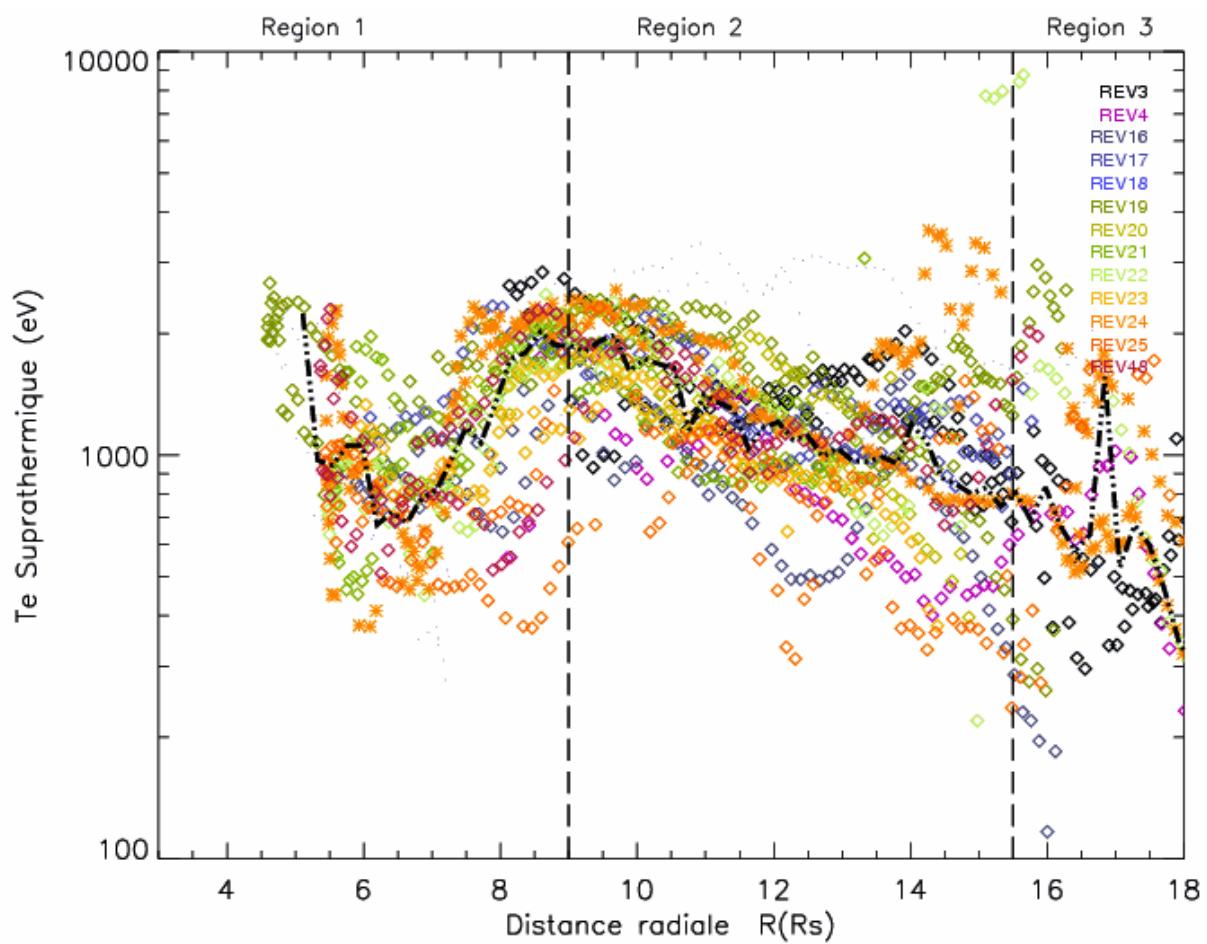


FIG. 3.35 – Profil radial de température de la population suprathermique.

magnétosphère très interne n'avait pas été relevée lors de l'étude de cas, apparaît très clairement sur notre étude statistique.

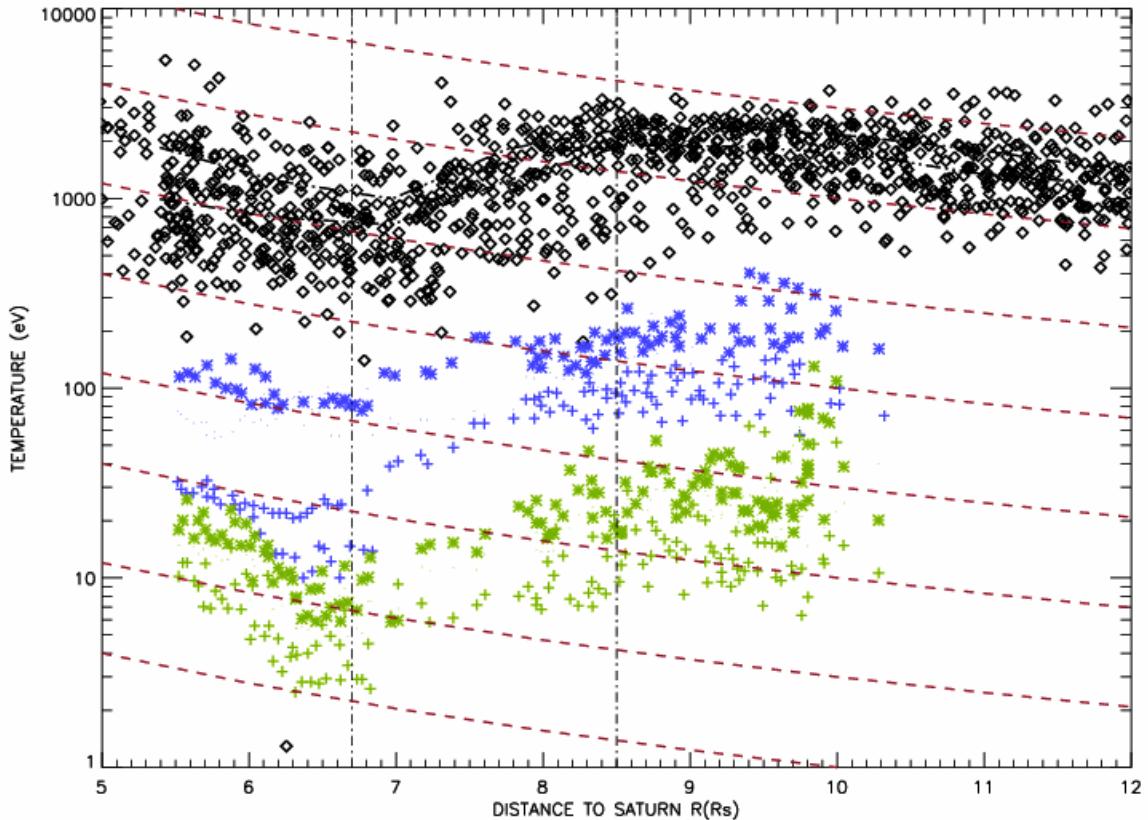


FIG. 3.36 – Profil radial de température de la population suprathermique (losanges noirs), des ions lourds (en bleu, T_{\perp} en *, T_{\parallel} en +) et des protons (en vert, T_{\perp} en *, T_{\parallel} en +). Des profils d'iso-invariants adiabatiques isotropes sont superposés en rouge pour comparaison.

Nous remarquons par ailleurs, figure 3.36, que cette tendance dans le profil des températures des électrons chauds (en couleurs sur la figure) coïncide avec celle du profil des températures des ions dérivés de l'eau (losanges en noir) et des protons (croix en noir) à l'intérieur de l'orbite de *Dione* ($6.3 R_S$) (Wilson et al., 2008) (densités déduites à partir de l'ajustement des spectres mesurés par l'instrument de plasma thermique CAPS/IMS). Le profil d'iso-invariant adiabatique isotrope $\propto L^{-8/3}$ (annexe A) est superposé aux profils de température. Il apparaît que la température des ions et celle des électrons suit globalement l'iso-invariant à l'intérieur de $6-7 R_S$, caractéristique du transport adiabatique du plasma dans le champ magnétique planétaire en première approximation dipolaire. Cette nouvelle observation pose la question de l'existence d'une sous-région de la région 1 (région 0), caractérisée par une frontière à $6-7 R_S$. Le satellite *Dione* jouerait-il un rôle particulier dans la présence de cette frontière ? Une source de plasma jusque là non identifiée dans la magnétosphère interne (par exemple l'ionosphère) pourrait-elle être la raison de cela ?

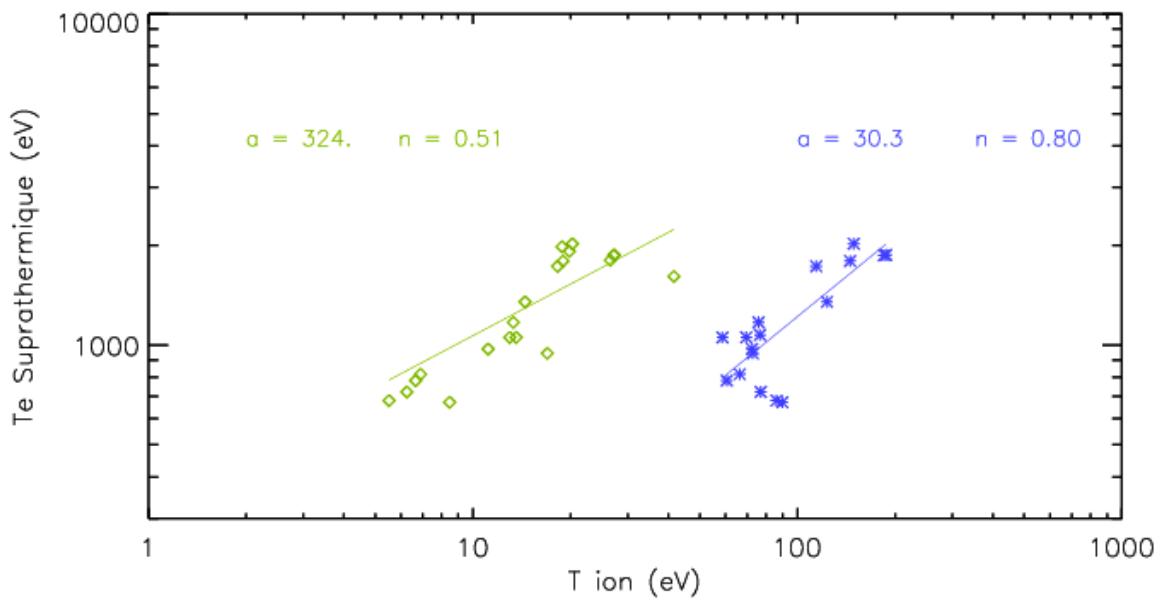


FIG. 3.37 – Température de la population électronique suprathermique en fonction de la température (totale) des ions, protons (en vert) et ions lourds (en bleu) dans la région de 5 à 10 R_S .

Enfin, nous avons représenté (figure 3.37) le profil de température des électrons suprathermiques en fonction de la température des ions (en bleu pour les ions dérivées de l'eau, en vert pour les protons). Il apparaît une corrélation positive, proche de 1 entre profils de températures des ions lourds et des électrons suprathermiques, indiquant un couplage potentiellement important entre ces deux composantes de la magnétosphère de Saturne dans les régions internes.

Kappa Le profil de l'indice κ , figure 3.38, est très dispersé, et montre beaucoup de variabilité en fonction de la distance radiale. Néanmoins, une tendance qui n'était pas apparue précédemment dans notre étude de cas, est celle de l'augmentation globale du paramètre κ vers l'extérieur (au-delà de $6 R_S$) comme nous pouvons le constater sur la médiane, superposée en noir.

Dans les régions 2 et 3, le profil du paramètre kappa (croissant vers l'extérieur de la magnétosphère), apparaît donc anti-corrélu avec le profil de température (décroissant vers l'extérieur de la magnétosphère) : à $9 R_S$ le spectre en énergie de la population suprathermique apparaît donc plus dur, et caractérisé par des températures plus élevées, qu'à $15 R_S$ où le spectre en énergie est plus mou et est associé à de plus faibles températures.

Dans la région 1 à l'intérieur de $6 R_S$, le gradient de kappa s'inverse, en même temps que le gradient de température, et les profils y apparaissent corrélés.

Remarquons également que les résultats récents sur les profils de moments des populations d'ions énergétiques Dialynas et al. (2009) montrent que l'indice kappa (γ_1) des ions énergétiques est très proche de celui des électrons, comme observé sur la figure 3.39.

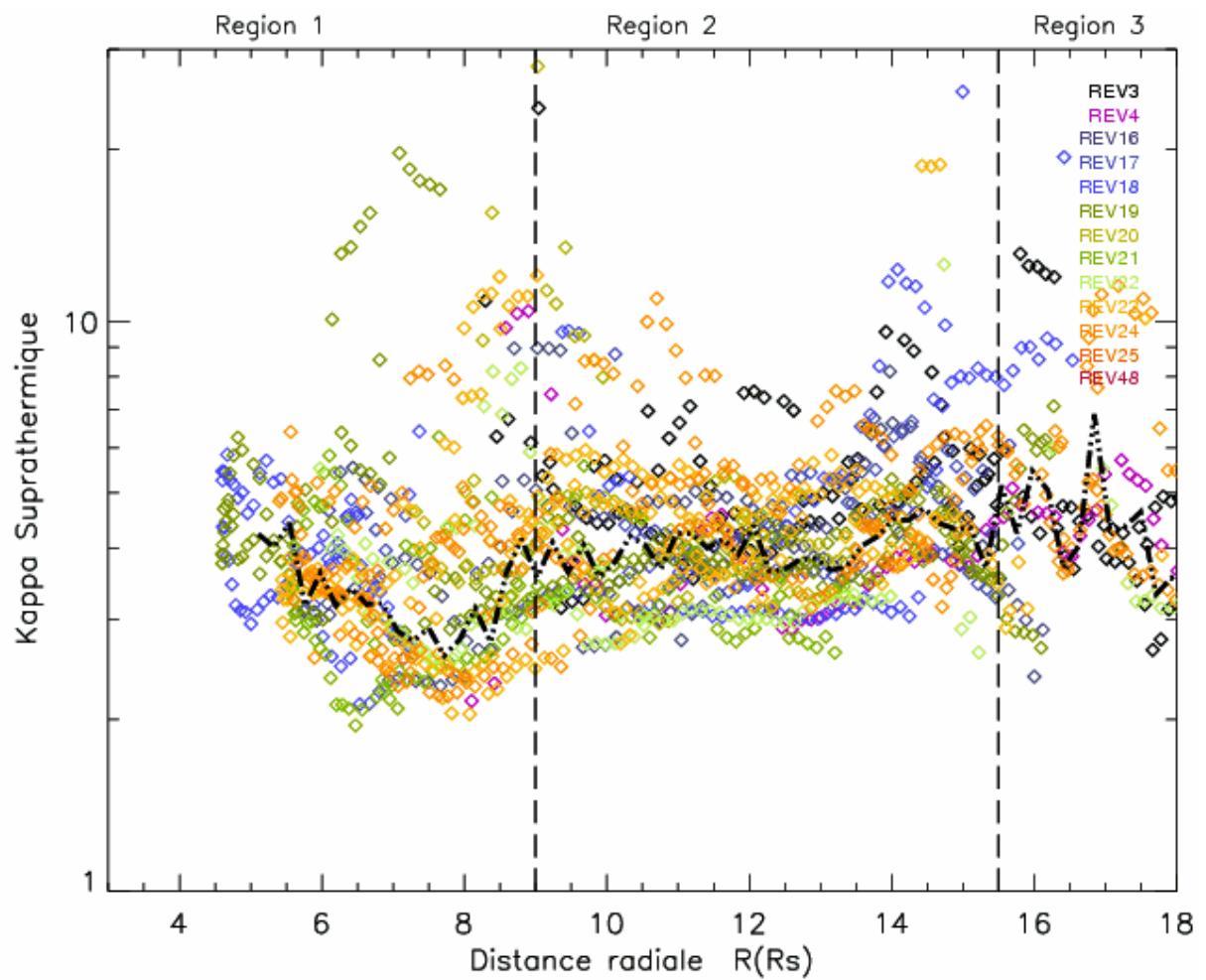


FIG. 3.38 – Profil radial du paramètre kappa de la population suprathermique. Les couleurs représentent les différentes orbites.

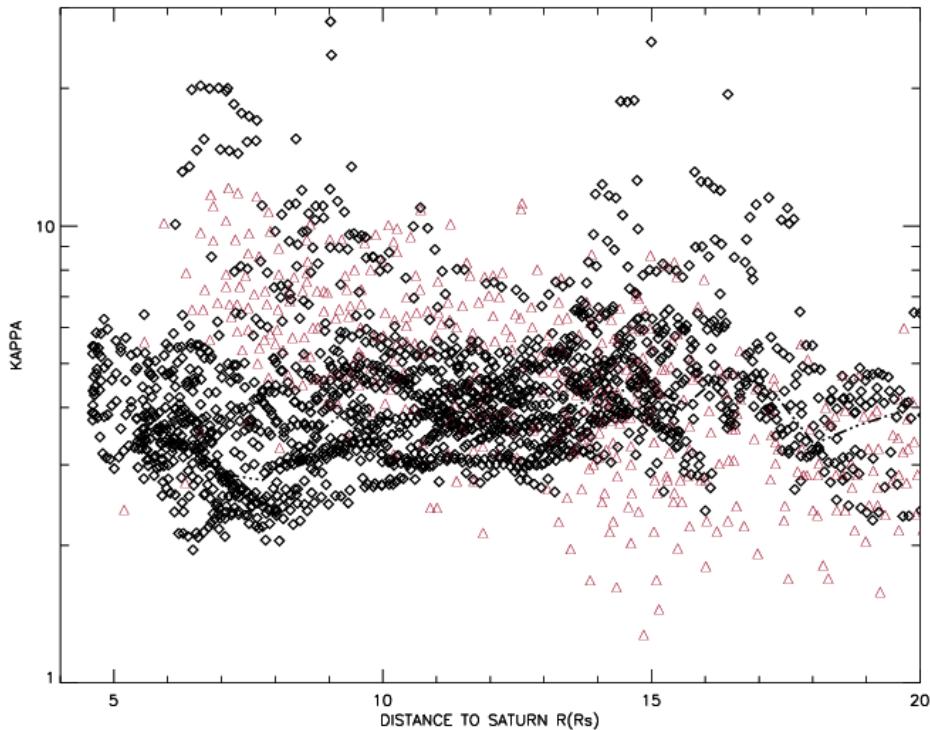


FIG. 3.39 – Profil radial du paramètre κ des électrons suprathermiques (en noir), et du paramètre γ_1 ($=\kappa$) des protons énergétiques (30 keV-2 MeV) (en rouge).

3.2.7 Conclusions

L’analyse des profils montre d’une part une certaine similarité des paramètres macroscopiques d’une orbite à l’autre, ce qui valide l’étude de l’orbite équatoriale rev 24 (Schippers et al. (2008)). D’autre part ceci confirme la stabilité des frontières autour de $9 R_S$ et de $15 R_S$ à plus ou moins $1 R_S$. Nous dressons en figure 3.40, un récapitulatif des principales observations de cette section avec la localisation des différentes régions et frontières et la couverture spatiale observée des populations électroniques.

Notons que bien que relativement similaires, les profils de moments présentent de la dispersion, ce qui révèle une certaine variabilité de l’environnement magnétosphérique qui peut être due soit aux événements dynamiques (instabilités, injections, reconnexions, sous-orages), soit à une asymétrie en temps local (influence du vent solaire), ou en longitude (anomalie magnétique).

La preuve observationnelle d’événements dynamiques d’injections de plasma chaud dans la magnétosphère a été apportée par Burch et al. (2005), Hill et al. (2005), Mauk et al. (2005). Les signatures ont été étudiées de manière statistique par Chen & Hill (2008) : les injections se distribuent de manière aléatoire dans la magnétosphère interne à l’intérieur de $10 R_S$, et ne présentent aucune dépendance en temps local. Par ailleurs, la dynamique de la magnétosphère dépend fortement de celle du vent solaire. En effet, plusieurs preuves observationnelles ont été

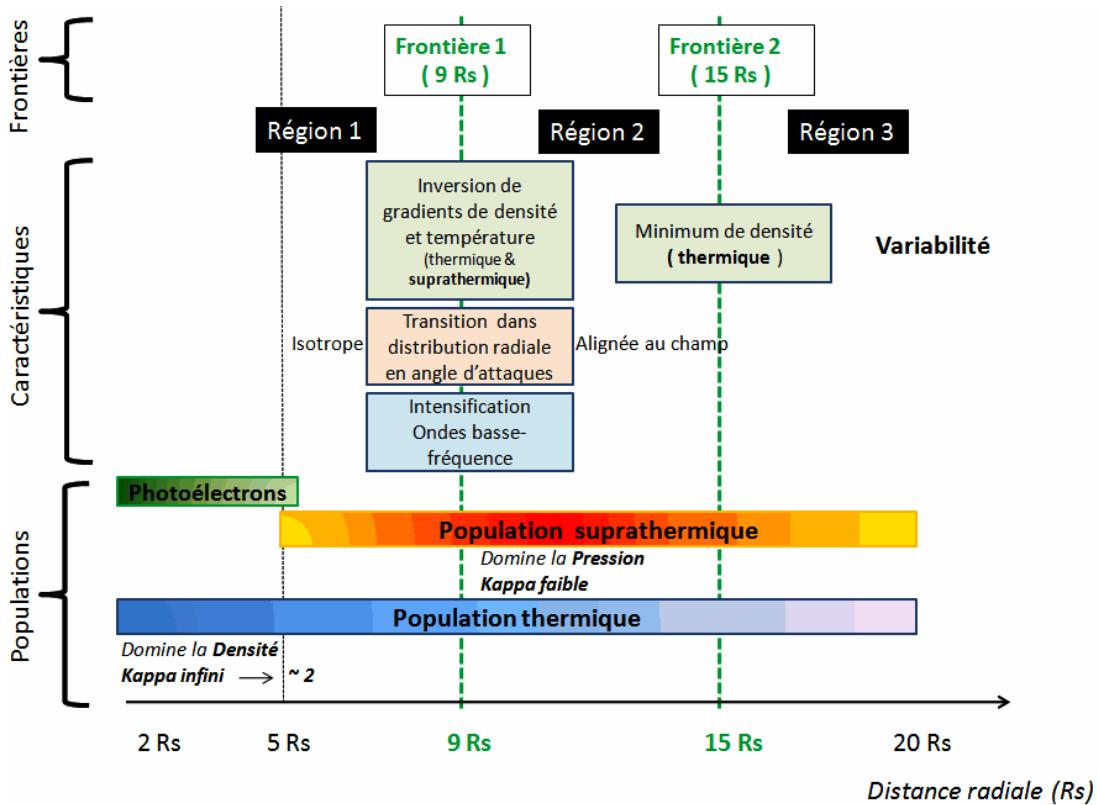


FIG. 3.40 – Résumé des observations des sections 3.1 et 3.2. Les 3 régions identifiées apparaissent, ainsi que les frontières qui les délimitent à 9 et 15 R_S . La couverture radiale des populations électroniques (photoélectrons, populations thermique et suprathermique) est indiquée, dans un dégradé de couleur indiquant l'évolution de la densité.

apportées afin de prouver que la magnétosphère répond à l'activité solaire (Sittler et al., 2006a; Bunce et al., 2007; Arridge et al., 2008b), ie. les variations de la pression et de la vitesse du vent solaire. Nous allons maintenant tenter d'identifier et de séparer les différentes composantes de cette variabilité.

3.3 Populations thermique et suprathermique : Variation en Temps Local dans le plan équatorial

En organisant les paramètres fluides électroniques en fonction du temps local, (jour-nuit et les 4 secteurs du jour) je n'ai observé aucune asymétrie particulière. Un exemple de ce résultat est présenté sur la figure 3.41, qui montre les profils de température et de densité des deux populations comparés entre côté jour (en bleu) et côté nuit (en jaune).

Ce résultat rejoint l'observation de Sergis et al. (2007) sur les profils des protons énergétiques mesurés par l'instrument *MIMI/LEMMS*; ils rapportent que les profils de pression et du paramètre beta des ions dans le plan équatorial ne présentent pas d'asymétrie particulière

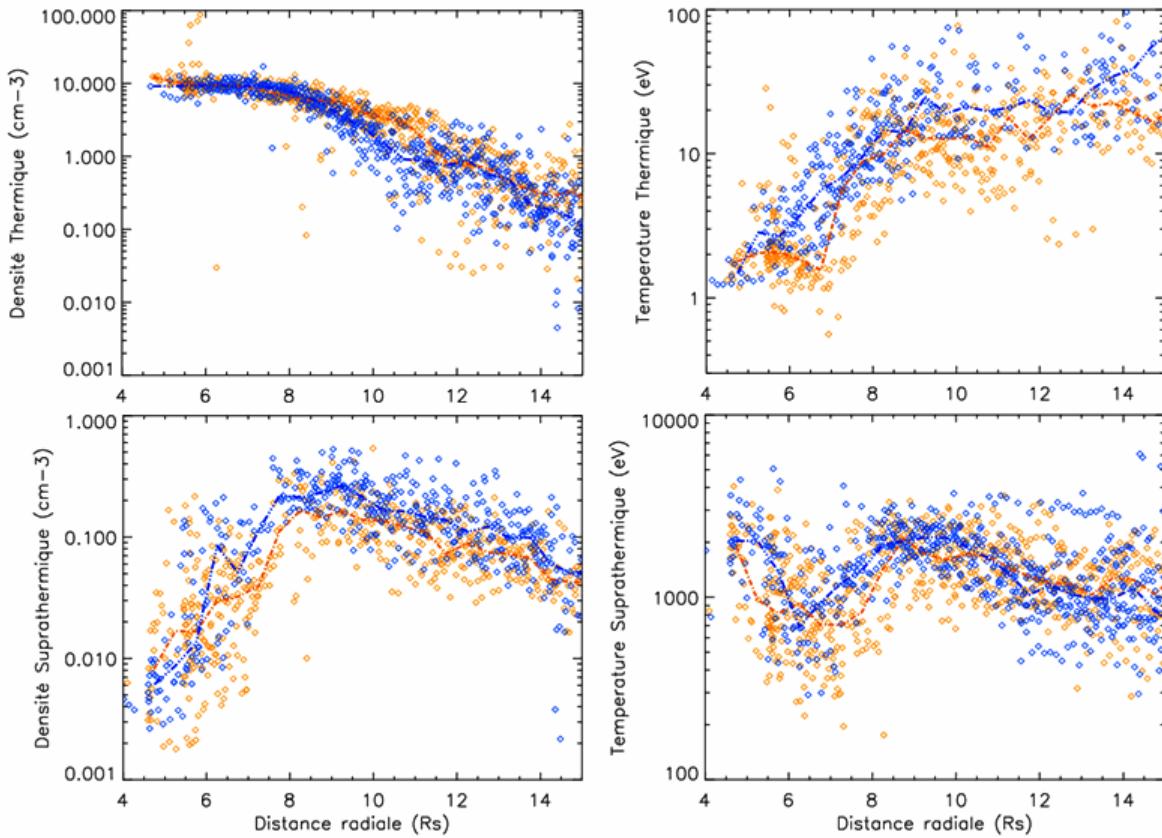


FIG. 3.41 – Profil radial des densité et température des populations thermique (en haut) et suprathermique (en bas). En jaune : côté jour (6h-18h), en bleu : côté nuit(18h-6h). Le profil des médianes est superposé.

dans le repère en temps local. Dans le plan équatorial de la magnétosphère kronienne interne et moyenne, nous pouvons donc considérer que la distribution du plasma magnétosphérique est en première approximation axisymétrique en temps local dans la magnétosphère interne.

3.4 Populations thermique et suprathermique : Variation en longitude

Nous avons vu (chapitre 1, 1.3.6) que l'intensité radio-kilométrique (Warwick et al., 1981) est modulée à une périodicité d'environ 10h et que cette modulation ne s'explique pas par le décalage ($\simeq 0$) entre les axes de rotation et magnétique de la planète. De plus, cette période dérive en fonction du temps (Galopeau & Lecacheux, 2000). Avec l'arrivée de Cassini, les données radio RPWS ont confirmé l'évidence de l'allongement de la période de la modulation de l'émission *SKR* (figure 3.42).

Si l'origine de la variabilité de l'émission aurorale est reliée aux processus dans la magnétosphère même, alors un repère en longitude basé sur la périodicité en dérive de l'émission

SKR est susceptible de mieux organiser les phénomènes magnétosphériques que la longitude officielle définie par l'IAU (périodicité fixe).

3.4.1 Système de longitude SLS3

Kurth et al. (2007) ont ainsi établi un système de longitude basé sur la période de l'émission SKR, variable en fonction du temps (figure 3.41).

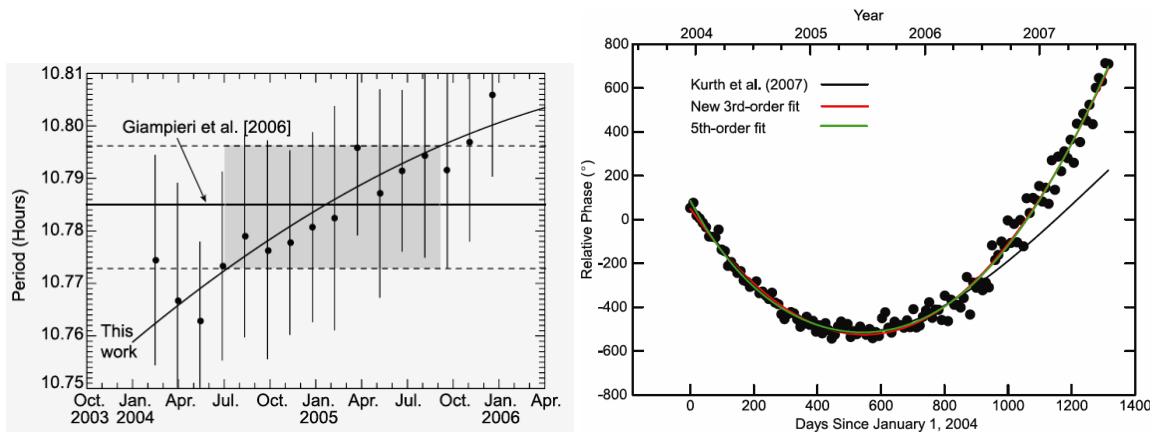


FIG. 3.42 – A gauche : Périodicité de l'émission radio-kilométrique de Saturne SKR, en fonction du temps. Une dérive de quelques pourcents est observée sur quelques années d'observation (Kurth et al., 2007). A droite : Phase de l'émission SKR en fonction du temps (à compter à partir de l'année 2004), un ajustement $\phi(T)$ en loi polynomiale a été ajusté au profil. (Kurth et al., 2007)

La période de rotation de la planète étant fixée à ω_0 , la longitude λ est donnée par :

$$\lambda = C_0 + \omega_0 T \quad (3.4)$$

où C_0 est une constante et T est le temps en jours.

Pour tenir compte de la variabilité de la période à long terme, un décalage en phase dépendant du temps, $\Phi(T)$, est introduit dans l'expression (3.5). La longitude subsolaire se définit alors par :

$$\lambda_{soleil} = C_0 + \omega_0 T + \Phi(T) \quad (3.5)$$

Kurth et al. (2008) ont ajusté un modèle en loi polynomiale au décalage en phase observé depuis 2004. Les modèles ajustés de $\Phi(T)$ (ordre 3 en rouge, ordre 5 en vert) sont présentés sur la figure 3.42 (à droite) en fonction du temps, superposés à la phase mesurée (points noirs).

En pratique, il est d'usage d'utiliser la longitude de la sonde λ_{SC} :

$$\lambda_{SC} = \lambda_{soleil} + (12 - LT_{SC} 15^\circ) \quad (3.6)$$

où LT_{SC} est le temps local de la sonde au moment de la mesure

Nous utiliserons dans ce travail ce nouveau système de longitude, basé sur la période variable de l'émission SKR, le système de longitude SLS3.

3.4.2 Organisation des paramètres fluides des populations d'électrons dans SLS3

Persoon et al. (2005) ont étudié les profils radiaux de densité f_{UH} déduits de l'analyse de 5 passages équatoriaux de Cassini et rendu compte de la variabilité de la densité des électrons à l'intérieur de $5 R_S$. Gurnett et al. (2007) ont alors organisé les densités électroniques (figure 3.43) en fonction de la longitude SLS3 et mis en évidence une variation sinusoïdale de la densité dans ce repère à l'intérieur de la région $3-5 R_S$ (orbite d'Encelade) dont le maximum est localisé autour de 330° .

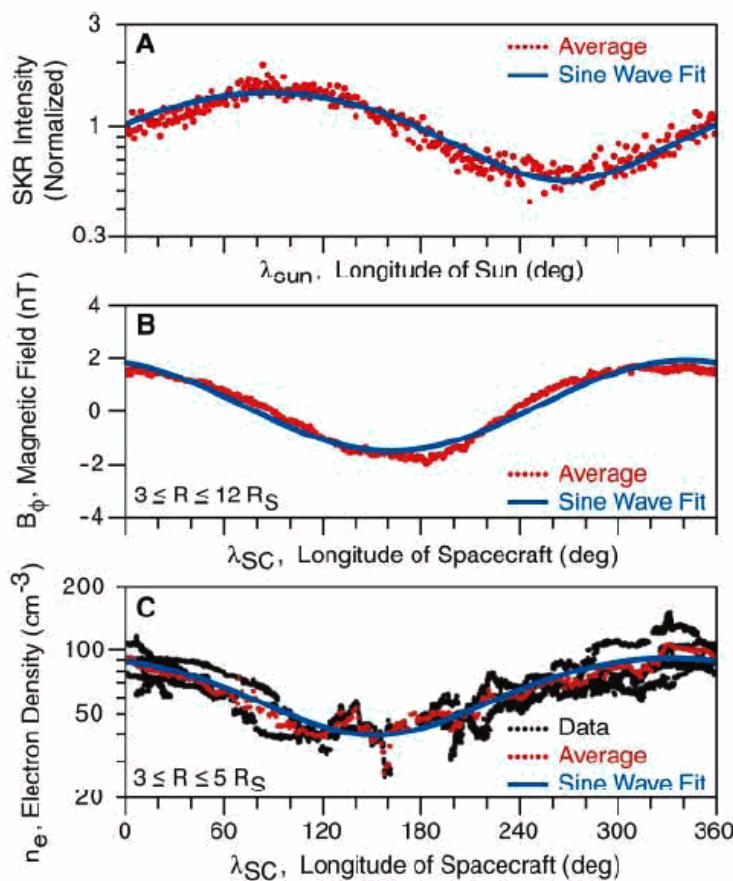


FIG. 3.43 – Haut : Profil de l'intensité de l'émission SKR en fonction de la longitude solaire. Milieu : Profil de la composante azimutale B_ϕ du champ magnétique en fonction de la longitude SLS3 dans la région $3-12 R_S$. Bas : Profil de la densité des électrons en fonction de la longitude SLS3 dans la région $3-5 R_S$ (Gurnett et al., 2007).

Cette modulation rotationnelle est-elle visible dans d'autres régions ? Est-elle visible aussi

bien sur les moments de la population suprathermique que sur les moments de la population thermique ?

Pour étudier cela, j'ai regroupé les moments par intervalle de distance radiale de 2 à 3 R_S de largeur, et ensuite organisé les moments en fonction de la longitude SLS3. J'ai établi ensuite la médiane des données dans des intervalles de 10° afin d'obtenir des profils moyens des paramètres macroscopiques en fonction de la longitude.

L'organisation des moments des populations thermique et suprathermique dans le repère en longitude SLS3 a révélé une modulation rotationnelle flagrante dans la région comprise entre 6 et $9R_S$. La figure 3.44 présente le résultat de l'organisation des moments densité et température des populations électroniques calculés pour les orbites équatoriales de Cassini.

Nous observons que :

- Tous les paramètres fluides, densité et température, des populations thermique et suprathermique suivent une modulation sinusoïdale dans le repère en longitude SLS3.
- La modulation de tous les paramètres apparaît en phase, avec des maxima à la même longitude, d'une valeur de près de 340° .
- La modulation de densité des électrons suprathermiques est de l'ordre de 2, ce qui correspond exactement à la modulation des densités d'électrons froids observée par Gurnett et al. (2007) dans la région $3\text{-}5 R_S$. La variation d'amplitude de la modulation de la température thermique est de $\simeq 3.5$, celle de la température autour de $\simeq 2.6$.

La similitude entre les profils longitudinaux des moments d'électrons froids et chauds révèle par ailleurs un couplage important entre les deux populations, thermique et suprathermique. Nous reviendrons sur cette observation au chapitre 4 (sections 4.3.2 et 4.4.2).

3.4.3 Comparaison avec autres observations

Carbary et al. (2007) ont organisé les données de particules énergétiques de MIMI/LEMMS (28-48 keV) en fonction de la longitude SLS3. Un motif de spirale dans le repère en quasi-corotation est mis en évidence, correspondant à une dérive en longitude des pics d'intensité entre $10 R_S$ et $60 R_S$. Pour expliquer la modulation rotationnelle dans la magnétosphère externe,

Burch et al. (2008) ont organisé les données plasma, électrons et ions, en fonction de la longitude SLS3 et ont identifié une dérive lente du maximum de la modulation autour de $10\text{-}20^\circ$ de longitude entre 15 et $25 R_S$ (figure 3.45).

Arridge et al. (2008a) ont identifié une modulation rotationnelle des flux d'électrons à près de $20 R_S$ (orbite de Titan) avec un maximum à près de 350° +ou- 20° de longitude (SLS3), proche de la variation sinusoïdale observée par Gurnett et al. (2007) à l'intérieur de $5 R_S$.

L'organisation des données de la composante B_ϕ du champ magnétique en fonction de la longitude SLS3 (Gurnett et al., 2007) met également en évidence une modulation de cette composante dans toute la magnétosphère (figure 3.45). Entre 3 et $12 R_S$, la phase et l'amplitude de

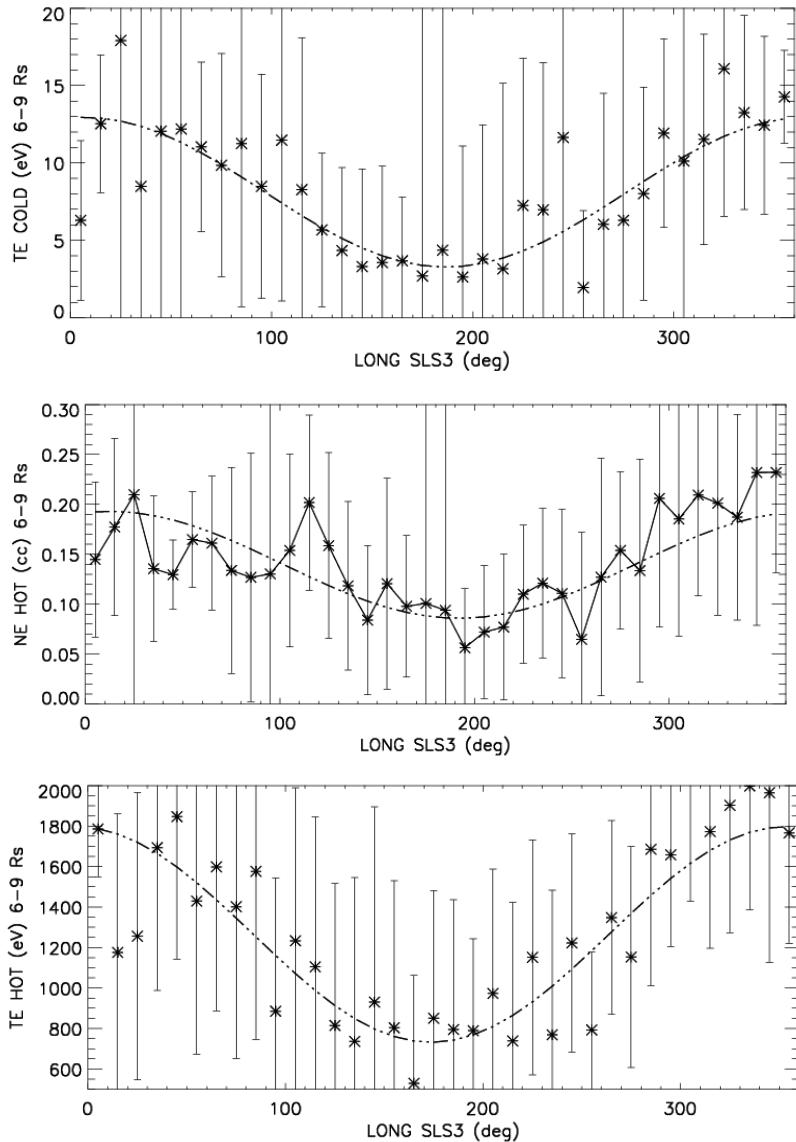


FIG. 3.44 – Profils de moments densité et température de la population thermique (panneaux 1 et 2) et de la population suprathermique (panneaux 3 et 4) organisés en fonction de la longitude SLS3, dans la région comprise entre 6 et 9 R_S .

B_ϕ sont à peu près constantes et maximisent autour de 330° en longitude. Au-delà de 12 R_S , il apparaît un déphasage et une diminution de l'amplitude de signal qui croissent en fonction de la distance radiale.

Nous avons superposé et comparé les différentes jeux de modulation rotationnelle sur les données. Dans la région 6-9 R_S , le maximum de notre modulation sur les moments des populations électroniques thermique et suprathermique apparaissent en phase avec le pic d'intensité de la composante azimuthale B_ϕ du champ magnétique.

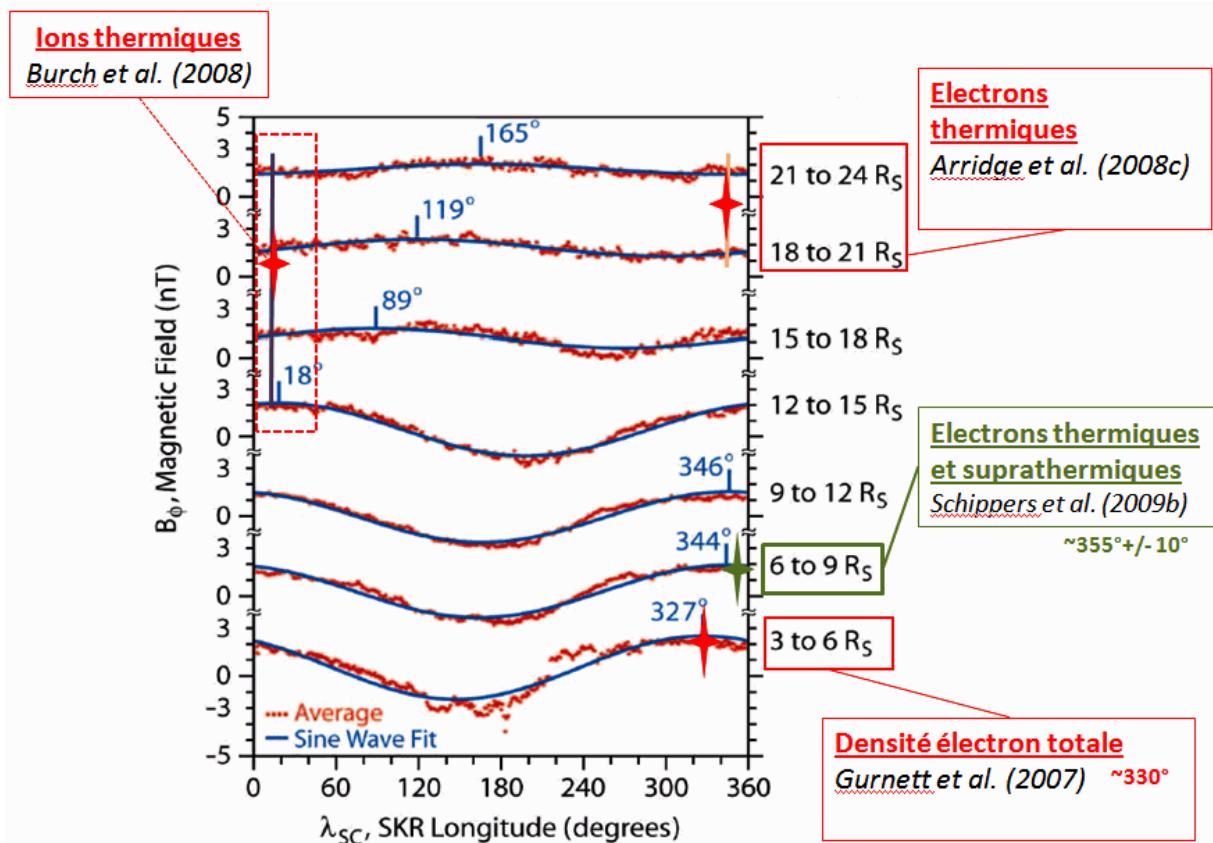


FIG. 3.45 – Profil de l'intensité de la composante azimutale du champ magnétique en fonction de la longitude SLS3 par distances radiales + ou - 3 R_S (Gurnett et al., 2007). La position du maximum des profils de densité et de température des populations suprathermiques que nous avons déterminé (355°) est superposé en vert dans la région comprise entre 6 et 9 R_S . Par comparaison, le maximum de flux de plasma entre 15 et 25 R_S (Burch et al., 2008), de flux d'électrons autour de 20 R_S (Arridge et al., 2008a) et de la densité totale des électrons dans la région entre 3 et 5 R_S (Gurnett et al., 2007) ont été superposés en rouge.

3.5 Populations étendues : Variation en latitude

Nous avons jusqu'à présent présenté les résultats de moments des populations électroniques dans le plan équatorial. Écartons-nous maintenant de ce plan pour étudier le profil de moments en latitude. Pour cela, nous utilisons les orbites non-équatoriales ; pour chacune d'elle la sonde Cassini croise chaque ligne de champ 2 fois, le plus souvent à des latitudes différentes. Sur base d'une bonne statistique d'orbites variées, il est possible, pour une coquille magnétique donnée, de couvrir une gamme étendue de latitude suffisante pour voir varier les paramètres électroniques le long d'une ligne de champ. Cette section présente les profils en latitude pour des lignes de champ L comprises entre $L = 4$ et $L = 10$, à l'aide des données des orbites (rev A,B,6,7, et rev 8) avec une résolution en L de l'ordre 0.1.

3.5.1 Profil des électrons froids

Densité

Le profil de densité à différentes valeurs de L est présenté sur la figure 3.46. Il montre que le plasma est confiné autour du plan équatorial, où la densité atteint son maximum. Nous modélisons la dépendance de la densité n en fonction de l'altitude z via une approximation à l'ordre 0 (Gledhill, 1967) :

$$n(z) = n_{eq} \exp(-(z/H_{pl})^2) \quad (3.7)$$

où H_{pl} la hauteur d'échelle de la densité du plasma, est ajustée aux profils. Nous remarquons cependant que le profil en latitude comprend une certaine variabilité. Celle-ci pourrait être reliée à la modulation rotationnelle observée dans le plan équatorial (chapitre précédent). Il faut y veiller lorsqu'il s'agit de déterminer la hauteur d'échelle (figure 3.47).

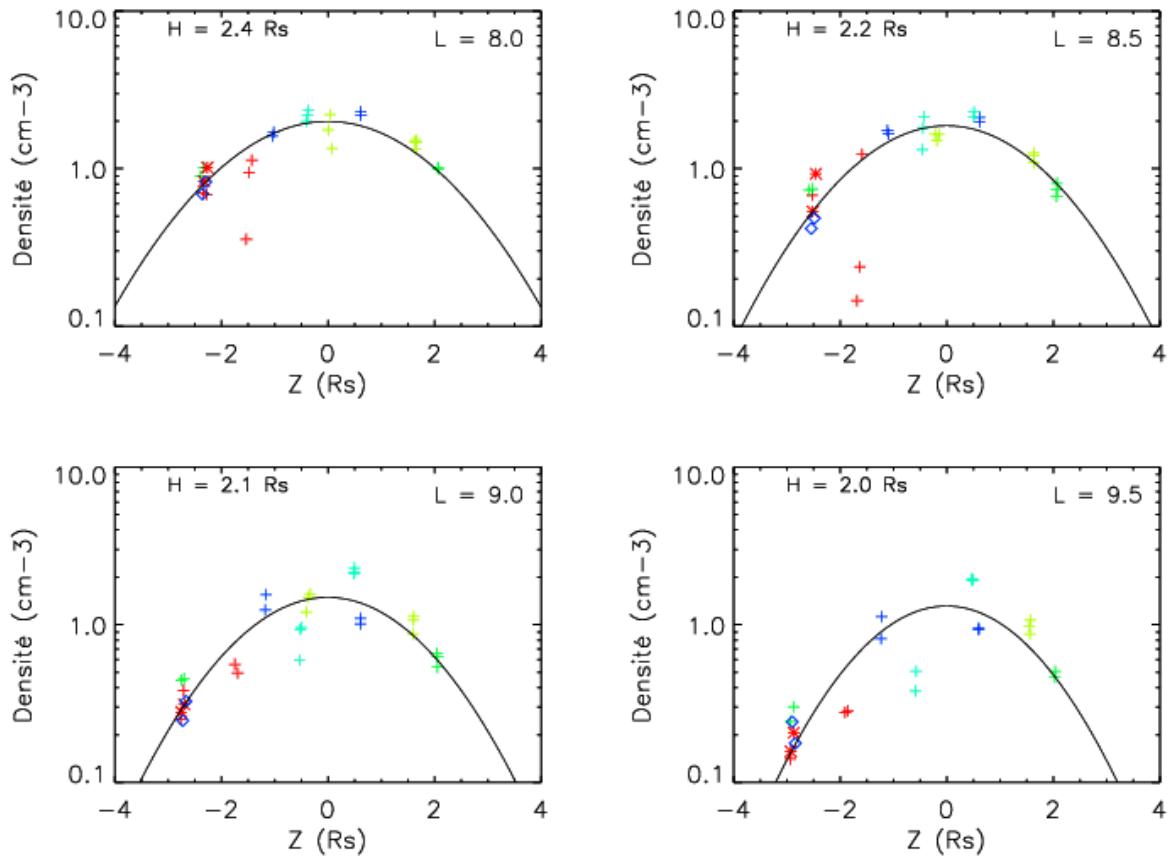


FIG. 3.46 – Profil de la densité de la population thermique en fonction de l'altitude z (repère équatorial) à $L = 8.5, 9, 9.5$ et 10 .

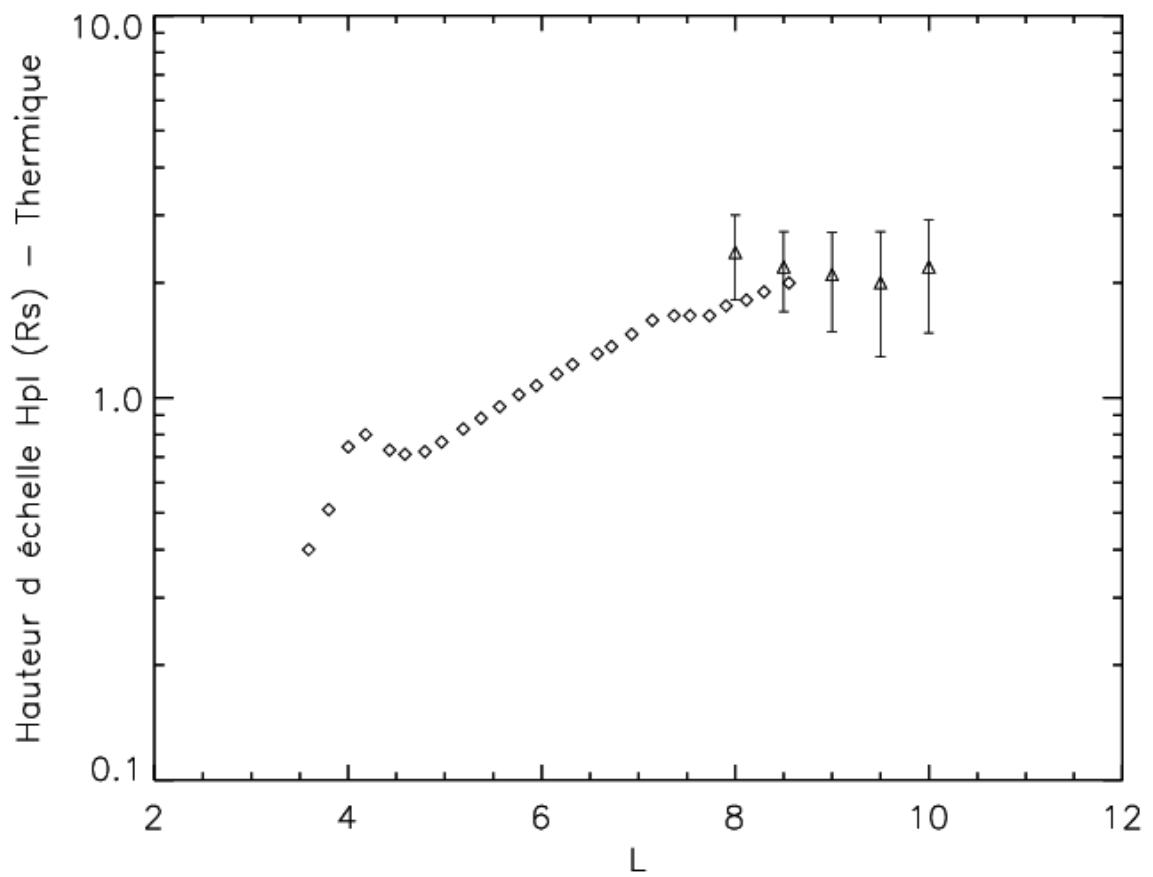


FIG. 3.47 – Echelle de hauteur de la couche de la population d'électrons thermiques de (Persoon et al., 2006) (en losanges), et échelle de hauteur que nous avons déduit de notre analyse au-delà de $8 R_S$ (en triangles).

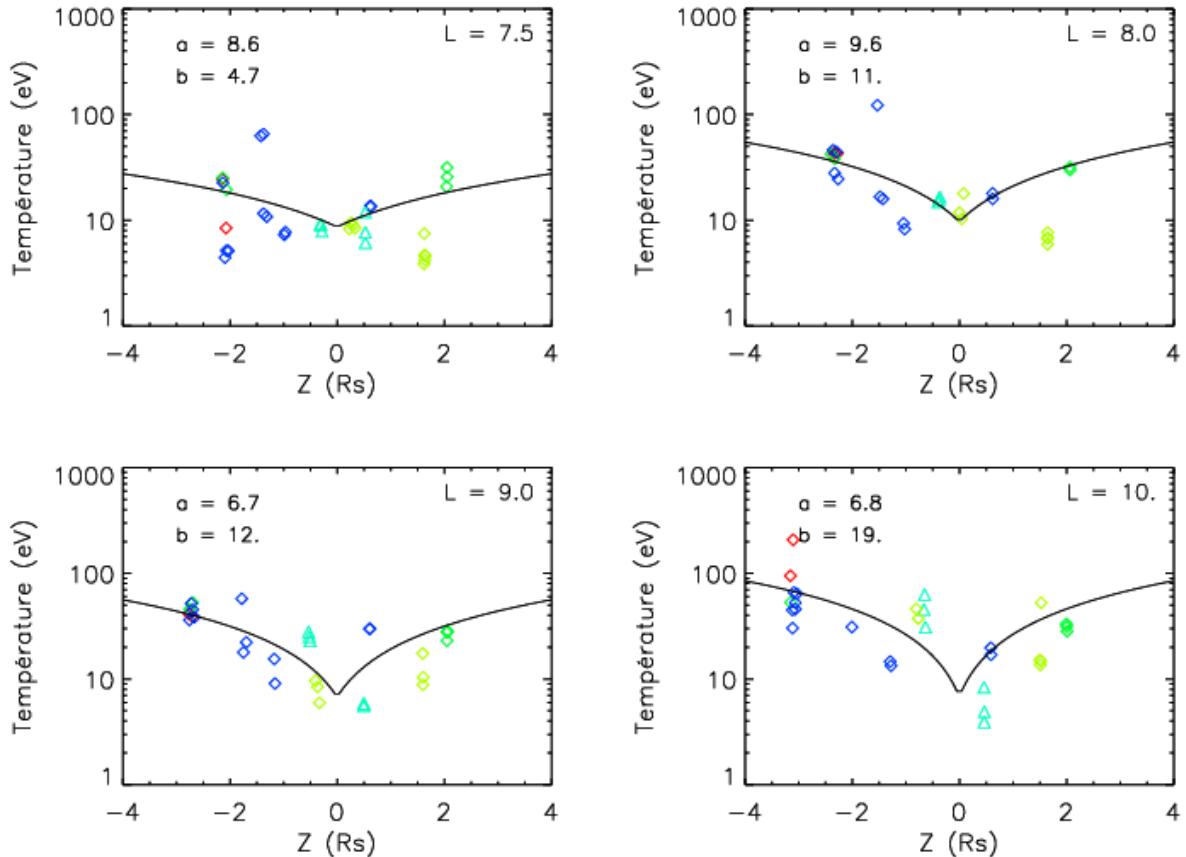


FIG. 3.48 – Profil de la température de la population thermique en fonction de l'altitude z (repère équatorial) à différents Lshell. Pour chacun des profils en altitude, nous avons ajusté un modèle empirique du type $T_{e_{th}} = a + bZ$. A $L=7.5$: $(a,b)=(8.6,4.7)$. A $L=8$: $(a,b)=(9.6,11.2)$. A $L=9$: $(a,b)=(6.7,12.3)$. A $L=10$: $(a,b)=(6.8,19)$.

Température

Le profil de température est présenté sur la figure 3.48. Il montre que la température électronique varie le long de la ligne de champ et augmente vers les hautes latitudes.

Loi polytrope

Nous observons que le profil de température est anti-corrélué au profil de densité. Une telle relation d'anti-corrélation entre densité et température le long d'une coquille magnétique a également été observée dans la magnétosphère jovienne par Meyer-Vernet et al. (1995); Moncuquet et al. (2002) dans le cadre de l'analyse des données plasma dans le tore d'Io. Le passage de la sonde Ulysse le long d'une coquille magnétique avait révélé que les températures suivaient une loi dite polytrope $Te \propto n_e^{\gamma-1}$ où l'indice $\gamma < 1$ appelé indice polytrope est relié au paramètre κ via la relation :

$$\gamma = 1 - \frac{1}{\kappa - 1/2} \quad (3.8)$$

Dans le cas d'un équilibre diffusif, l'indice γ vaut 1 et la température demeure constante le long de la ligne de champ. Dans le cas présent, l'indice γ est inférieur à 1.

Cette observation confirme que le plasma n'est pas à l'équilibre diffusif (ce qui induirait que la température reste constante le long de la ligne de champ) et valide l'utilisation (chapitre 3) d'un modèle la distribution kappa pour modéliser cette population thermique visiblement hors équilibre. Une description cinétique devrait en toute rigueur être utilisée pour décrire la distribution du plasma le long des lignes de champ.

La loi polytrope constitue donc un moyen de déterminer autrement le paramètre κ d'une distribution, sans passer par l'ajustement du modèle aux spectres de données. La figure 3.49 présente pour chaque ligne de champ donnée les valeurs de température (eV) en fonction de la densité (cm^{-3}). L'indice kappa résultant est assez proche de la valeur de kappa déterminée par ajustement des spectres composites (sections 3.2.2.4 et 3.2.6.1).

3.5.2 Profil des électrons chauds

Tout comme pour les électrons thermiques, nous avons organisé les moments de la population suprathermique en fonction de l'altitude. La figure 3.50 montre le profil en altitude de la densité des électrons suprathermiques. Malgré la dispersion dans le jeu de données, il apparaît que l'échelle de hauteur des électrons suprathermiques est plus élevée que celle des électrons thermiques. A l'époque de Voyager, Sittler et al. (1983) avaient montré que les régions hors-équateur étaient majoritairement peuplées de plasma chaud alors que les régions équatoriales étaient plutôt constituées de plasma froid et dense (chapitre 1, section 1.3.3).

Afin d'améliorer la qualité de nos résultats, il nous faudra augmenter la statistique, et en par-

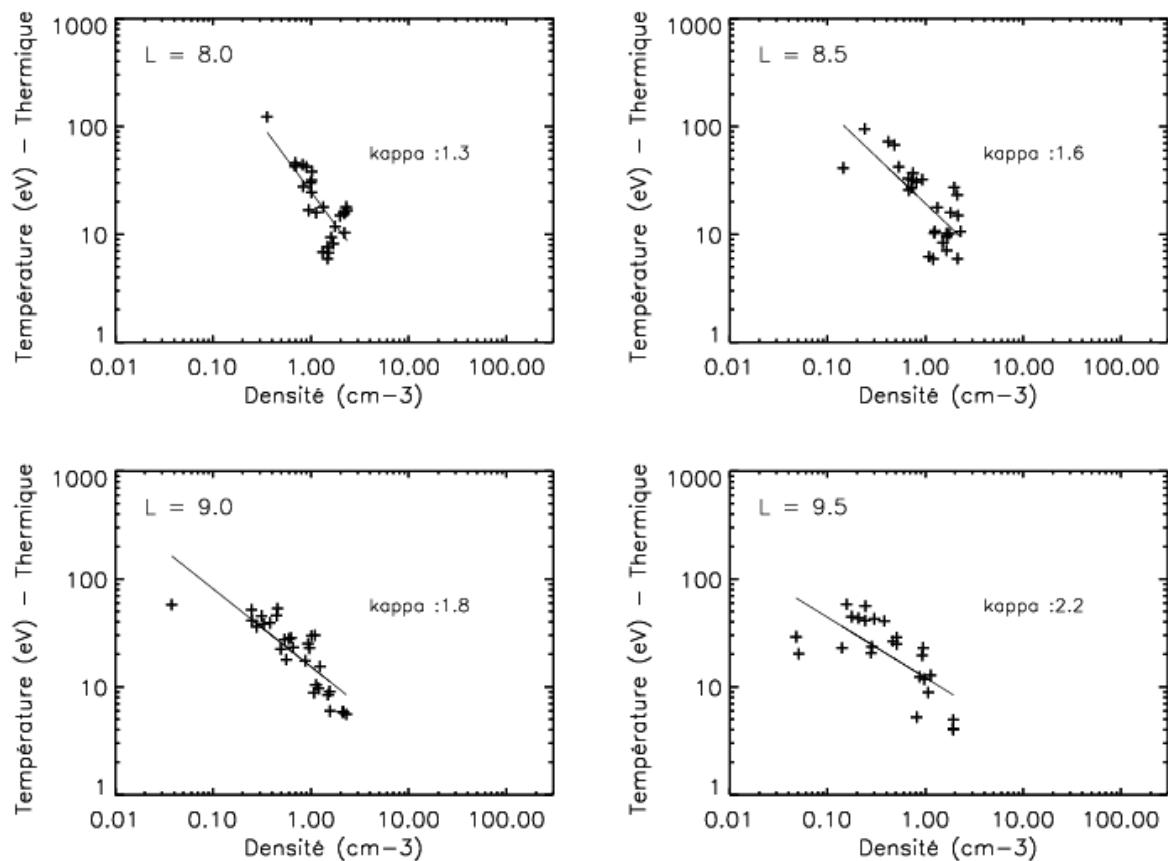


FIG. 3.49 – Relation entre la densité et la température de la population thermique. La pente de cette caractéristique fournit une estimation du paramètre κ .

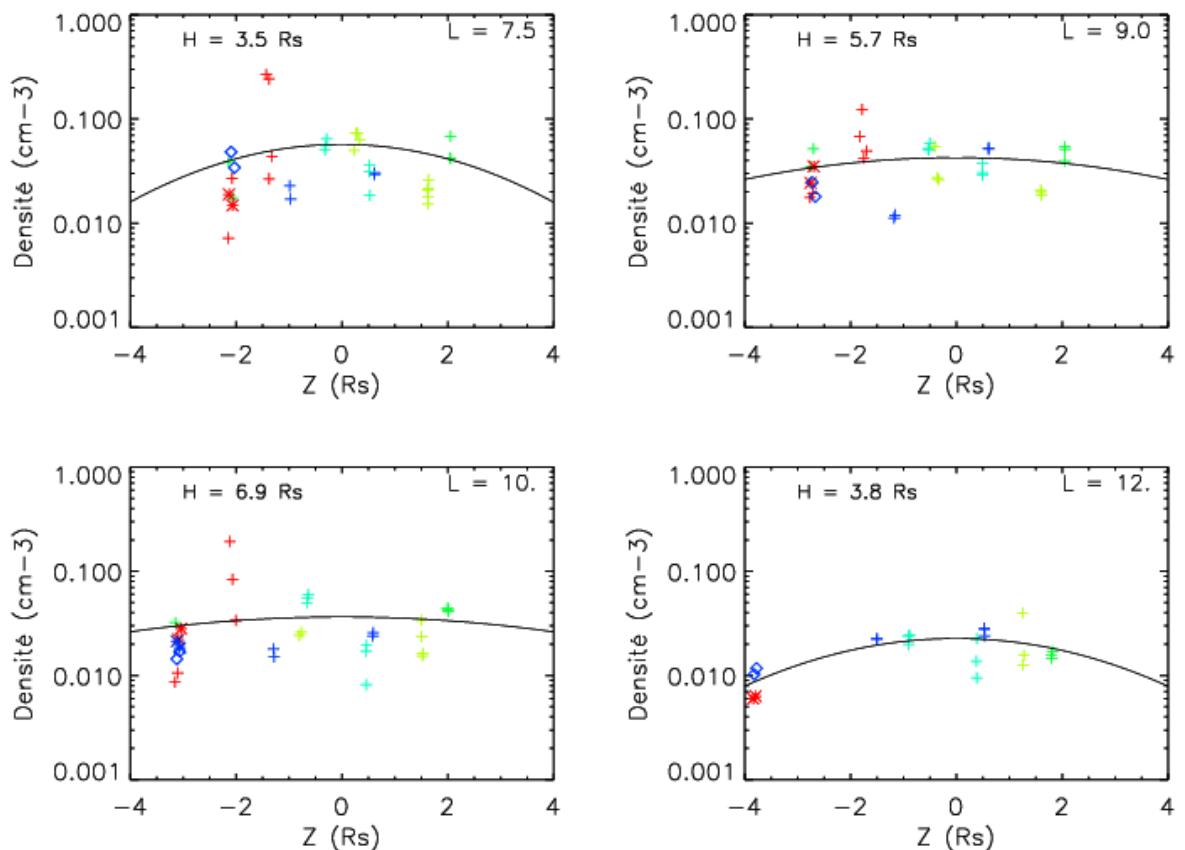


FIG. 3.50 – Profil de la densité de la population thermique en fonction de l'altitude z (repère équatorial) à $L=7,9,10,12$.

ticulier étudier les trajectoires pour lesquelles la sonde Cassini longe les coquilles magnétiques (à L constant).

3.6 Modèle de distribution le long des lignes de champ

A partir de l'équation de mouvement parallèlement à une ligne de champ, il est possible de déterminer le profil de densité des populations de plasma le long de cette ligne de champ.

3.6.1 Etude de l'équilibre diffusif à partir des équations MHD

Nous présentons en annexe B les bases du modèle de l'équilibre diffusif le long des lignes de champ. Ce modèle simplifié suppose des populations à l'équilibre, dans l'approximation MHD. Nous avons cependant observé que les populations électroniques ne sont en général pas modélisables par des fonctions maxwelliennes (à l'équilibre) mais leur caractère *kappa* suggère un traitement non-thermique, cinétique. Nous n'avons pas eu l'occasion durant cette thèse de développer un modèle de distribution cinétique et ceci devra faire l'objet d'une étude ultérieure. Nous nous contenterons donc, comme premier modèle d'approximation de distribution des populations d'électrons le long des lignes de champ, d'un modèle à l'équilibre diffusif.

Nous considérerons dans ce modèle, que nous limiterons à la région 1 :

- 1 population électronique isotrope de densité ne_{th} et de température Te_{th} obtenues à l'aide de notre méthode d'ajustement des spectres CAPS/ELS-MIMI/LEMMS combinés au données RPWS)
- 1 population ionique anisotrope, des ions lourds de densité nw , de température Tw_{\perp} et Tw_{\parallel} , perpendiculaire et parallèle aux lignes de champ. Ces données nous ont été fournies par l'équipe CAPS/IMS LANL).
- Enfin nous considérons un modèle de champ magnétique dipolaire.

3.6.2 Application à l'orbite rev 19

L'équipe CAPS/IMS a déterminé les moments d'ions pour quelques orbites équatoriales. Etant donné la difficulté de produire ces moments, la direction de vue de l'instrument n'offrant souvent qu'une partie de la distribution des ions (non dirigée vers la direction de corotation), la couverture radiale des moments pour une orbite donnée est faible. Parmi les orbites équatoriales, les données de l'orbite rev 19 ont une bonne couverture spatiale. Nous avons donc utilisé les données de cette orbite afin de déduire pour chaque mesure à l'équateur, la distribution en latitude des densité, que nous comparons ensuite aux profils densités des orbites non-équatoriales (f_{UH}). Le résultat est présenté en figure 3.51.

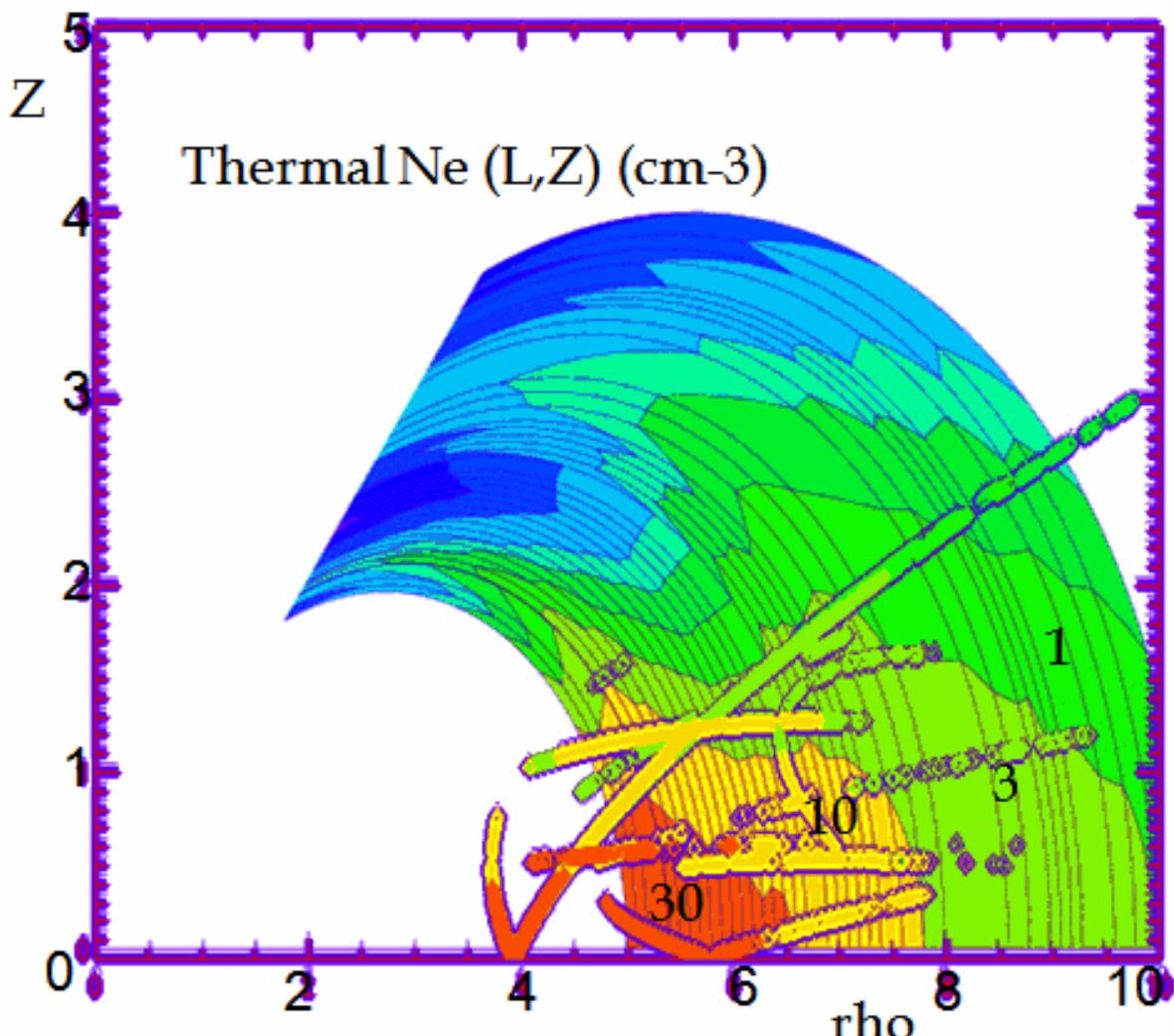


FIG. 3.51 – Cartographie dans le plan (ρ, z) de la densité des électrons thermiques dans la magnétosphère interne de Saturne (région 1) à partir de notre modèle d'équilibre diffusif. Les densités obtenues par Persoon et al. (2005) le long de quelques orbites de Cassini sont superposées à notre carte.

3.7 Comparaison avec les profils électroniques de Voyager

A l'époque de Voyager, les moments de la fonction de distribution des électrons ont été déterminés via intégration du spectre d'électrons :

- Richardson & Sittler (1990); Richardson (1998) ont calculé les moments séparés des populations thermiques et suprathermiques à partir de l'instrument de basse énergie PLS ($E < 6$ keV).
- Richardson (1995) ont extrapolé les données de Voyager à l'équateur.
- Maurice et al. (1996) ont déterminé les moments totaux de la composante électronique à partir de l'intégration des spectres composites des instruments PLS et LECP ($E < 1200$ keV).

Nous proposons dans cette section de comparer les profils de moments des populations électroniques déterminés à l'époque de Voyager avec les profils des moments que nous avons déterminés au cours de cette thèse. En raison de la dispersion des moments observée dans les profils (cf. section 3.2.6, étude statistique), nous utiliserons ici le profil de la médiane des moments.

3.7.1 Comparaison des densités

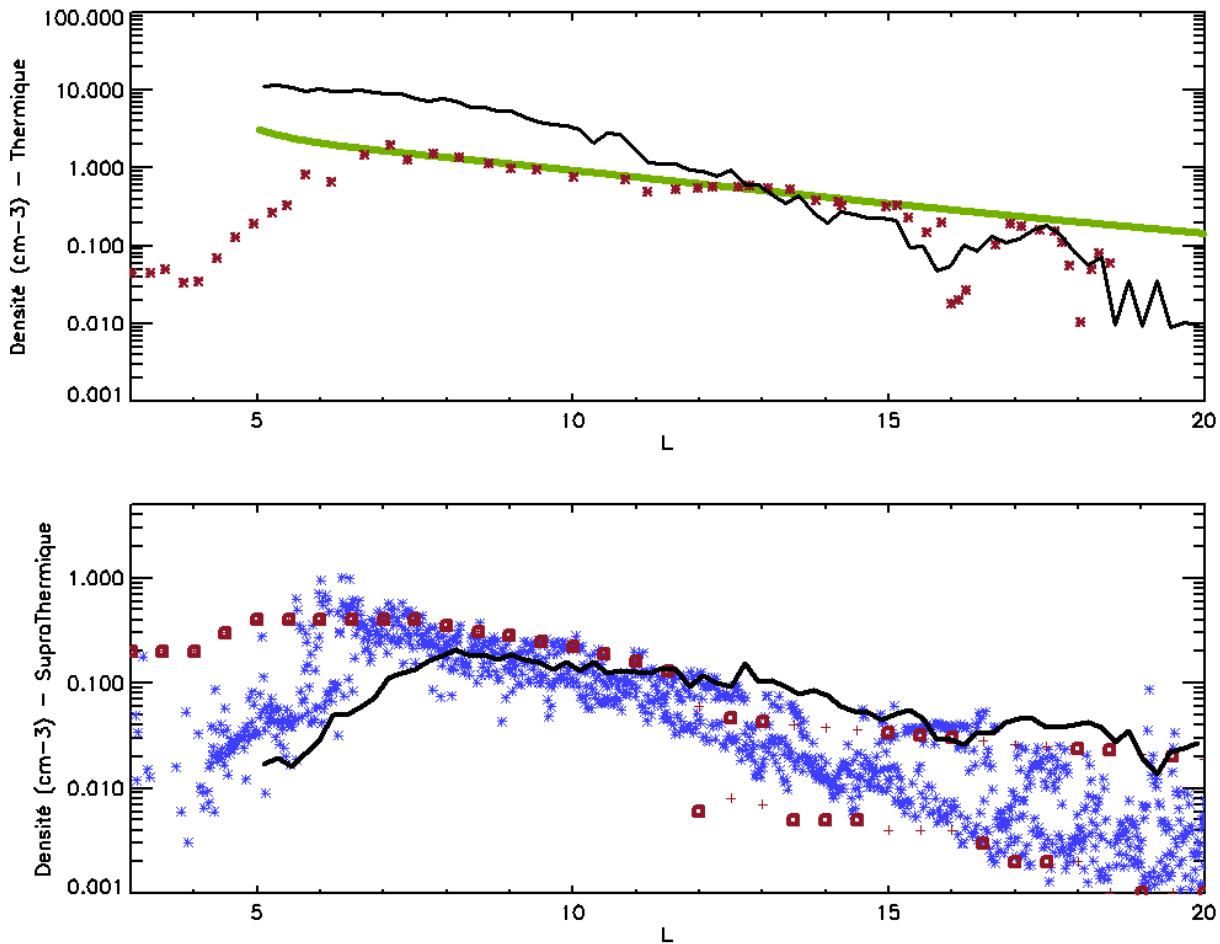


FIG. 3.52 – En haut : Profil de densité de la population thermique. La médiane des densités à l'équateur (statistique équatoriale, section 3.2.6.1) est en noir. La densité de Maurice et al. (1996) pour Voyager 2 est en rouge. Le modèle de densité de Persoon et al. (2006) (variation radiale et échelle de hauteur) est superposé en bleu. En bas : Profil de densité de la population suprathermique. La médiane des densités à l'équateur (statistique équatoriale, section 3.2.6.2) est en noir. La densité de Voyager 2 obtenue au PDS (Planetary Data System) est superposée en bleu. La densité extrapolée à l'équateur de Voyager de Richardson (1995) est superposée en rouge.

La figure 3.52 présente les jeux de données de densité de Voyager et de Cassini pour les populations thermique (en haut) et suprathermique (en bas).

3.7.1.1 Composante thermique

Dans le haut de la figure 3.52, nous comparons la médiane des densités de la population thermique déterminée par notre méthode à l'équateur (en noir), le profil de densité déduit de Maurice et al. (1996) (en rouge) et le modèle de densité de Persoon et al. (2006) adapté à la trajectoire inclinée de Voyager (en vert).

Nous observons d'abord qu'à l'intérieur de $13 R_S$, les densités de Voyager sont inférieures aux densités à l'équateur de Cassini, ceci étant dû au fait que la trajectoire de Voyager est inclinée et sonde des régions à plus haute latitude où la densité est moindre (figure 3.46). Dans la région 3, soumise à davantage de variabilité, les densités apparaissent plus similaires. Nous observons ensuite un très bon accord entre les profils de densité de Voyager et du modèle de densité de Cassini (en vert) au-delà de $6 R_S$. L'accord est moins bon à l'intérieur de $6 R_S$, dû au fait que la méthode d'intégration directe de Maurice et al. (1996) ne fournit que des moments partiels (limite basse de l'instrument à 10 eV), or l'essentiel de la densité dans ces régions est porté par le plasma froid.

3.7.1.2 Composante suprathermique

Dans le bas de la figure 3.52, nous comparons la médiane des densités de la population suprathermique déterminée à l'équateur (en noir), le profil de densité de Voyager 2 obtenu au PDS (Planetary Data System, Richardson & Sittler (1990); Richardson (1998)) (en bleu) et le profil de densité de Richardson (1995) extrapolé à l'équateur (en rouge).

Nous observons qu'à l'intérieur de $13 R_S$, les densités de Voyager sont semblables voire supérieures aux densités équatoriales de Cassini. Or nous avons vu que les électrons suprathermiques ne subissent pas un confinement aussi important (figure 3.50) que les électrons thermiques à l'équateur, nous nous attendons à avoir des densités similaires. Rappelons aussi que Richardson (1995, 1998) ont dérivé les moments (séparés) des populations thermique et suprathermique via une méthode d'intégration directe, en ne se basant que sur les données de l'instrument de basse énergie PLS (< 5 keV). Nous avons vu (chapitre 2, section 2.4.1) que cette méthode est plus délicate à appliquer pour séparer les populations thermique et suprathermique.

3.7.2 Comparaison des températures

La figure 3.53 présente les jeux de données de température de Voyager et de Cassini pour les populations thermique (en haut) et suprathermique (en bas).

3.7.2.1 Composante thermique

Dans le haut de la figure 3.53, nous présentons la comparaison du profil médian à l'équateur de la température de la population thermique obtenu à partir de la statistique (en noir) avec le

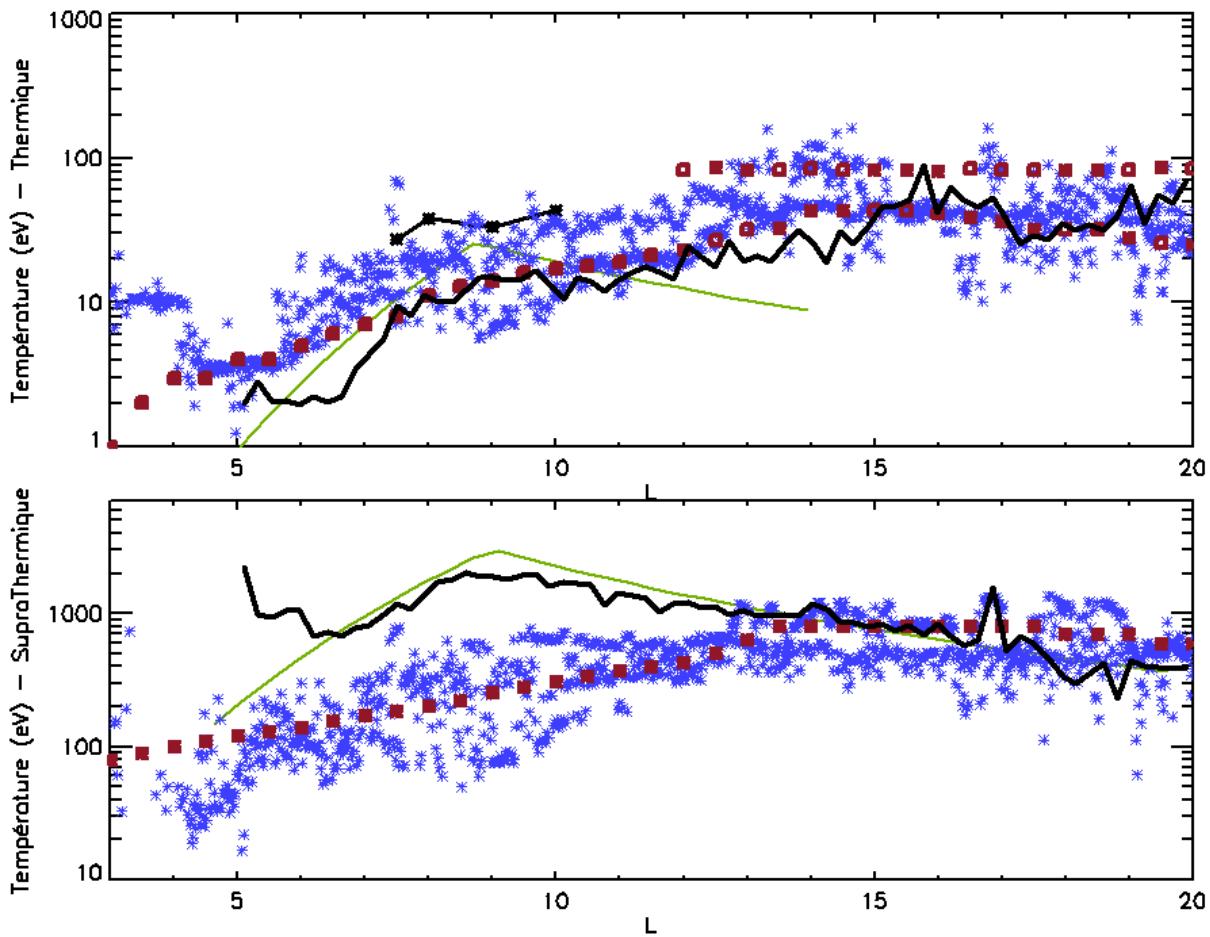


FIG. 3.53 – En haut : Profil de température de la population thermique. La médiane des températures à l'équateur (statistique équatoriale, section 3.2.6.1) est en noir. La température de Voyager 2 obtenue au PDS est superposée en bleu. La température de Voyager extrapolée à l'équateur de Richardson (1995) est superposée en rouge. La température extrapolée à l'orbite de Voyager 2 via 3.5.1 (figure 3.48) est superposée en noir, entre 7 et 10 R_S . En bas : Profil de température de la population suprathermique. de Voyager 2. La médiane des températures à l'équateur (statistique équatoriale, section 3.2.6.1) est en noir. La température de Voyager 2 obtenue au PDS est superposée en bleu. La température de Voyager extrapolée à l'équateur de Richardson (1995) est superposée en rouge. Les modèles en loi de puissance aL^n (déterminés pour la rev 24, section 3.2.2.2) sont superposés en vert.

profil de température de la composante thermique déterminée à l'époque de Voyager par Richardson & Sittler (1990) (en bleu) et extrapolée à l'équateur par Richardson (1995) (en rouge). Nous observons que les températures de la population thermique à l'équateur, extrapolées à partir de Voyager et Cassini, sont très similaires au-delà de $7 R_S$. Les températures à l'orbite de Voyager 2 sont quant à elles supérieures à celles observées à l'équateur (courbe pleine en noir). Ceci n'est pas étonnant puisque nous avons observé section (3.5.1) que la température de la population thermique suit une loi de type polytrope, et croît en fonction de l'altitude. Nous avions ajusté une loi empirique du type $T_{e,th} = az + b$ au profil en altitude des températures $T_{e,th}$,

à diverses distances radiales. Nous utilisons à présent cette loi et l'appliquons aux altitudes balayées par la sonde Voyager 2 (superposé en croix noires entre 7 et 10 R_S). Nous observons que les températures extrapolées à l'orbite de Voyager sont similaires aux températures mesurées à Voyager.

3.7.2.2 Composante suprathermique

Dans le bas de la figure 3.53), nous présentons la comparaison du profil médian à l'équateur de la température de la population suprathermique obtenu à partir de la statistique (en noir) avec le profil de température de la composante suprathermique déterminée à l'époque de Voyager par Richardson & Sittler (1990) (en bleu) et extrapolée à l'équateur par Richardson (1995) (en rouge).

Nous avons observé section 3.5.2 que le profil de température des suprathermiques est assez mal constraint (dynamique importante de cette population chaude). Nous n'appliquerons donc pas de modèle pour transposer les températures hors équateur comme dans le cas des thermiques.

Nous observons qu'à l'intérieur de 13 R_S , les températures de la population suprathermique déduites de Voyager sont très faibles par rapport à notre température équatoriale. La différence provient probablement du fait que les températures de Richardson & Sittler (1990); Richardson (1995) ont été calculées à partir de l'intégration du spectre mesuré par l'instrument de basse énergie, PLS. Or nous utilisons, dans le calcul de moments, les spectres composites (CAPS/ELS et MIMI/LEMMS) étendus jusque 1 MeV au moins, comprenant la totalité de la population suprathermique. Nous sommes donc a priori plus précis que Richardson & Sittler (1990).

Chapitre 4

Un modèle qualitatif de la circulation des électrons dans la magnétosphère

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la distribution spatiale des populations électroniques : les photoélectrons, révélateurs de l'importance du processus de photoionisation dans le tore interne de Saturne, et les populations thermique et suprathermique observées dans une grande partie de la magnétosphère kronienne. Nous avons établi des profils de moments de ces populations électroniques et nous les avons étudiés dans différents référentiels spatiaux, en distance radiale dans le plan équatorial, en latitude, en temps local, et en longitude. De cette étude, nous avons pu extraire deux résultats importants. D'abord, nous avons confirmé l'existence de *frontières magnétosphériques* qui délimitent des régions caractérisées par des régimes de plasma différents. *Trois régions* ont été identifiées : la région 1 à l'intérieur de $9 R_S$ (avec probablement une sous-région à l'intérieur de $6 R_S$, la région 0) ; la région 2 entre 9 et $13\text{--}15 R_S$ et la région 3, au-delà de $15 R_S$. Ensuite, l'étude comparée des orbites a mis en évidence l'existence d'une certaine *variabilité*, due en partie à la dynamique du milieu, et d'autre part à une *asymétrie* de la distribution des moments en *longitude*, similaire pour les deux populations.

Que signifie la structure de la magnétosphère en régions magnétosphériques ? Quelle est la combinaison de mécanismes physiques impliquant les sources, les pertes et le transport, conduisant à la distribution observée des électrons dans la magnétosphère ? Les profils de moments électroniques décrits dans le chapitre précédent nous livrent des pistes de réflexion, que nous allons approfondir dans ce chapitre.

Ce chapitre débute par une présentation de la méthode d'identification (section 4.1) des régions de source, de perte et de transport, à partir des profils des moments des populations de plasma. Nous appliquons ensuite la méthode aux moments des populations électroniques, suprathermique (section 4.2) et thermique (section 4.3), présentés dans le chapitre 3 et de la modulation rotationnelle (section 4.4). La discussion s'appuiera sur l'analyse des profils décrits au chapitre 3 et dans le cadre actuel des connaissances de la magnétosphère kronienne. Ceci

nous permettra de proposer un modèle qualitatif de circulation des populations d'électrons dans la magnétosphère (section 4.5), sur la base d'hypothèses initiales probables.

4.1 Localisation spatiale des régions source, de perte, et transport des populations électroniques

Afin de déterminer l'origine spatiale des populations de plasma, notre méthode d'identification s'appuiera sur :

- le profil du contenu de tube de flux η
- le profil des températures
- les constantes des temps des processus plasma

4.1.1 Profil de η

Le contenu du tube de flux s'écrit :

$$\eta = \int \frac{n}{B} ds \quad (4.1)$$

où n est la densité de particules, B est le module de champ magnétique, et s est la coordonnée curviligne le long d'une ligne de champ.

Selon le théorème de Liouville, en l'absence de sources et de pertes la fonction de distribution des particules est invariante au cours du transport du plasma. L'équation de diffusion radiale pour η (Fälthammar, 1968) s'écrit :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial \eta}{\partial L} \right) = S - R \quad (4.2)$$

où L est le paramètre de Mc Ilwain, D_{LL} le coefficient de diffusion, S le terme de source, et R , le terme de perte.

En l'absence de sources et de pertes, $\frac{d\eta}{dt} = 0$ et le profil de η est constant. Toute variation dans le profil, présence de gradients positifs ou négatifs, indique donc la présence de processus de sources et de puits (Kivelson, 2005). Ceci est illustré à la figure 4.1 à l'aide de 4 profils types (Rymer et al., 2007) ; un gradient positif vers l'extérieur (a), indique une source dans la magnétosphère externe et un puits dans la magnétosphère interne ; un gradient nul (b) indique du transport sans source ni perte ; un maximum dans la magnétosphère moyenne (c) indique une source à cet emplacement et des pertes de part et d'autre de la région source ; un gradient négatif (d) vers l'extérieur indique une source interne associée à des pertes vers l'extérieur.

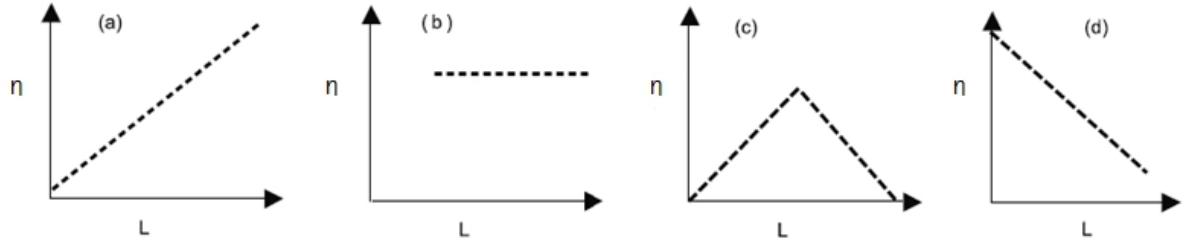


FIG. 4.1 – Profils radiaux types du contenu du tube de flux du plasma dans une magnétosphère. (a) le profil est ascendant vers l’extérieur, ce qui signifie une source externe et une perte vers l’intérieur. (b) le profil est constant, le transport du plasma est exempt de source et de perte. (c) le profil maximise à un L intermédiaire, signifiant à cette région. (d) le profil est descendant, signifiant à cette région une source interne associée à un transport avec pertes vers l’extérieur.

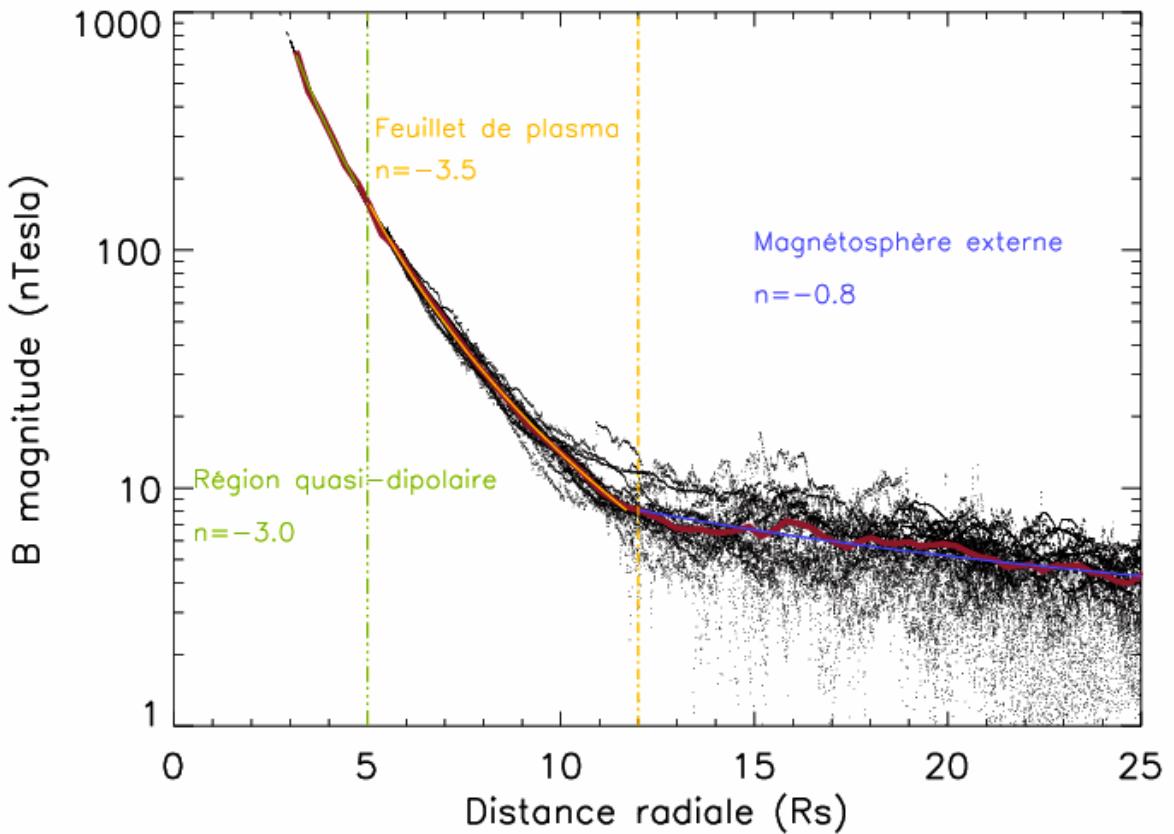


FIG. 4.2 – Profil de champ magnétique à l’équateur (Jours 260-2005 à 184-2006). La médiane est superposée en rouge. Dans chaque région magnétique décrite par Dougherty et al. (2005), nous avons ajusté un modèle $a L^n$, en vert dans la région quasi-dipolaire, en jaune dans le feuillet de plasma, en bleu dans la magnétosphère externe. La valeur du paramètre n est affichée dans chacune des régions.

Nous estimons le contenu du tube de flux par l’expression ((4.1)) :

$$\eta \sim n_{eq} 1/B_{eq} H_{pl} \quad (4.3)$$

où B_{eq} est le modèle de champ magnétique à l'équateur (figure 4.2) et H_{pl} est la hauteur d'échelle typique de la couche de plasma dans la magnétosphère.

Il nous faut donc une estimation :

- du module du champ magnétique B_{eq} dans la magnétosphère.
- de la hauteur d'échelle de la couche de plasma H_{pl}

Modèle de Champ magnétique

Comme observé par Connerney et al. (1983) puis par Dougherty et al. (2005), le champ magnétique de la magnétosphère kronienne est quasi-dipolaire dans une région très proche de la planète, à l'intérieur de $5 R_S$, mais s'en écarte au-delà, avec la contribution du courant annulaire dans le feuillet de plasma.

Au lieu d'utiliser un modèle strictement dipolaire, nous utiliserons donc la variation radiale du champ magnétique telle que mesurée par l'instrument MAG. A partir de l'ensemble des données magnétiques de l'instrument MAG des passages de Cassini à l'équateur couvrant la période de juin 2004 à mai 2006, j'ai ajusté un modèle de type $B = a L^n$ à la médiane des profils d'intensité du champ magnétique (figure 4.2), dans chacune des régions magnétiques définies par Dougherty et al. (2005). Dans la région quasi-dipolaire (en vert), $n = -3$, dans le feuillet de plasma (en jaune), $n = -3.5$, et dans la région extérieure (en bleu), $n = -0.8$.

Modèle d'échelle de hauteur

Hill & Michel (1976) ont introduit la hauteur d'échelle de la densité de plasma :

$$H_{pl} \simeq \sqrt{\frac{2kT_i}{3m_i\Omega^2}} \quad (4.4)$$

dans un plasma à une espèce électronique et ionique où T_i est la température de l'ion, m_i la masse de l'ion, et Ω la fréquence de rotation de la planète. Dans une magnétosphère à rotation rapide, T_i peut être approximé par l'énergie de corotation $E = \frac{1}{2}m_i\Omega^2R^2 \simeq L^2$ et on en déduit que $H_{pl} \simeq L$.

Nous utiliserons cependant une échelle de hauteur avec une loi du type L^m (Sittler et al., 1983) où $m = 1.8$ dans la région 1, comme déduit par Persoon et al. (2006) et $m = 0$ dans les régions 2 et 3 car nous avons observé (chapitre 3, section 3.5) que le profil au-delà de $8 R_S$ est constant. La figure 4.3 schématisé le modèle d'échelle de hauteur utilisé dans ce travail.

Remarquons qu'il est souvent d'usage de considérer une simple configuration de champ magnétique dipolaire ($B \propto L^{-3}$), avec une échelle de hauteur $H_{pl} \simeq L$ de telle manière que le paramètre η est relié à la densité n (expression 4.1) via une relation du type $\eta \propto n_{eq}L^4$.

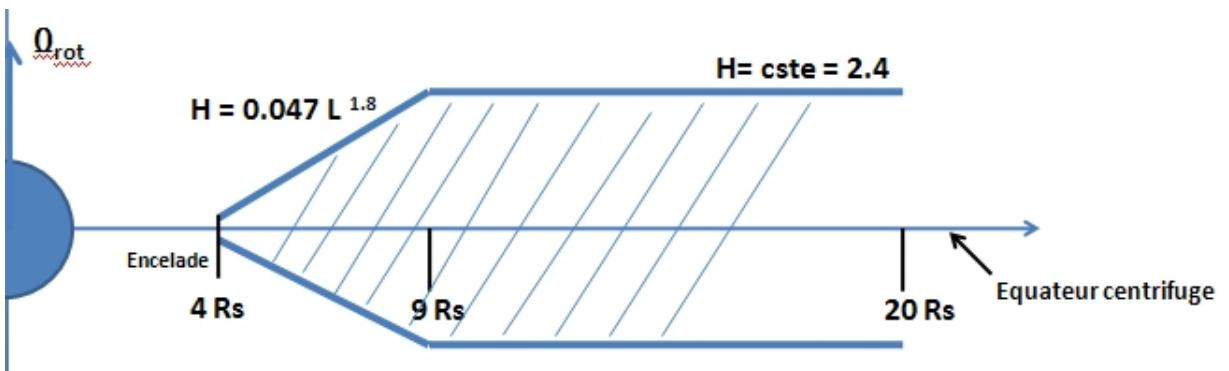


FIG. 4.3 – Echelle de hauteur de la couche du plasma froid

4.1.2 Profil de Température

Le profil de température est un indicateur permettant d’identifier les propriétés de transport d’une population de plasma dans la magnétosphère. En cas de transport adiabatique, la conservation des invariants adiabatiques impose que les quantités μ et J soient constantes le long du transport (annexe A). L’énergie perpendiculaire évolue en L^{-3} et l’énergie parallèle en L^{-2} , induisant une variation de la température totale en $L^{-8/3}$ pour une population isotrope (annexe A). Certains événements dynamiques d’accélération durant le transport dans la magnétosphère entraînent cependant la violation des invariants adiabatiques. Une région dominée par le transport adiabatique présentera un profil suivant les invariants. Dans le cas où les mécanismes de sources, de pertes ou de thermalisation des composantes plasma sont dominants, le caractère adiabatique ne sera plus visible. L’analyse du profil des températures observées dans le milieu nous renseigne donc sur la nature dynamique des régions magnétosphériques sondées.

4.1.3 Constantes de temps du milieu

Afin de comprendre quels sont les processus dominants dans les différentes régions magnétosphériques, nous avons besoin d’une estimation de l’ordre de grandeur des constantes physiques typiques des processus plasma dans le milieu magnétosphérique. Ces constantes physiques (Plasma NRL formulary 2007) dépendent des caractéristiques du milieu. Ainsi nous nous aiderons des moments densité et température des populations électroniques déterminés précédemment pour calculer certaines de ces constantes physiques que nous comparerons ensuite entre elles afin de déterminer les processus dominants. Nous tiendrons donc compte de :

- la thermalisation électrons-ions $v_e^{e|i} = 3.2 \cdot 10^{-9} Z^2 n_e \lambda / \mu T_e^{3/2} s^{-1}$ (dans l’approximation : $T_e \sim T_i$),
- l’isotropisation des températures $v_T^e = 8.2 \cdot 10^{-7} n_e \lambda T_e^{3/2} s^{-1}$ (dans l’approximation : $T_\perp \sim T_\parallel$),

- la diffusion électrons/neutres $v_{e|0} = n_0 \sigma_s^{e|0} (kT_e/m_e)^{1/2} s^{-1}$, La section efficace $\sigma_s^{e|0}$ du mécanisme de collision électron/neutre est représentée à la figure 4.4, dans le cas de la molécule d' H_2O . La figure 4.4 présente la section efficace d'interaction des électrons par impact électronique sur des molécules neutres de H_2O and O_2 en fonction de l'énergie. L'excitation vibrationnelle des molécules par impact électronique est un processus dominant à basse énergie (< 10 eV) d'après les sections efficaces de Green & Dutta (1967) et Cravens & Korosmezey (1986). L'ionisation par impact électronique est effective pour les électrons d'énergie supérieure au potentiel d'ionisation (13.3 eV) de la molécule d' H_2O (base de données NIST), et maximale pour des énergies autour de 100 eV puis décroît asymptotiquement au-delà.

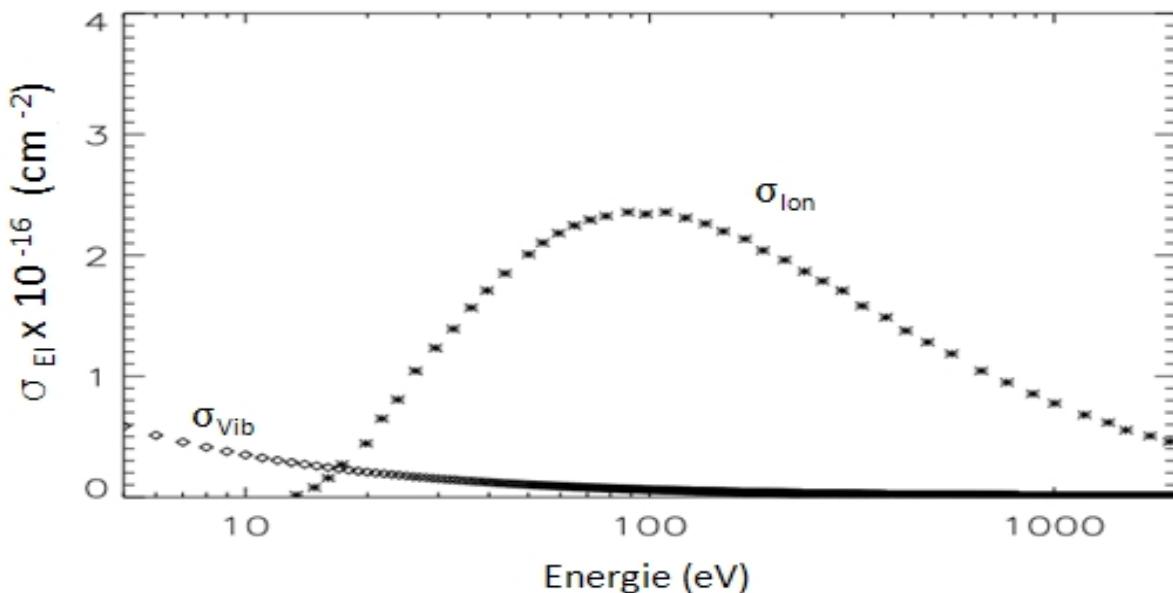


FIG. 4.4 – Section efficace d'impact électronique de la molécule d' H_2O en fonction de l'énergie, engendrant l'excitation vibrationnelle (σ_{Vib}) et l'ionisation (σ_{Ion}) de la molécules neutre.

- la diffusion radiale $D_{LL} = 2 \cdot 10^{-9} L^{-3} s^{-1}$ (Source : Barbosa (1993)) où la densité n_e est exprimée en cm^{-3} , la température en eV, la masse réduite μ en unité de masse du proton $m_p = 1$, λ est le logarithme de Coulomb $\ln(1.72 \cdot 10^9 T_e^{3/2} n^{-1/2})$, et n_0 est la densité de particules neutres en cm^{-3} .

4.2 Population suprathermique

Appliquons dès à présent la méthode présentée ci-dessus à la population suprathermique.

4.2.1 Localisation des zones de source, de perte et de transport

Profil de η

La figure 4.5 montre le profil radial du contenu approché du tube de flux de la population suprathermique $\eta^{sth} = n_{eq}^{sth} 1 / B_{eq} H_{pl}$.

Le profil de η^{sth} est croissant vers l'extérieur dans la région 1, puis à $9 R_S$ la pente du profil change et s'adoucit dans la région 2. A $15 R_S$, le profil atteint un maximum et au-delà, dans la région 3, le profil apparaît plus dispersé avec un profil globalement constant, voire décroissant.

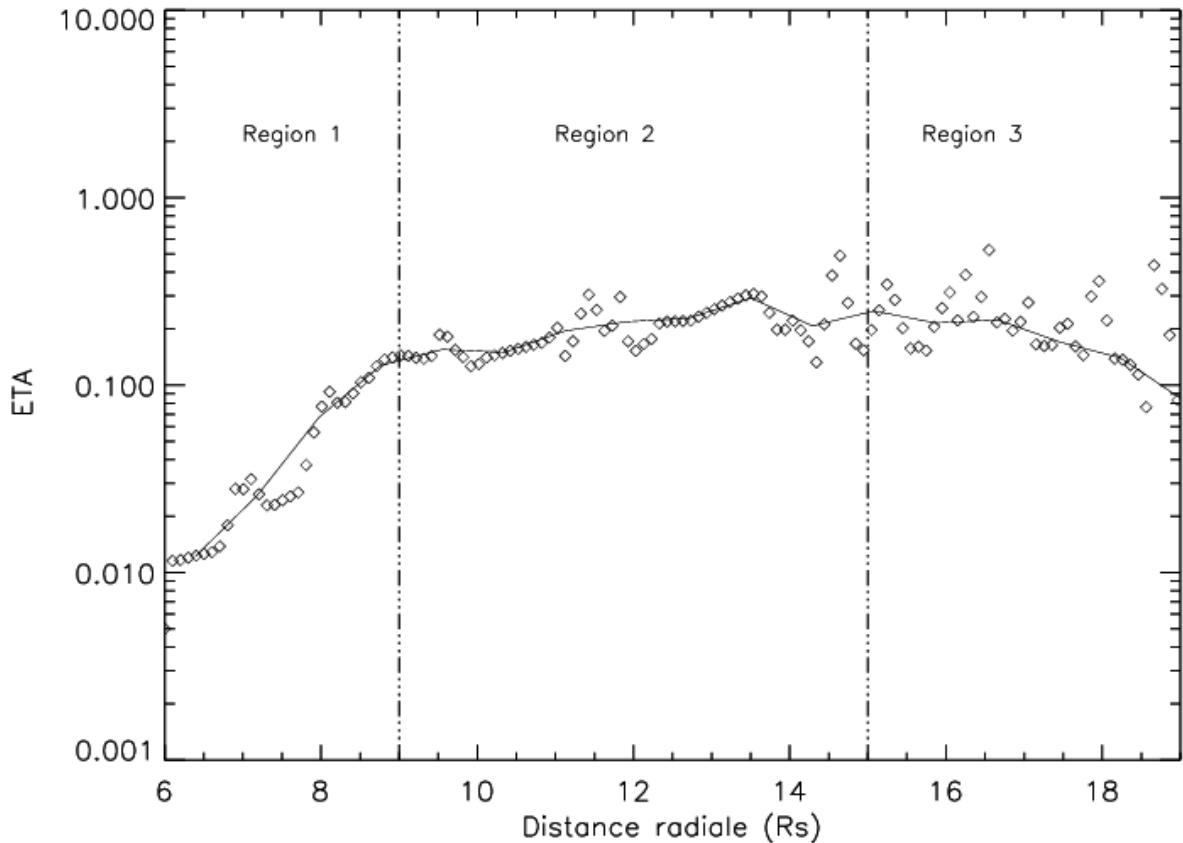


FIG. 4.5 – Profil du η^{sth} de la population suprathermique dans la magnétosphère (rev 24, en losanges noirs). Le modèle moyen ($\eta_{moy} = n_{moy}/B_{moy}H_{pl}$) est superposé en traits noirs continus. Les frontières à $9 R_S$ et $15 R_S$ sont superposées en traits discontinus.

En référence à la figure 4.1 (c), nous interprétons la région 3, vers $15-16 R_S$ comme une région source d'électrons suprathermiques localisée au-delà de $15 R_S$, avec des régions de transport avec pertes d'une part vers l'intérieur (régions 1 et 2) et d'autre part vers l'extérieur (région

3). Nous noterons par exemple que la région de l’ovale auroral, à haute latitude ionosphérique ($12 - 15^\circ$ de colatitude) se projetant dans la magnétosphère à plus de $40 R_S$, constitue une source de perte pour les électrons (précipitations dans l’ionosphère). Un mécanisme de perte plus important semble affecter les électrons dans la région 1 (gradient de η élevé) pour laquelle nous donnerons une interprétation dans la section 4. Notre hypothèse d’une origine des électrons suprathermiques dans la magnétosphère externe concorde avec les résultats de Rymer et al. (2007) qui ont étudié le profil radial de la fonction de distribution f à invariants adiabatiques constant. Nous verrons plus tard comment cette hypothèse s’inscrit bien dans un schéma cohérent de circulation des populations électroniques dans la magnétosphère kronienne.

Profil de température

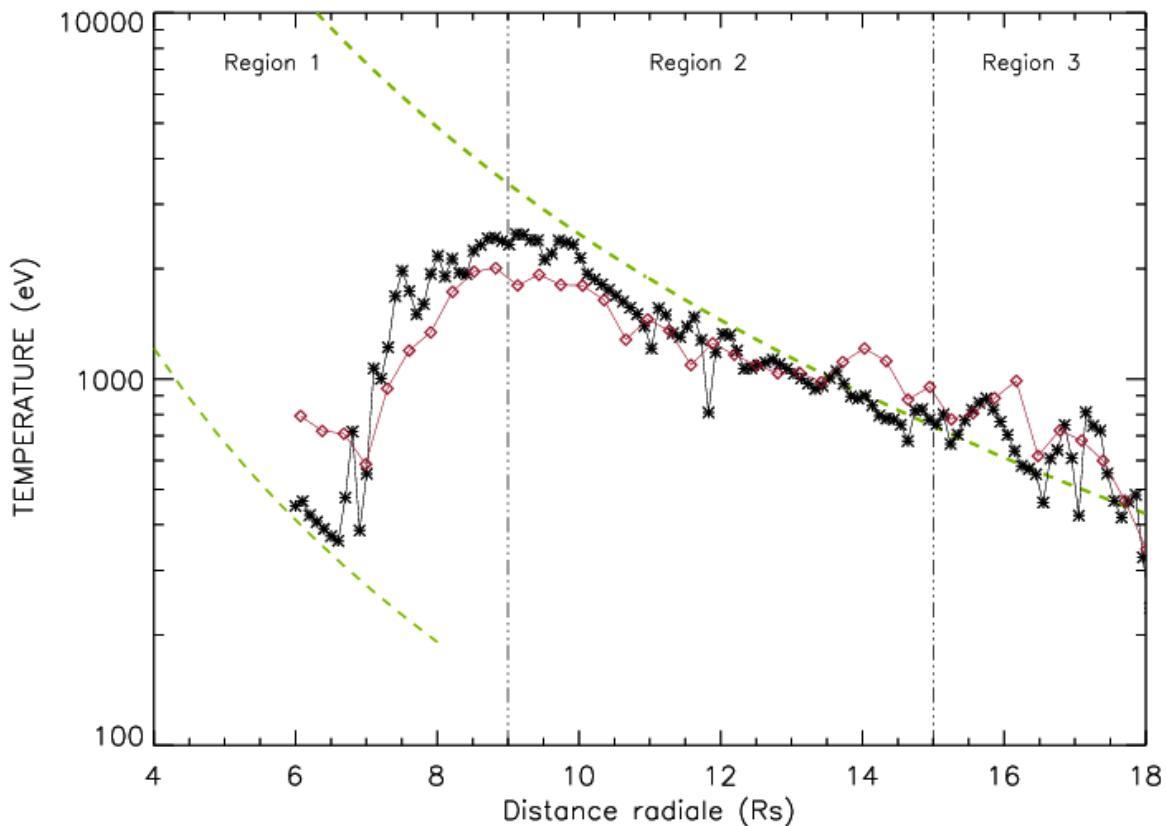


FIG. 4.6 – Profil de température de la population suprathermique dans la région 1 et 2 (rev 24 en noir, médiane en rouge). Les profils d’iso-invariant isotrope, en $L^{-8/3}$, à l’intérieur de $6 R_S$ et des régions 2 et 3 sont superposés (en vert).

La figure 4.6 montre le profil de température de la population suprathermique. Dans l’hypothèse où les électrons suprathermiques sont originaires de la région 3, et qu’ils diffusent vers l’intérieur de la magnétosphère, nous interprétons les régions 1 et 2 comme des régions de trans-

port (région 2) et de perte (région 1) pour cette population. Dans la région 2, avec un indice de puissance égal à 2.7, le profil de température montre une tendance globale très proche du profil de chauffage adiabatique pour une population isotrope (i.e. 2.6).

Une autre preuve du transport de la composante électronique suprathermique vers l'intérieur de la magnétosphère est l'évolution de la distribution en angle d'attaque (chapitre 3, 3.2.3) : d'une configuration initiale alignée au champ magnétique dans les régions 2 et 3, la distribution en angle d'attaque évolue vers une distribution isotrope puis en forme de disque dans la région 1. Dans la région 1, entre 6.5 et $9 R_S$, avec l'inversion des gradients de température le transport ne semble plus dominer. Dans la région la plus interne, à l'intérieur de $6 R_S$ (région 0), le transport semble cependant devenir dominant, avec une caractéristique adiabatique.

Constantes de temps du milieu

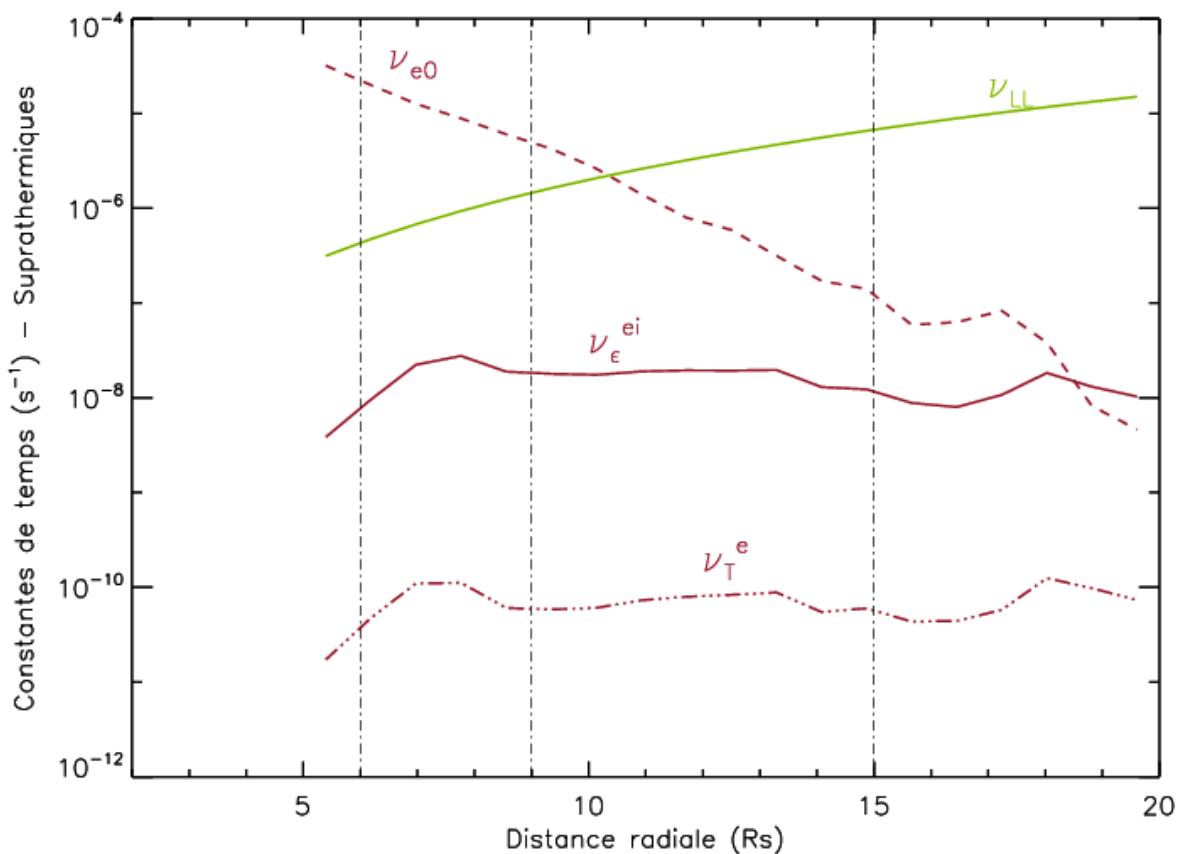


FIG. 4.7 – Constantes de temps (s^{-1}) du milieu calculées à partir des propriétés de la population suprathermique comparées à la constante de diffusion. Les processus d'isotropisation (en traits-points discontinus), de thermalisation (en traits pleins), et de collision neutres/électrons (en traits discontinus) sont indiqués en rouge. La diffusion radiale est indiquée en vert.

La figure 4.7 montre les profils de constantes de temps relatives aux processus plasma dans la magnétosphère de Saturne. J'ai calculé, à partir des profils de moments densité et température

de la population suprathermique entre $5 R_S$ et $20 R_S$), les constantes de thermalisation $v_e^{e|i}$, d'isotropisation v_T^e , de diffusion électrons/neutres $v_{e|0}$ que j'ai comparées à la constante de diffusion D_{LL} de Barbosa (1993).

Il apparaît que dans la région 1 le processus de collisions entre particules neutres et électrons suprathermiques est dominant par rapport aux autres processus. Dans les régions 2 et 3, c'est le mécanisme de diffusion radiale qui domine. Les faibles densités impliquent que les électrons interagissent peu entre eux et avec les ions, et donc les constantes de temps $v_{e|0}$ et $v_e^{e|i}$ sont faibles. Les électrons diffusant dans la magnétosphère interne gagnent de l'énergie, a priori sans pouvoir thermaliser ni redistribuer l'énergie de manière isotrope, ce qui valide notre interprétation de la région 2 comme une région de transport.

Deux observations supplémentaires permettent de confirmer cette hypothèse :

- Le profil de la **distribution en angles d'attaque** de la population suprathermique anisotrope dans les régions 2 et 3, ce qui traduit le fait que l'échange d'énergie entre directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique n'est pas efficace dans ces régions.
- Le **paramètre κ** décroît globalement (figure 4.8) depuis la région 3 vers l'intérieur de la magnétosphère. En diffusant vers la planète, la population tend ainsi vers une distribution davantage hors-équilibre, traduisant le fait qu'elle ne puisse se thermaliser.

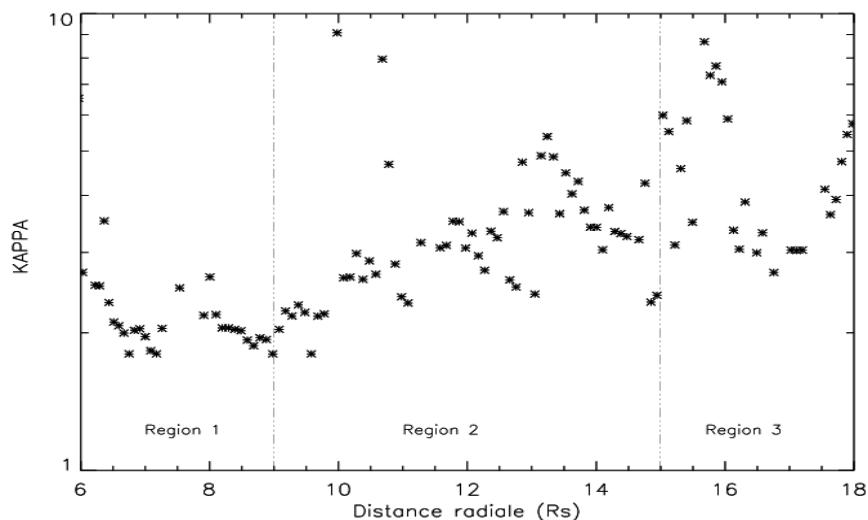


FIG. 4.8 – Profil radial de l'indice κ de la population suprathermique pour l'orbite rev 18.

En conclusion, pour la population électronique suprathermique nous avons identifié la région 3 comme une région source, la région 2 comme une région de transport, et la région 1 comme une région de puits, les pertes étant probablement dues aux collisions avec les neutres de la magnétosphère interne. Nous allons à présent tenter de comprendre comment les électrons suprathermiques sont produits et perdus et nous nous pencherons sur le problème de leur température.

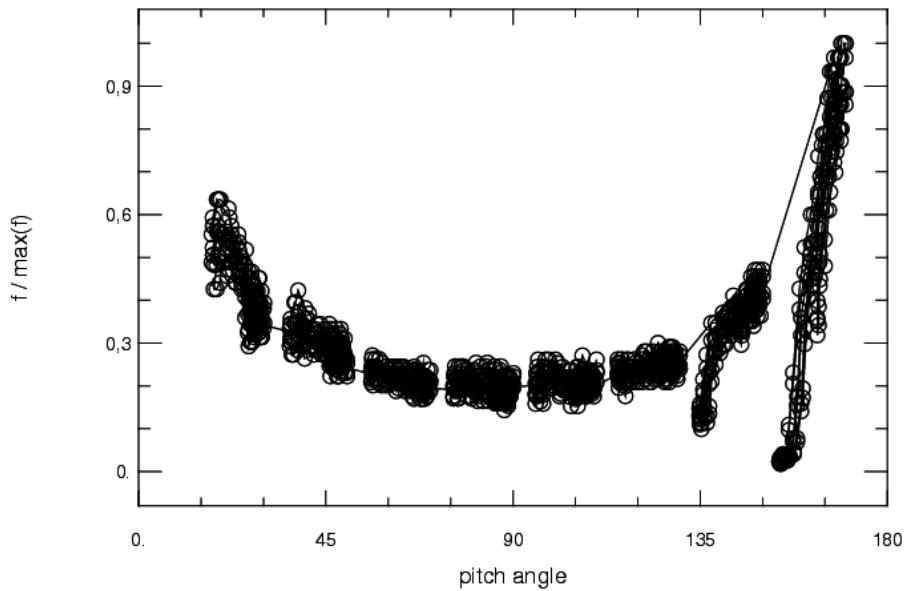


FIG. 4.9 – Distribution en angle d’attaques normalisée par rapport aux maximum local, à une énergie de 500 eV (CAPS/ELS), orbite REV 24, Jour 143 de l’année 2006 à 14H44, $R = 15.5 R_S$. La distribution apparaît comme la superposition d’une distribution isotrope et d’une distribution alignée au champ magnétique.

4.2.2 Source de la population suprathermique : l’Ionosphère planétaire

La source la plus probable que je considérerai est l’**ionosphère** de la planète. L’autre source possible est le **vent solaire**. Les injections de particules énergétiques via les cornets polaires, par le biais de la reconnexion magnétique au niveau de la magnétopause, ont été mis en évidence à partir des données de CAPS/IMS par McAndrews et al. (2008). L’étude ne porte cependant que sur quelques cas isolés. La fréquence et la régularité du mécanisme de reconnexion magnétique à la magnétopause n’ont à ce jour pas encore été complètement déterminés. Nous privilégierons donc la thèse de l’origine ionosphérique pour la population suprathermique, source a priori plus régulière.

De plus, nous avons en effet observé précédemment que la distribution en angles d’attaque des particules de haute énergie est *bi-directionnelle* (alignée aux lignes de champ magnétique) dans les régions 2 et 3 (figure 4.9), ce qui laisse penser que les électrons suprathermiques ont une origine ionosphérique.

Dans les magnétosphères terrestre et jovienne, des systèmes de courants alignés (chapitre 1, section 1.3.5) associés à la propagation des électrons depuis la magnétosphère vers l’ionosphère et inversement ont été observés. Nous nous attendons, dans le cas de Saturne, à avoir une superposition des deux systèmes de courant, du type terrestre et lié à la convection solaire, et du type jovien, lié à la corotation.

La preuve observationnelle de l’existence de courants alignés dans la magnétosphère de

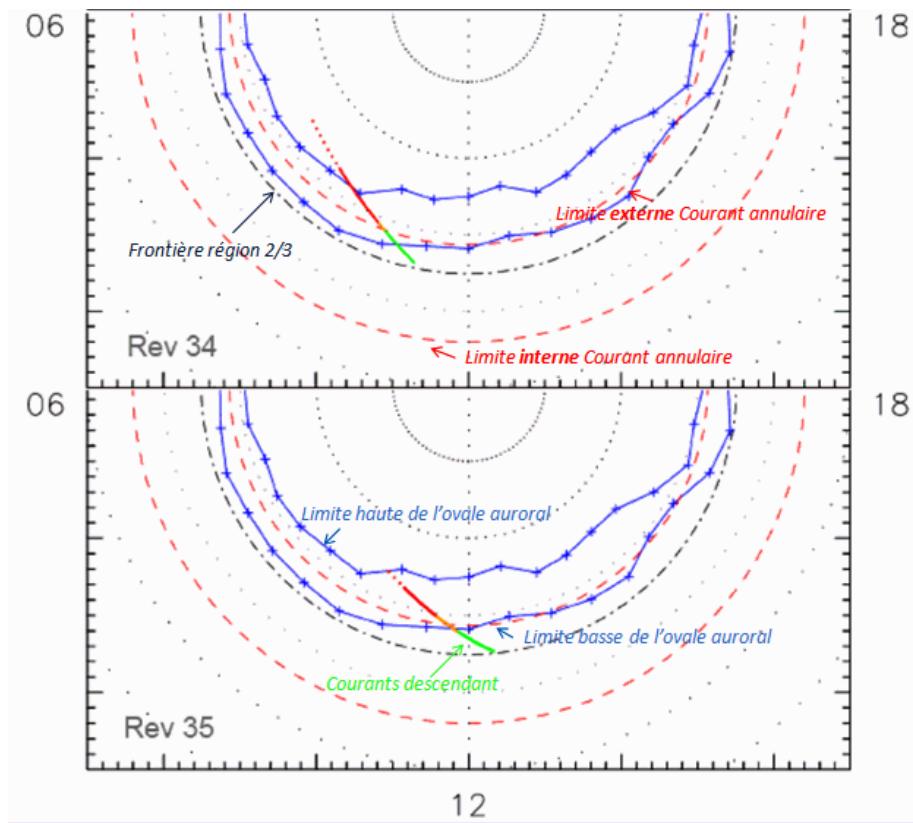


FIG. 4.10 – Localisation des courants alignés à haute latitude dans l’ionosphère de Saturne dans le repère latitude-longitude pour deux orbites, rev34 et rev35 (Talboys et al. (2009)). Les lignes concentriques en traits discontinus sont espacées de 5° . Le temps local à 12H est en bas de l’image, l’aube (6H) est à gauche et le crépuscule (18H) est à droite. La projection ionosphérique de la trajectoire de Cassini est représentée en code de couleurs représentant les régions de courants identifiées ; les régions 1a et 1b, en rouge et orange, représentent des régions de courant montant, et la région 2, en vert, représente la région de courant descendant. La localisation moyenne de l’ovale auroral (Badman et al., 2006) est présentée en bleu (limites supérieures et inférieures). Les limites de l’anneau de courant (Bunce et al., 2008) sont également représentées selon deux cercles concentriques en rouge. La frontière magnétosphérique identifiée dans Schippers et al. (2008) entre la région 2 et 3 est projetée à 17.5° (Talboys et al., 2009).

Saturne a été récemment apportée par les travaux de Bunce et al. (2008) et Cowley et al. (2008). Cette étude menée à partir des données magnétiques lors du passage de Cassini à haute latitude en 2007 et 2008 en lien avec l’analyse simultanée des images aurorales de *HST*, a permis en effet d’identifier dans l’ionosphère les zones de courants *upward* (partant de l’ionosphère) et *downward* (origine magnétosphérique). A partir de ces observations, Talboys et al. (2009) ont défini des régions ionosphériques en fonction des propriétés de ces courants alignés. Ils ont notamment établi un parallèle entre leur frontière ionosphérique à la limite externe des courants descendant (électrons dirigés vers la magnétosphère) et la frontière magnétosphérique que nous avons identifié (Schippers et al., 2008) entre les régions 2 et 3. La figure 4.10 illustre le propos, dans le repère polaire en latitude-longitude vu du pôle nord de Saturne. Les courants alignés ont

été observés pour l'instant au pôle sud de Saturne. Les régions apparaissent en code de couleur sur les trajectoires. Notre frontière à $15 R_S$, entre les régions 2 et 3, apparaît également à une colatitude de 17.5° et semble correspondre à la limite de la région verte (courants descendants dans l'ionosphère), c'est à dire la limite basse de l'ovale auroral (limites supérieure et inférieure en bleu).

Notons que la configuration des courants observés (montants à l'intérieur et descendant à l'extérieur), est équivalente au système de courants observé à la terre au crépuscule en temps local.

Sur la base des critères précédents, nous interprétons donc l'ionosphère comme une source pour la population d'électrons suprathermiques, à des latitudes ionosphériques correspondant à une région magnétosphérique au-delà de $15 R_S$. Les électrons d'origine ionosphérique sont accélérés et injectés dans la magnétosphère via des nappes de courants alignés au champ magnétique et dirigés vers l'ionosphère.

A noter que la région magnétosphérique au-delà de la région source ionosphérique (région 3), pourrait être alimentée en partie par les électrons chauds d'origine solaire ayant été transportés par convection magnétosphérique.

4.2.3 Origine de la température de la population suprathermique

Dans la magnétosphère externe, d'où les électrons suprathermiques sont probablement originaires, la température évolue entre 500 eV et 2 keV, des énergies très élevées. Comment comprendre ces énergies élevées ? Le chauffage du plasma dans le milieu magnétosphérique peut se faire via différents mécanismes physiques : l'équipartition des énergies entre électrons et ions (Rymer et al., 2007) via interactions coulombiennes, le chauffage via les ondes, et les mécanismes de transport et d'accélération associées.

Interactions coulombiennes

Nous avons vu précédemment que les processus de thermalisation de la population suprathermique ne sont pas dominants dans la magnétosphère kronienne (section 4.2.1, figure 4.7), les densités étant très faibles, et la température élevée. Nous écartons donc cette hypothèse.

Chauffage du aux ondes

Le caractère instable de certaines ondes dans le milieu magnétosphérique est une source d'énergie pour le plasma ambiant. Les ondes que nous nous attendons à observer doivent être localisées dans la région source (région 3). A ce jour, nous n'avons pas identifié la présence d'activité électrique ou magnétique dans cette région.

Diffusion non-adiabatique

Pour résoudre la problématique de la présence d'électrons énergétiques dans la magnétoosphère jovienne, divers mécanismes d'accélération radiale de particules ont été invoqués. D'une part, des processus de chauffage quasi-adiabatique (violation partielle des premier et second invariants) tels que le processus de recirculation de Nishida (1976), nécessitant cependant un temps de chauffage très long (plusieurs cycles de diffusion radiale au travers de la magnétoosphère) et de source de diffusion angulaire localisée et permanente dans la magnétoosphère interne. Et d'autre part, des processus non-adiabatiques, tels que les cycles de reconnexion de Dungey ou cycle de Vasyliunas, à travers lesquels le plasma est accéléré et chauffé lors du relâchement de la tension magnétique des lignes de champ reconnectées. En effet, lors d'orages et sous-orages magnétiques terrestres, le plasma subit une accélération et un chauffage importants pendant la phase de dipolarisation durant laquelle il est soumis aux accélérations de fermi et betatron (Smets et al., 1999).

Quelques événements de type sous-orages magnétiques ont été observés à la magnétoosphère de Saturne à l'aide de INCA, l'imageur d'atomes énergétiques neutres (ENA) (Mitchell et al., 2005a). Des plasmoïdes ont été observés dans la magnétoosphère lointaine (au-delà de $40 R_S$) par Jackman et al. (2007); Hill et al. (2008). Cependant, le caractère sporadique de ces événements particuliers ne permet pas de généraliser un chauffage permanent des populations via ces mécanismes.

Autre que ces mécanismes d'accélération radiale dans la magnétoosphère, l'accélération parallèle des électrons d'origine ionosphérique via le système de courants alignés de la magnétoosphère externe, évoquée précédemment, présente une piste intéressante. Cette source fournit des températures (Partamies et al., 2008) suffisamment élevées (keV), de l'ordre de grandeur de l'énergie observée des électrons suprathermiques.

Cette observation, en plus des observations de la région 3 comme région source de la population suprathermique, de la distribution angulaire de ces électrons, de l'ordre de grandeur des températures, et de la régularité des processus auroraux à haute latitude ionosphérique, nous conforte dans notre interprétation de la source ionosphérique comme origine des électrons suprathermiques.

4.2.4 Puits de la population suprathermique

Après les sources de la population suprathermique dans la région 3, passons à présent à l'étude des mécanismes de perte potentiels dans la région 1.

Dans la région 1, nous avons observé simultanément :

- Un profil décroissant du contenu du tube de flux η (figure 4.1) indiquant d'importantes pertes des électrons suprathermiques

- Un profil décroissant de la température indiquant un refroidissement de cette population (figure 4.6).

Nous avons vu que les électrons évoluent dans un environnement multi-phasique (chapitre 1, 1.3.2), et que les interactions dans ce milieu affectent la nature des différentes phases. Parmi les agents de perte et de refroidissement, nous avons observé l'importance des processus de collisions électrons/neutres (section 4.2.1, figure 4.7) ainsi que celui de l'absorption par les satellites du plasma de haute énergie (Roussos et al., 2007).

4.2.4.1 Pertes par interaction avec les gaz neutre

Les électrons interagissent avec les neutres via des collisions élastiques ou inélastiques (excitation ro-vibrationnelle et impact électronique), avec pour conséquence principale la diminution de l'énergie des électrons.

Une étude de la distribution d'hydrogène (raie Lyman α) à partir du spectromètre UV à bord de Voyager a montré une intensification de la densité de H à proximité de l'orbite de Titan (Shemansky & Hall, 1992) (correspondant à notre région 3). Grâce à la caméra INCA de l'instrument MIMI à bord de Cassini, des neutres énergétiques ont été détectés à proximité du satellite Titan, indiquant que le mécanisme d'échange de charge entre ions magnétosphériques et ions de l'exosphère de Titan est efficace (Garnier et al., 2007). Concernant les électrons, on imagine la possibilité d'interactions entre électrons chauds de la magnétosphère et le tore neutre d'hydrogène de Titan dans les régions 2 et 3.

Dans la magnétosphère interne de Saturne (région 1), un tore de gaz neutre a été identifié par Shemansky & Hall (1992) à partir d'observations UV (HST) (chapitre 1) et l'instrument UVIS à bord de Cassini a observé d'importantes densités de neutres (Esposito et al., 2005). La figure 4.11 montre le taux de production de neutres dans la magnétosphère interne pour l'orbite d'insertion (Sittler et al., 2008), où nous observons que le taux maximum de production se situe à Encelade ($10^{28} \text{ mol sec}^{-1}/\text{L}$). A $5 R_S$, le taux est un ordre de grandeur moins grand qu'à $L=4$ et se maintient à un niveau plus ou moins constant jusqu'à $9 R_S$ où il subit une nouvelle décroissance abrupte.

4.2.4.2 Pertes par interaction avec les surfaces

Les surfaces constituent un autre facteur de perte important pour le plasma de haute énergie, la probabilité d'absorption étant importante à cause de la faible masse de l'électron (section 1.3.2) : les satellites de glace et les particules de poussière (l'anneau E s'étendant jusqu'à une vingtaine de R_S (Horányi et al., 2008)) à la surface desquels les particules chargées sont absorbées.

Les électrons suprathermiques diffusant vers l'intérieur de la magnétosphère croisent d'abord l'orbite du satellite Rhéa ($8.78 R_S$), puis celle de Dione ($6 R_S$), Tethys ($4.95 R_S$), Encelade (3.9

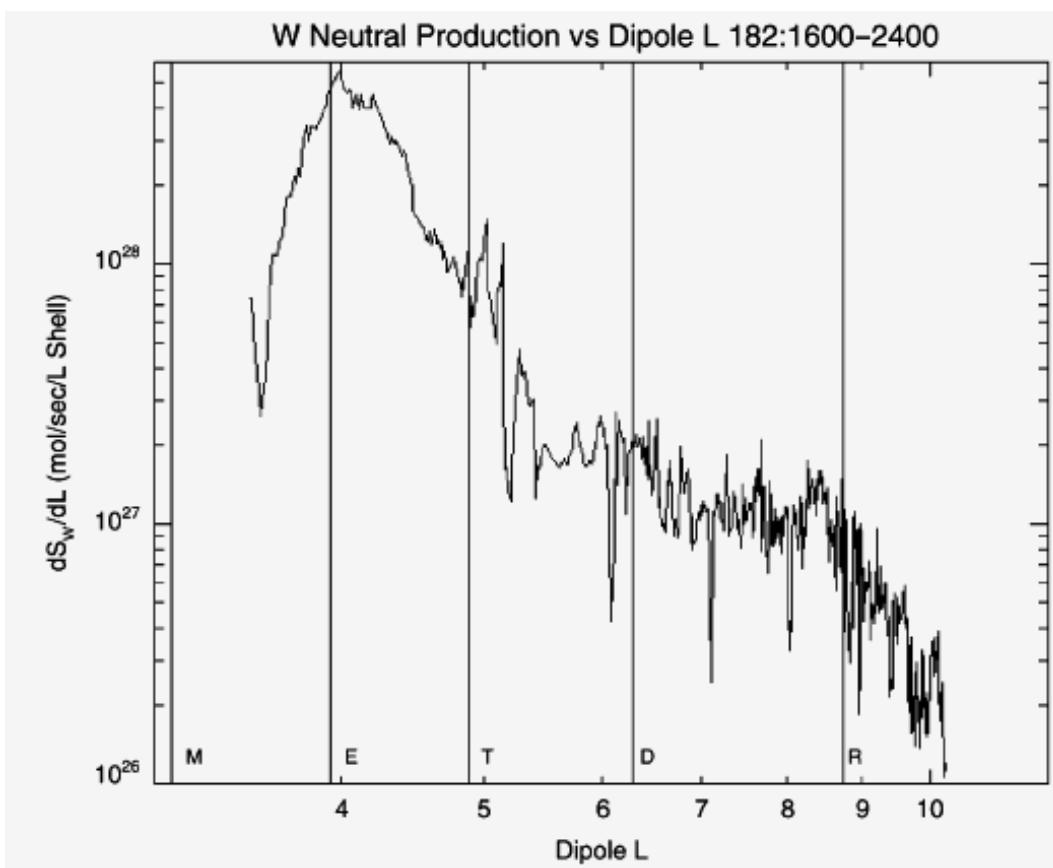


FIG. 4.11 – Taux de production des neutres Sittler et al. (2008) en fonction de L (modèle dipolaire).

R_S) et Mimas. Des microsignatures d'absorption de particules énergétiques à la surface de ces satellites ont été observées et étudiées par Carbay et al. (1983) (Voyager) et Roussos et al. (2007).

Nous avons observé d'importants changements dans les profils densité et température de la population suprathermique à proximité du satellite Rhéa (frontière à $9 R_S$). Ce satellite pourrait-il jouer un rôle particulier ? L'étude des microsignatures d'absorption n'a pas révélé d'activité particulière pour ce satellite (Carbay et al., 2008b). Les particules énergétiques ont des fréquences de collisions plus importantes avec les satellites les plus internes (Dione, Thetys) orbitant à des vitesses plus élevées. L'effet des autres satellites serait donc tout autant aussi élevé que celui de Rhéa. Or, nous n'observons pas de modification flagrante des gradients des profils de densité et de température à l'intérieur de $9 R_S$, au passage des satellites de glace plus internes. Aussi, Paranicas et al. (2008) ont rapporté que les pertes d'ions d'énergie de l'ordre du keV sont essentiellement dues aux échanges de charge avec les neutres du milieu, contrairement aux ions énergétiques (de l'ordre du MeV) qui sont perdus par interaction avec les satellites. L'absorption du plasma par les surfaces est un processus énergie-dépendant (Roussos et al., 2007), surtout efficace pour le plasma de très haute énergie (MeV).

Nous considérerons donc en l'occurrence que la source principale de perte des électrons suprathermiques est l'interaction avec le tore de neutres (4.2.4.1).

4.2.5 Ce que nous disent les ions énergétiques

Notre analyse de la dynamique de la composante électronique suprathermique s'est jusqu'à présent essentiellement basée sur l'observation des profils de cette population. Or, la dynamique des ions énergétiques injectés simultanément dans la magnétosphère, révélée par l'imagerie en atomes neutres énergétiques (ENA, mesurés par l'instrument MIMI/INCA) est intimement liée à la dynamique de ces électrons.

Les ENA ou atomes énergétiques neutres sont produits lors de la réaction d'échange de charge entre les ions énergétiques et les neutres du milieu magnétosphérique. Lorsque des ions énergétiques traversent des nuages de neutres dans la magnétosphère, des ENA sont émis révélant ainsi la présence d'ions énergétiques dans le milieu. L'imagerie des ENA permet ainsi d'étudier et tracer la dynamique des ions énergétiques dans des milieux neutres. Carbary et al. (2008b) ont réalisé une statistique des émissions de ENA dans la magnétosphère kronienne. Le suivi des paquets d'émissions d'ENA (*blobs*) a ainsi révélé qu'ils diffusent vers l'intérieur de la magnétosphère et que les émissions sont distribuées autour de $9 R_S$. Or cette distribution spatiale est une convolution des profils de densité de particules neutres et d'ions énergétiques ; le profil des neutres décroît vers l'extérieur (les sources de matière étant concentrées dans la magnétosphère interne) et définit le bord externe de la distribution, le profil d'ions énergétiques décroît vers l'intérieur (par augmentation de la densité de neutres), et définit le bord interne de la distribution. A $9 R_S$, Carbary et al. (2008b) ont aussi relevé un changement de vitesse angulaire important (en sous-corotation constante à l'extérieur puis croissante vers l'intérieur) et d'anisotropie des ions énergétiques.

Concernant l'origine des injections des particules énergétiques, la présence permanente des tores d'ENA d'hydrogène et d'oxygène (Carbary et al., 2008a) suggère que les injections de particules énergétiques sont préférentiellement dues à une dynamique interne à la magnétosphère, plutôt qu'une dynamique contrôlée de l'extérieur, par le vent solaire.

4.2.6 Circulation de la population suprathermique

Voyons à présent comment s'accordent le schéma d'interaction des électrons suprathermiques avec les différentes composantes de la magnétosphère (neutre, ionique) et les profils de moments observés dans la magnétosphère.

La dynamique du plasma de la magnétosphère kronienne engendre la création de courants alignés via le couplage ionosphère-magnétosphère. Dans la nappe de courants alignés descendants, des électrons ionosphériques sont accélérés vers la magnétosphère dans la région 3. Les

électrons (devenus suprathermiques) sont alors diffusés vers la planète par convection dans la région 2. Ils y sont chauffés adiabatiquement, et leur distribution en angle d'attaque initialement alignée aux lignes de champ, évolue en une distribution plus perpendiculaire au champ magnétique (forme de disque). A l'entrée de la région 1, les électrons interagissent avec le nuage de neutres, riche en composants lourds dérivés de l'eau (Richardson, 1998) provenant des satellites de glace. Au cours de la diffusion radiale vers l'intérieur de la magnétosphère, la population électronique suprathermique pénètre dans une région davantage dense en gaz neutre, ce qui augmente la fréquence de collisions électrons/neutres dans cette région correspondant à notre région 1. Les électrons disparaissent petit à petit et sont refroidis par interaction avec les neutres et des surfaces.

Le bilan global attendu pour les électrons suprathermiques et leur progression dans la région 1, est

- D'une part un refroidissement progressif en direction de Saturne. En effet, la densité des neutres augmente en direction de la planète, multipliant les chances d'interaction avec les électrons suprathermiques. Suite à l'impact électronique, tant que l'électron chaud émergeant a une énergie suffisante pour ioniser une autre particule neutre ($\simeq 20\text{eV}$), les interactions se poursuivent en cascade.
- D'autre part, des pertes localisées dues à la traversée successive des coquilles magnétiques associées aux satellites de glace interne.

4.3 Population thermique

Nous avons analysé le comportement de la population suprathermique dans la partie précédente. Appliquons à présent la méthode de localisation des régions source, transport et perte à la population thermique.

4.3.1 Localisation des zones de source, de perte et de transport

Profil de η

La figure 4.12 montre le profil radial du contenu du tube de flux approché de la population thermique, $\eta^{th} \sim n_{eq}^{th} 1/B_{eq} H_{pl}$.

La valeur du η^{th} est maximale dans la région 1, autour de $6 R_S$, dans la même région où maximise le profil de η_{ions} (Sittler et al., 2008) à proximité du satellite Dione. Nous identifions cette région comme une région source pour les électrons de la composante thermique des électrons. Notre interprétation de la région 1 comme une région source de la composante thermique du plasma dans la magnétosphère concorde avec les résultats de Rymer et al. (2007) et de Sittler et al. (1983).

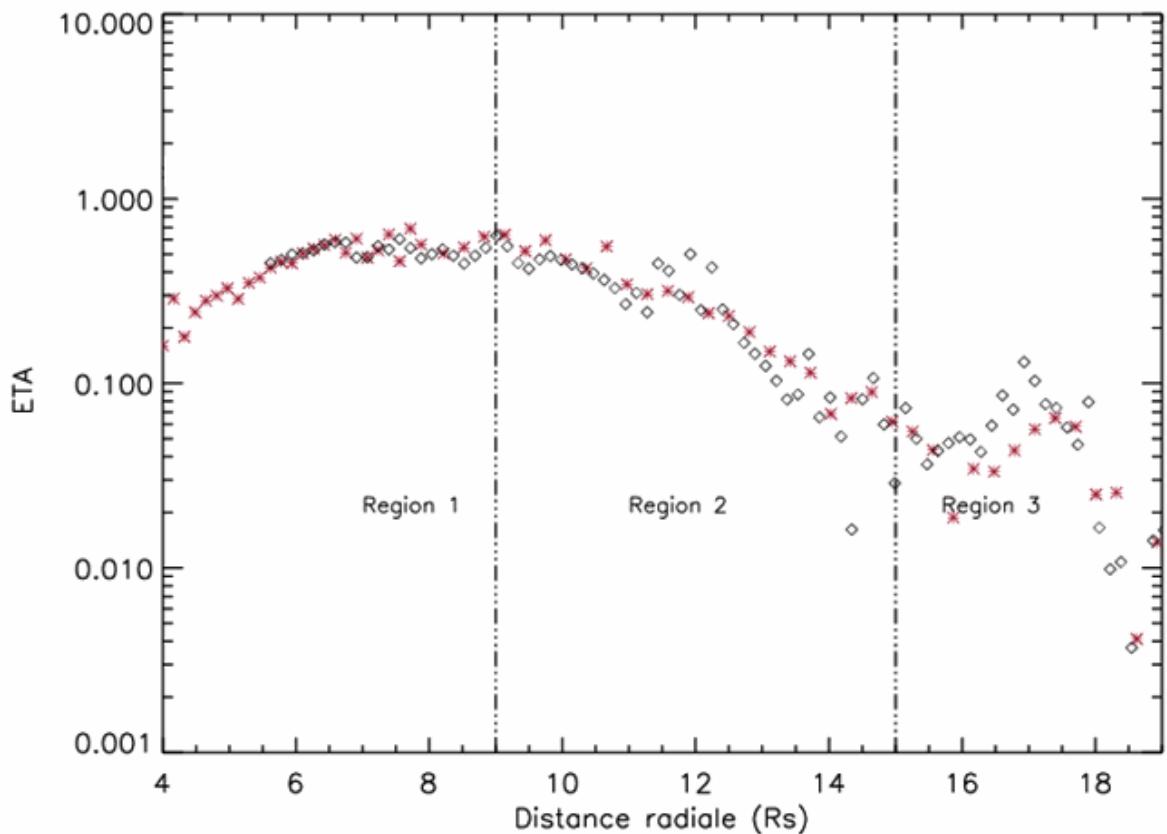


FIG. 4.12 – Profil du η^{th} de la population suprathermique dans la magnétosphère (rev 24, en losanges noirs). Le modèle moyen ($\eta_{moy} = n_{moy}/B_{moy}H_{pl}$) y est superposé (en losanges rouges). Les frontières à $9 R_S$ et $15 R_S$ sont superposées en traits discontinus.

Le profil de η^{th} décroît ensuite dans la région 2, indiquant qu'il s'agit d'une région de transport s'accompagnant de pertes. Dans la région 3, le profil est plus variable, et le paramètre η semble augmenter à nouveau légèrement vers l'extérieur. Cette caractéristique, comme celle du profil de densité, suggère la disparition de la population thermique à la limite des régions 2 et 3, et la présence possible d'une source extérieure d'une nouvelle population 'thermique' à une température proche de celle de la population suprathermique dans la région 3, une nouvelle forme bimodale apparaissant dans cette région.

A la variation du paramètre η^{th} , nous associons également une variabilité importante de la température à l'intérieur des régions magnétosphériques 2 et 3 (cfr. figure 4.15). Or nous avons observé (chapitre 3) que les distributions en angle d'attaque subissent une variation périodique de $\simeq 10h$, pouvant être liée au phénomène de battement périodique du feuillet de plasma en forme de cuvette Arridge et al. (2008b), dont le point de soulèvement se situerait vers $15 R_S$ (figure 4.13). Se pourrait-il alors que la variation observée dans le profil de η^{th} traduise un effet de balayage 'passif' en latitude de la sonde et non d'une perte réelle dans la région 2 ?

Nous allons donc utiliser un paramètre qui nous permettra d'identifier les passages de la

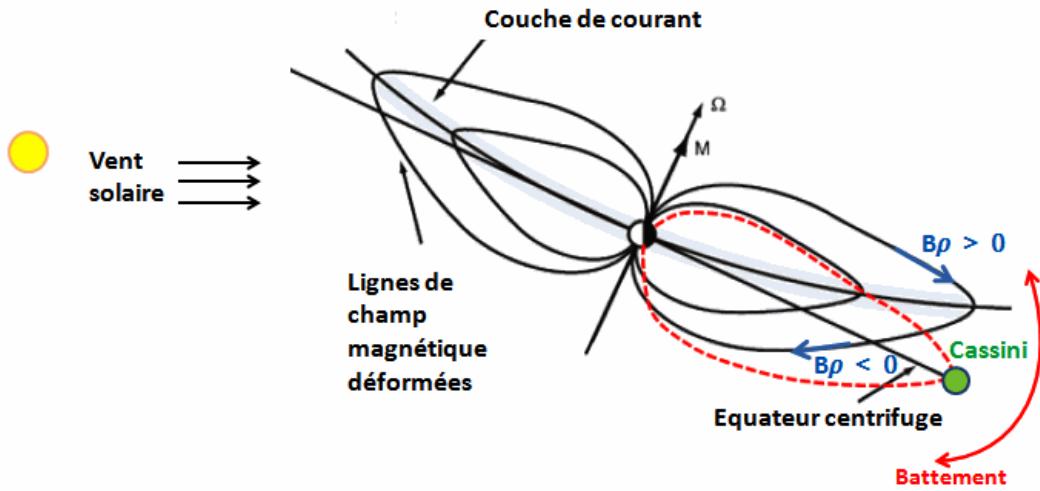


FIG. 4.13 – Illustration de la déformation de la couche de courant et de son battement, adapté de Arridge et al. (2008b). Dans la configuration initiale (en noir), la sonde Cassini se trouve à l'équateur centrifuge mais hors de l'équateur magnétique, et mesure la région des lobes. Dans la configuration ultérieure (en rouge, traits discontinus), le feuillet de plasma rejoint l'équateur centrifuge, la sonde y mesure alors le plasma présent dans le feuillet. D'une configuration à l'autre, la composante radiale du champ magnétique B_ρ (en bleu) passe d'une valeur négative à une valeur proche de 0.

sonde à l'équateur magnétique : le rapport des composantes radiale et axiale du champ magnétique $R_{B(z,\rho)} = B_\rho / B_z$. A l'équateur magnétique, nous nous attendons donc à ce que $R_{B(z,\rho)}$ soit nul. La figure 4.14 montre le profil de η^{th} pour une orbite particulière, la rev 24, ainsi que le profil du paramètre $R_{B(z,\rho)}$, pour les parties entrante (en vert) et sortante de l'orbite (en bleu). Le rapport des composantes magnétiques est très proche de 0 à l'intérieur de $7 R_S$ (les profils entrant et sortant sont confondus). A la limite interne du courant annulaire, le rapport $R_{B(z,\rho)}$ augmente légèrement, indiquant la contribution de ce courant au champ magnétique total (chapitre 3, section 2). A $11.5 R_S$, le paramètre $R_{B(z,\rho)}$ s'écarte de 0 et oscille entre valeurs nulles (région 13-15 R_S -partie entrante, région 16-18 R_S -partie sortante) et non-nulles (régions 11-13 et 16-18 R_S -partie entrante et région 13-16 partie sortante). Il semble que le profil de η suit les variations de $R_{B(z,\rho)}$: l'excursion de la sonde en dehors de l'équateur magnétique entraîne une diminution de η , alors que ce paramètre augmente lorsque la sonde se rapproche de l'équateur.

Profil de température

La figure 4.15 montre le profil de température de la population thermique, ainsi que le paramètre $R_{B(z,\rho)}$ pour l'orbite rev24. En effet, s'il existe un effet de latitude, nous nous attendons, d'après la loi polytrope des températures des électrons thermiques (chapitre 3, section 3.5), à ce que cet effet se fasse ressentir également sur le profil de température de la population thermique.

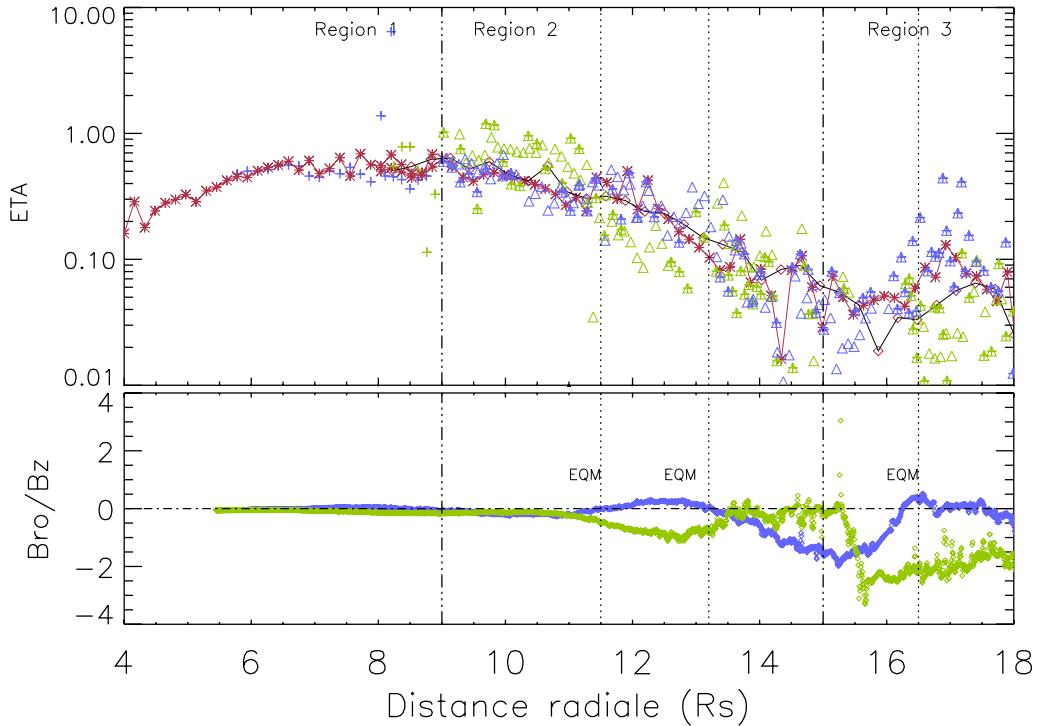


FIG. 4.14 – Haut : Profil du contenu du tube de flux approché de la population thermique dans la magnétosphère. Les données de la partie entrante de l'orbite sont en vert, les données de la partie sortante en bleu. Le modèle moyen est superposé en rouge. Les frontières à $9 R_S$ et $15 R_S$ sont superposées en traits discontinus, ainsi que les passages à l'équateur magnétique (notés EQM). Bas : Profil du paramètre $R_{B(z,\rho)} = B_\rho / B_z$.

Dans la région 1, nous observons que le profil de température suit l'invariant adiabatique jusqu'à $\sim 6 R_S$, et est ensuite strictement croissant dans la région comprise entre $6 R_S$ et $9 R_S$. Dans la région 2, le profil de température observé en parallèle du profil du contenu du tube de flux montre une certaine anti-corrélation entre le profil de $R_{B(z,\rho)}$ et celui de température de la population thermique. Le profil de température semble suivre l'iso-invariant (traits discontinus) dans la région $9-13 R_S$. Pour l'orbite sortante (en bleu), à $13 R_S$, la température augmente alors que la sonde fait une excursion hors du plan équatorial, en accord avec la loi polytrope observée lors de l'étude de la structure en latitude du tore de plasma (chapitre 3). A $17 R_S$, la sonde rejoint l'équateur magnétique, mais à une température plus élevée et décroît dans la région de l'équateur magnétique avec un indice visiblement plus élevé que le simple refroidissement adiabatique.

Nous concluons d'après les observations des paramètres η^{th} et température que les électrons

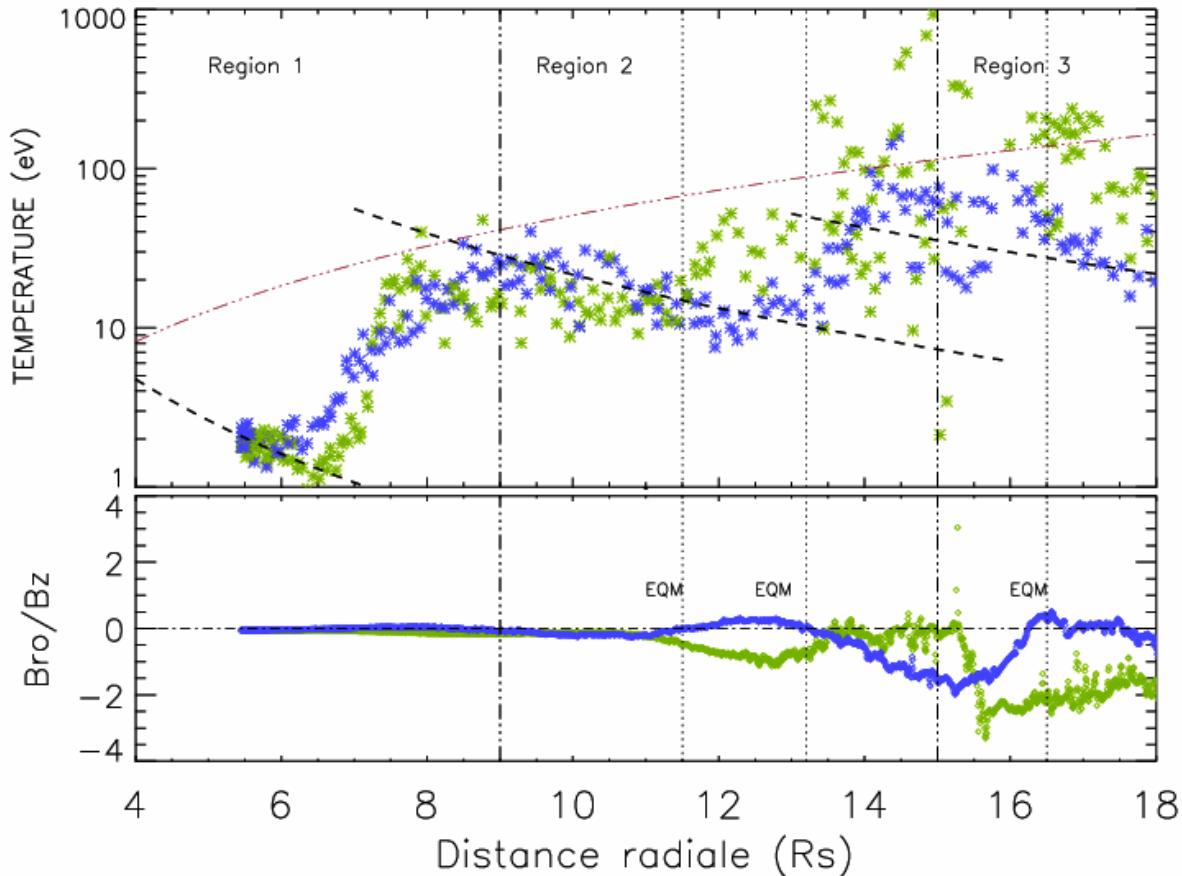


FIG. 4.15 – Haut : Profil de la température de la population thermique dans la magnétosphère (en noir). Les données de la partie entrante de l'orbite sont en vert, les données de la partie sortante en bleu. Les frontières à $9 R_S$ et $15 R_S$ sont superposées en traits discontinus, ainsi que les passages à l'équateur magnétique (notés EQM). Des profils d'iso-invariants de température ($\mu =$) sont superposés en traits discontinus dans les régions à l'équateur magnétique. Bas : Profil du paramètre $R_{B(z,\rho)} = B_\rho / B_z$.

thermiques sont vraisemblablement affectés par des effets de latitude. Les électrons suprathermiques apparaissent moins affectés que la population thermique en raison de leur distribution en latitude plus étendue en latitude.

Constantes de temps du milieu

La figure 4.16 montre les profils de constantes des processus liés à la population thermique du milieu. Tout comme pour la population suprathermique, sont présentées les constantes de thermalisation, d'isotropisation, diffusion électrons/neutres et de diffusion radiale entre $5 R_S$ et $20 R_S$.

Nous observons que la diffusion radiale de la population thermique est un processus mineur dans la région 1, dominé par la thermalisation et l'isotropisation des populations. Les colli-

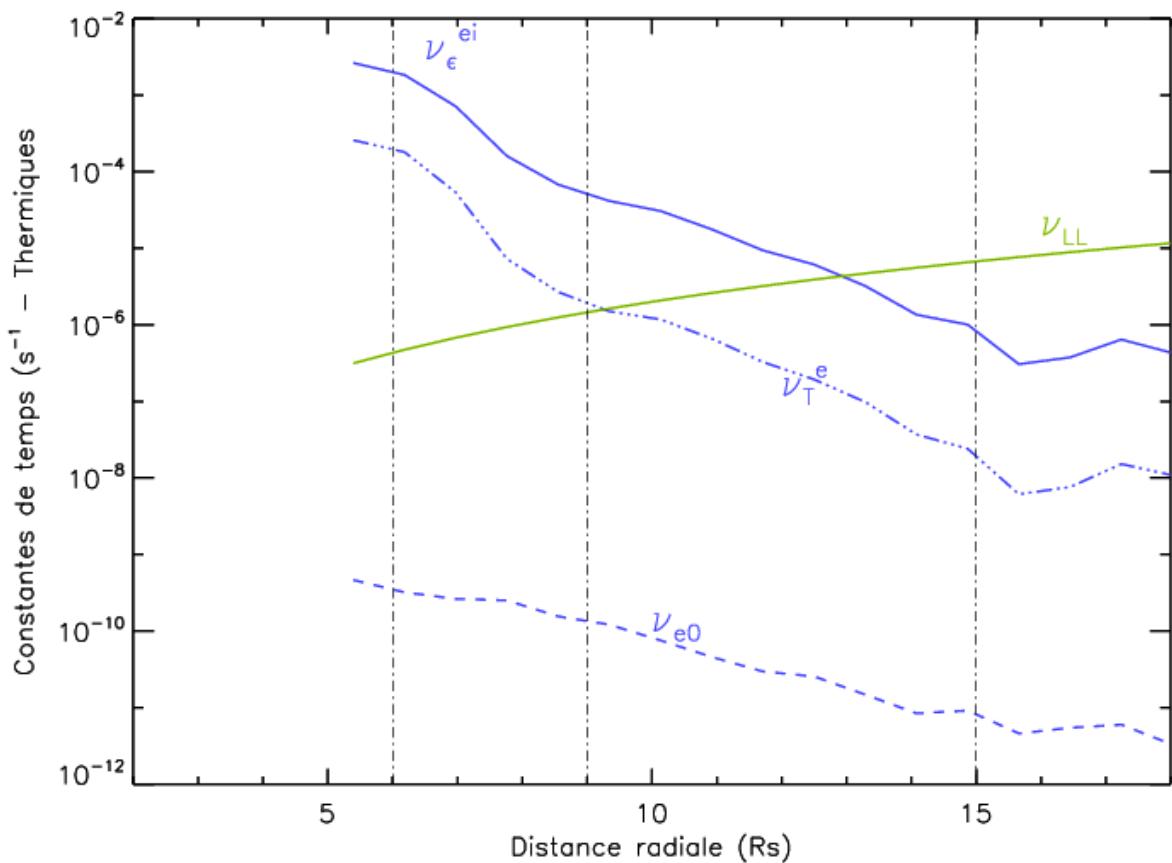


FIG. 4.16 – Constantes de temps (s^{-1}) du milieu calculées à partir des propriétés de la population suprathermique comparées à la constante de diffusion.

sions de neutres/électrons thermiques apparaissent également minoritaires, la température de la population thermique étant relativement faible. Dans la première partie de la région 2, la thermalisation domine toujours la diffusion radiale. Nous nous attendons donc pour ces régions, à ce que la température des électrons soit affectée par les échanges d'énergie entre composantes plasma (interactions électrons/ions, électrons/électrons). Nous remarquons en effet sur la figure 4.15 que la température des électrons est très proche de celle des protons dans la région 1.

4.3.2 Source potentielle de la population thermique : les tores internes de neutres

L'analyse du profil de densité de la population thermique nous a amené à considérer son origine dans la magnétosphère interne. Les tores de gaz neutres sont la principale source de plasma dans cette région de la magnétosphère.

Photoionisation

Nous avons précédemment (section 3.1) observé que la **photoionisation** des gaz neutres est un processus actif dans la région du tore de gaz neutre et des ionosphères éclairés par le soleil. Ce mécanisme donne lieu à la production de photoélectrons à des énergies quantifiées, dépendantes de l'énergie du photon incident et du potentiel d'ionisation des espèces neutres présentes dans le tore. Pour les espèces majoritaires présentes dans le tore de gaz neutre (O, H_2O, OH, H), nous avons observé (section 3.1) que les énergies le plus probables étaient comprises entre 20 eV et 50 eV, c'est à dire beaucoup plus élevées que les énergies observées dans la région 1 (de l'ordre de quelques eV à la dizaine d'eV). D'après l'analyse des constantes de temps, le processus de thermalisation électrons/ions est actif dans la région 1, et observationnellement nous observons que la température des électrons froids est similaire à celle des protons. La thermalisation exige un transfert d'énergie de la population la plus énergétique vers la population la plus froide. Or, nous observons que la température des ions est plus faible (Wilson et al., 2008) que celle attendue pour des ions fraîchement créés ('pick-up') dans le champ magnétique planétaire, à l'énergie de corotation. Nous nous attendons donc plutôt à ce que les électrons soient chauffés via la thermalisation, ce qui ne peut se faire si les électrons sont créés par photoionisation mais à une énergie inférieure.

Ionisation par impact électronique

Nous avons jusqu'à présent introduit le mécanisme d'impact électronique comme mécanisme de perte et de refroidissement pour les électrons (section 4.1). Or, l'**ionisation par impact électronique** d'atomes ou de molécules neutres dans le tore de gaz neutres est aussi un mécanisme source pour les électrons puisque ce mécanisme engendre la production d'un ion et d'un électron, avec diffusion de l'électron incident (section 1.3.2).

La figure 4.17 montre que pour une population d'électrons incidente à énergie E_{inc} supérieure à l'énergie d'ionisation de la molécule neutre, il émerge une distribution d'électrons de faible énergie de quelques eV et diffusés de manière isotrope, et d'autre part une distribution d'électrons anisotrope d'énergie $E_{ie} < E_{inc}$ (simulation numérique du mécanisme d'impact électronique par Santos-Costa et al. (2007)).

L'importance du mécanisme d'impact électronique dans la magnétosphère de Saturne dépend de la section efficace énergie-dépendante du processus dans la gamme d'énergie des électrons du milieu. Nous observons (figure 4.4) que σ_{ie} est négligeable pour les électrons de basse énergie ($\simeq 10$ eV), importante pour les énergies intermédiaires (30 eV - 1 keV) et faible à très haute énergie (au-delà de 1 keV). La section efficace est donc précisément la plus importante aux énergies des électrons de la population suprathermique.

Intégrons à présent ce mécanisme dans le schéma de circulation des populations électroniques. Les électrons suprathermiques transportés dans la région 1 interagissent avec les neutres

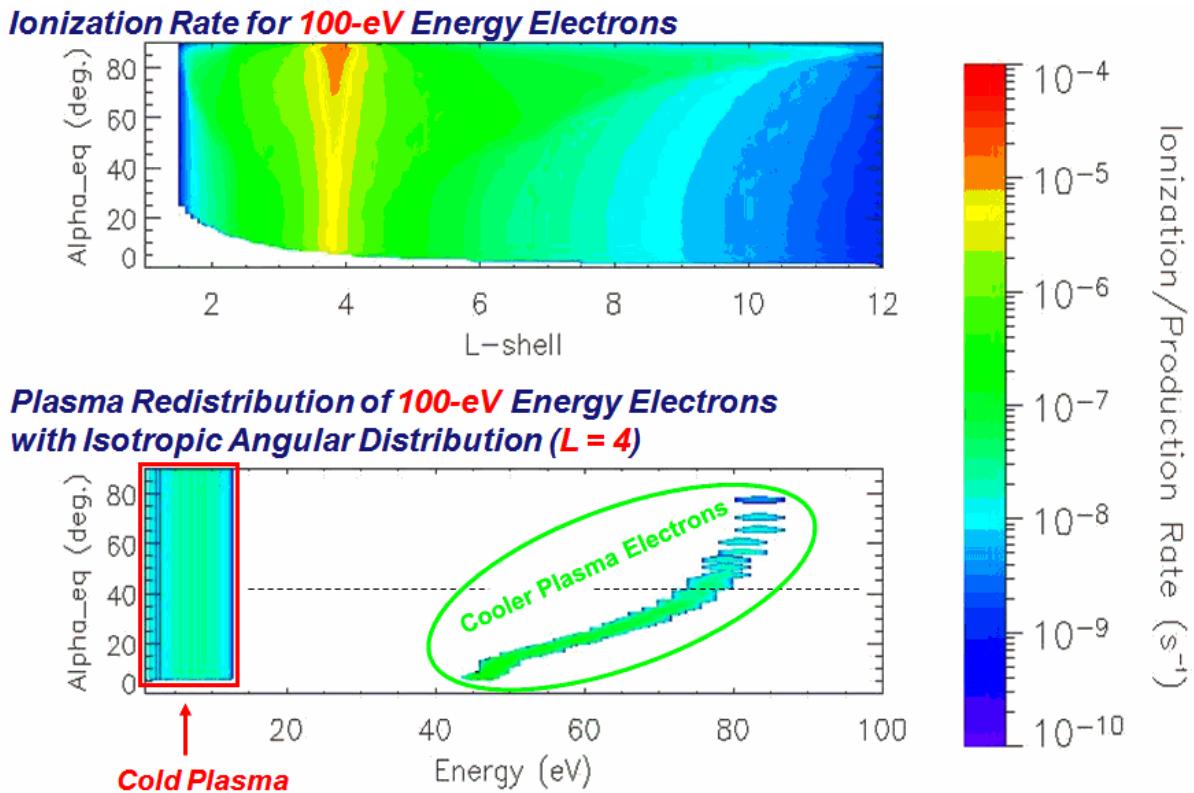


FIG. 4.17 – Haut : Simulation du taux d’ionisation d’un électron d’énergie incidente de 100 eV en fonction de la distance radiale et de l’angle d’attaque à l’équateur (Santos-Costa et al. (2007)). Bas : Simulation de la distribution émergente des électrons suite à l’impact électronique de l’électron à 100 eV dans un nuage de neutres à $L=4$ Santos-Costa et al. (2007). Le modèle de tore de neutres utilisé est celui de Johnson et al. (2006).

par impact électronique. Les électrons émergeant à seulement quelques eV ont une faible probabilité d’ioniser les neutres. Mais la composante électronique émergeante la plus chaude peut à nouveau ioniser le gaz neutre si sa température est supérieure au potentiel d’ionisation de la molécule. Au fur et à mesure que les électrons diffusent dans le tore, les interactions augmentent au vu de l’augmentation de la densité des neutres dans le milieu. Il en résulte une cascade de collisions avec au bilan final un refroidissement global des températures, jusqu’à l’énergie seuil d’ionisation, et la disparition graduelle des électrons chauds dans la magnétosphère et donc la chute des densités de la population suprathermique.

Les profils de températures des deux populations électroniques s’accordent bien avec ce schéma puisque les températures des thermiques et suprathermiques décroissent depuis la frontière externe de la région 1 jusqu’à proximité de la planète, et les densités des suprathermiques subissent une décroissance importante. Remarquons également que le fait que le paramètre κ_{sth} diminue vers l’intérieur, résulte, dans ce schéma de circulation, du fait que les électrons énergétiques (MeV) ont une probabilité faible d’ioniser les neutres par impact électronique, alors

que les électrons aux énergies intermédiaires disparaissent. Le spectre des électrons de haute énergie devient donc plus dur.

En conclusion, la production d'électrons froids par impact électronique des électrons chauds est un bon candidat pour expliquer les profils de températures d'électrons froids et d'électrons chauds dans la région 1. Ce mécanisme permet donc d'unifier la vision des profils de moments des deux populations électroniques dans la région 1 et dévoile un couplage important entre populations thermique et suprathermique.

4.3.3 Origine de la température de la population thermique

Nous venons de voir que le mécanisme de production des électrons thermiques peut être lui-même relié au mécanisme de perte des électrons suprathermiques dans la région 1. Les électrons froids seraient produits à des énergies de quelques eV et seraient ensuite thermalisés avec les protons du milieu magnétosphérique de sorte à ce que l'on observe des énergies similaires dans cette région interne de la magnétosphère.

Dans la région 3, les températures élevées observées ne correspondent probablement pas à celles des électrons d'origine interne (diffusés vers l'extérieur en suivant l'invariant adiabatique) mais à une population différente, voisine de la population suprathermique et dont l'origine est peut-être similaire à celle de cette population suprathermique (ionosphère).

Notre étude des populations électroniques ne s'étendant pas au-delà de $20 R_S$ dans le cadre de cette thèse, nous ne pouvons pas étendre l'analyse des populations à la magnétosphère externe de Saturne. Une étude étendue à de plus grandes distances radiales sera cependant nécessaire afin de comprendre l'origine exacte des populations électroniques dans la région 3.

4.3.4 Puits de la population thermique

Dans notre scénario, les électrons thermiques, d'origine interne (région 1), sont transportés vers l'extérieur jusqu'aux régions 2 et 3. Nous n'avons cependant pas pu contraindre la localisation de la région puits de ces électrons dans ces régions. En effet, la population semble se refroidir dans la région 2, alors qu'une population thermique plus chaude semble dominer dans la région 3, empêchant le suivi de la population thermique d'origine interne dans les régions magnétosphériques plus externes.

4.3.5 Circulation de la population thermique

Récapitulons l'analyse des observations de la population thermique dans la magnétosphère kronienne : les électrons thermiques sont produits lors de l'interaction des électrons suprathermiques diffusant dans le tore de neutres. Les électrons froids thermalisent ensuite avec les pro-

tons du milieu, de sorte que les températures des ions et électrons s'équilibrivent dans la région 1.

Par conservation de la quantité de flux magnétique, la diffusion interne de tubes de flux chargés de plasma chaud (population suprathermique) doit être compensée par la diffusion vers l'extérieur de tubes de flux froids et denses (population thermique). Dans la magnétosphère kronienne, le moteur responsable de cette dynamique est probablement le mécanisme d'interchange de tubes de flux qui a pour origine l'instabilité centrifuge (André et al., 2005) et qui a été observé par Burch et al. (2007) à partir des données de basse énergie. La figure 4.18 de André et al. (2007) montre une période (28 octobre 2004) durant laquelle des événements d'interchange ont été enregistrés. Nous observons des chutes de la fréquence f_{UH} dans le spectrogramme de RPWS (haut de la figure), corrélées avec des injections de plasma chaud (1000-10000 eV) dans le spectrogramme de CAPS/ELS (2ème panneau), la disparition des ions froids (100-1000 eV) dans le spectrogramme d'ions CAPS/IMS (3ème panneau), et des régions sous-denses (4ème panneau).

Dans la région 2, les électrons diffusent dans une région exempte de sources (absence de satellites de glace, et densité de neutres faible). Dans un champ magnétique à intensité décroissante, la population thermique se refroidit, et ce de manière adiabatique. Remarquons que le passage de la région source de la population thermique (région 1) à la région de transport (région 2) intervient simultanément à l'augmentation de la vitesse radiale de flux d'ions froids rapportée par Wilson et al. (2008).

Dans la région 3, les lignes de champs sont étirées et le feuillet de plasma prend la forme d'un disque (Arridge et al., 2008c) en raison de l'effet centrifuge sur les tubes de flux de plasma dense et froid diffusant dans la magnétosphère externe. Pendant la période analysée (solstice), le disque de plasma est apparu déformé, prenant la forme d'une 'cuvette' (Arridge et al., 2008b) dans la région où l'effet du vent solaire commence à se faire sentir ($\simeq 15R_S$). Le mouvement de bas en haut du feuillet de plasma introduit dans les données des structures artificiellement variables, à l'échelle de la période de rotation planétaire ($\sim 10h$). La population thermique y est probablement transportée radialement vers l'extérieur.

4.4 Asymétrie en longitude de la distribution des électrons et Modulation rotationnelle

4.4.1 Origine de la modulation rotationnelle

Il est important de noter que la raison de la modulation rotationnelle des paramètres magnétosphériques et de la dérive de la période de l'émission SKR demeure encore inexpliquée aujourd'hui. Concernant la modulation rotationnelle, Gurnett et al. (2007) ont suggéré l'existence

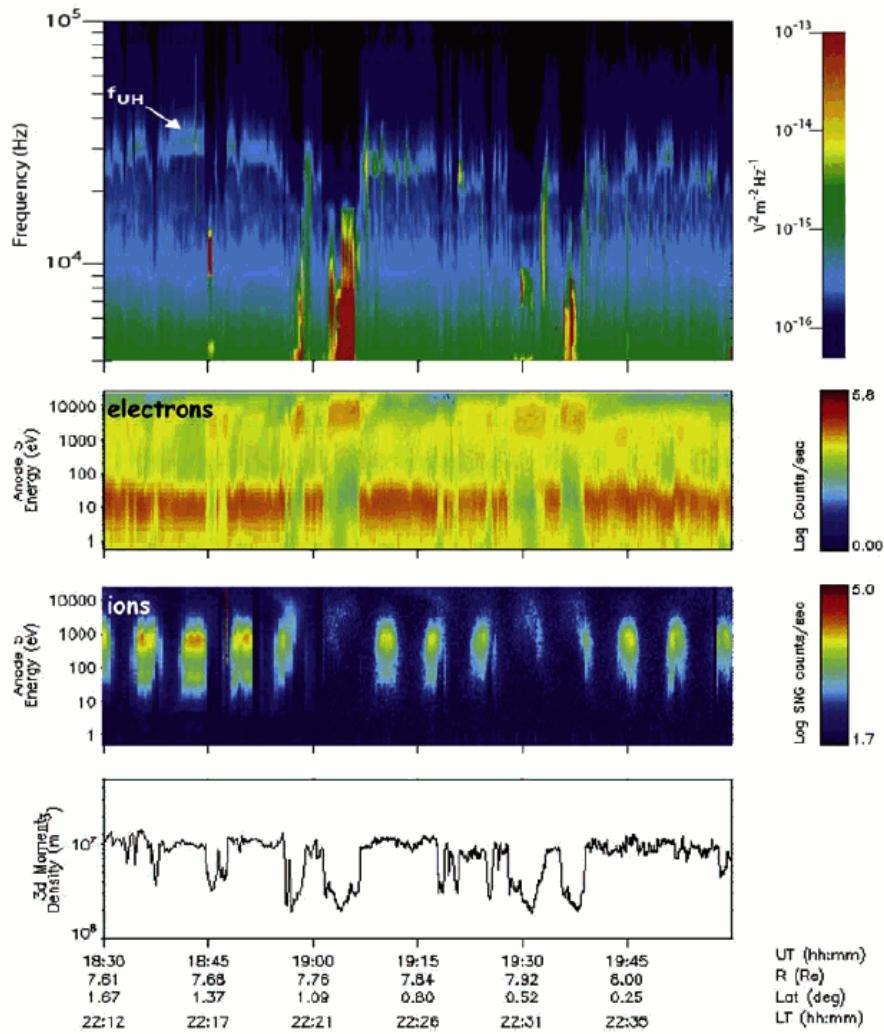


FIG. 4.18 – Interchange dans la magnétosphère de Saturne, 28 octobre 2004 18h30-20h. (a) Spectrogramme de RPWS (b) Spectrogramme d'électrons CAPS/ELS (c) Spectrogramme d'ion CAPS/IMS (d) Densité des électrons froids, en fonction de l'heure (UT). La distance radiale (R), la latitude magnétique (Lat) et le temps local (LT) sont indiqués en bas de la figure (André et al., 2007).

de cellules de convections en corotation, dans lesquelles les secteurs sur-denses correspondent au flux sortant de plasma froid entraînés vers l'extérieur par effet centrifuge. Khurana et al. (2008) invoquent une anomalie en rotation, ayant pour origine un secteur sur-dense de plasma en longitude du disque de plasma en forme de cuvette (Arridge et al. (2008b)). Southwood & Kivelson (2007) ont décrit un système de courants localisé dans la région à 12-15 R_S et susceptible de produire à l'intérieur de 12 R_S un champ magnétique uniforme baptisé 'Camshaft' (Espinosa et al., 2003) caractérisé par une quadrature de phase entre les composantes radiale et azimutale du champ magnétique, et à l'extérieur de 15 R_S un signal similaire à celui d'un dipôle magnétique en rotation autour de l'axe en rotation. Burch et al. (2008) ont proposé un modèle de reconnexion périodique déclenché par l'émission SKR coté jour suivi d'une reconnexion

côté nuit une heure plus tard comme le suggèrent les images ENA de Cassini (Mitchell et al., 2005b). Concernant la dérive à long terme de la période de l'émission SKR, des origines interne et externe sont invoquées : l'influence des variations des propriétés du vent solaire (Cecconi & Zarka, 2005) induisant le déplacement de la source de l'instabilité à l'origine du SKR (origine externe) ou le ralentissement de l'environnement magnétosphérique autour de la planète (diminution du moment azimuthal) dû au couplage du champ magnétique interne avec les sources de plasma de l'environnement kronien (origine interne).

4.4.2 Modulation rotationnelle des populations thermique et suprathermique

Nous avons précédemment observé, dans l'analyse des moments d'électrons en fonction de la longitude $SLS3$ (section 3.4), que les densité et température des populations thermiques et suprathermiques ont une dépendance sinusoïdale en la longitude, en phase pour ces 2 populations. Cette observation conforte l'hypothèse d'un certain couplage entre populations dans la région 1 et supporte notre hypothèse du mécanisme d'impact électronique comme source pour la composante thermique du plasma. Notons que le modèle de tore de Saturne proposé par Delamere & Bagenal (2008) suggère que la variation sinusoïdale dans la région $3\text{-}5 R_S$ des électrons froids (Gurnett et al., 2007) s'explique par une variation sinusoïdale initiale parente des électrons chauds, en accord avec les observations présentées ici.

Si les électrons suprathermiques sont asymétriques dans le repère en longitude, c'est que leur source est probablement asymétrique dans ce repère. Nous avons proposé l'ionosphère comme source des électrons chauds, cela signifierait peut être l'existence d'une asymétrie dans la distribution de courants (conductivité) au niveau ionosphérique, ou au niveau des densités des atomes et molécules dans la haute atmosphère. A ce jour, ces données ne sont pas connues.

Il a été démontré que la puissance SKR et celle des aurores sont corrélées, et que ces deux phénomènes seraient produits par les mêmes populations électroniques (Clarke et al., 2009). L'asymétrie de la source SKR impliquerait une asymétrie de la source des aurores (et inversement) et des nappes de courants alignés descendants associées et donc probablement de la nappe de courants montants, celle de la source potentielle des électrons chauds.

4.5 Conclusion

La figure 4.19 est un résumé des régions de source, de transport et de perte identifiées pour chacune des populations d'électrons dans ce chapitre. Le schéma de circulation proposé est présenté dans la figure 4.20. Les électrons suprathermiques prennent source dans la magnétosphère externe, au-delà de $15 R_S$ dans la région des courants alignés descendants dans l'ionosphère,

correspondant à l'ovale auroral principal. Les électrons subissent la convection radiale dirigée vers la planète, et diffusent au travers de la magnétosphère. Les électrons chauds subissent le chauffage adiabatique et interagissent avec le matériau neutre (atomes, molécules et grains de poussière), source de perte pour ces électrons. Lorsque la population atteint la région 1, certains électrons sont absorbés à la surface des satellites de glace et les interactions avec le tore de neutre sont accrues. L'interaction la plus probable pour les énergies impliquées (100-1000 eV) est l'ionisation des molécules et atomes neutres par impact électronique. Des électrons froids sont créés via ce mécanisme dans le tore dense de neutres, à l'intérieur de $9 R_S$. La population thermique est ensuite diffusée vers l'extérieur via un processus d'interchange de tubes de flux denses et froid (population thermique) et de tubes de flux ténus et chauds (population suprathermique) dans les régions 1 et 2, en subissant le refroidissement adiabatique.

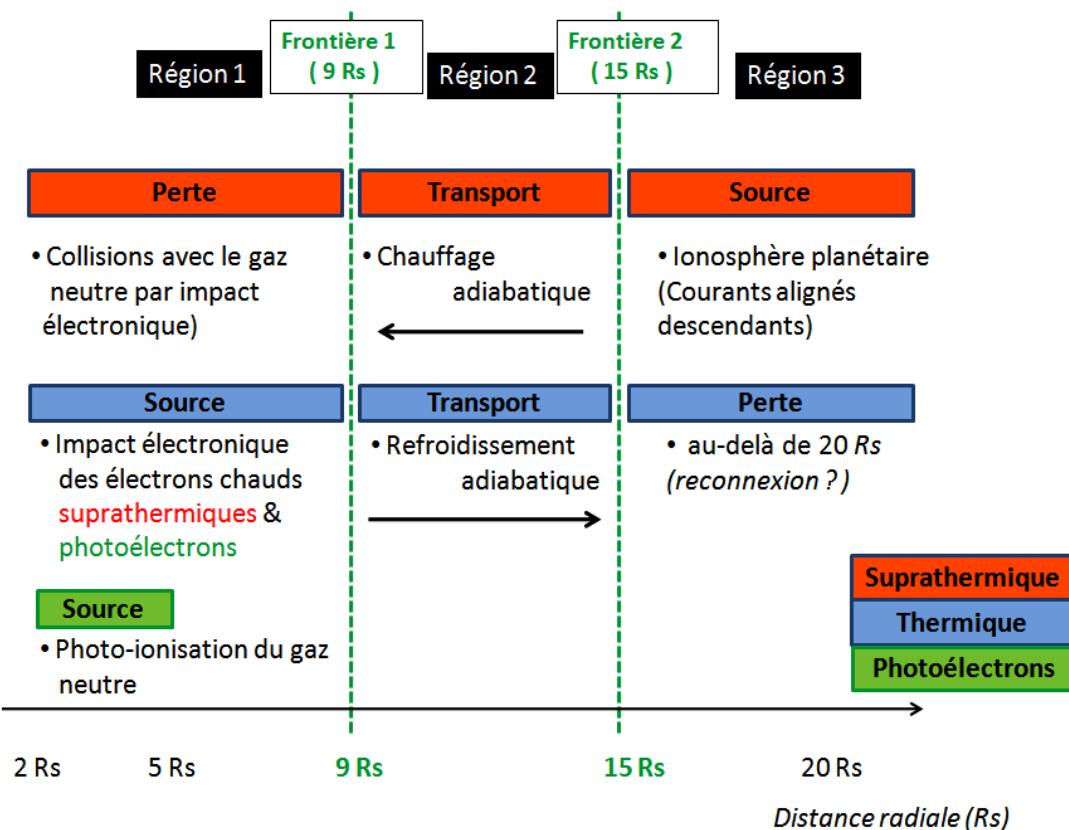


FIG. 4.19 – Présentation des régions de source, de perte et de transport des populations électroniques. La région 1, à l'intérieur de $9 R_S$ est une région source pour la population thermique et les photoélectrons et une région de perte pour les électrons suprathermiques. La région 2, entre $9 R_S$ et $15 R_S$, est une région de transport pour les populations thermique et suprathermique. La région 3, au-delà de $15 R_S$, est une région de source pour la population suprathermique et de perte pour la population thermique.

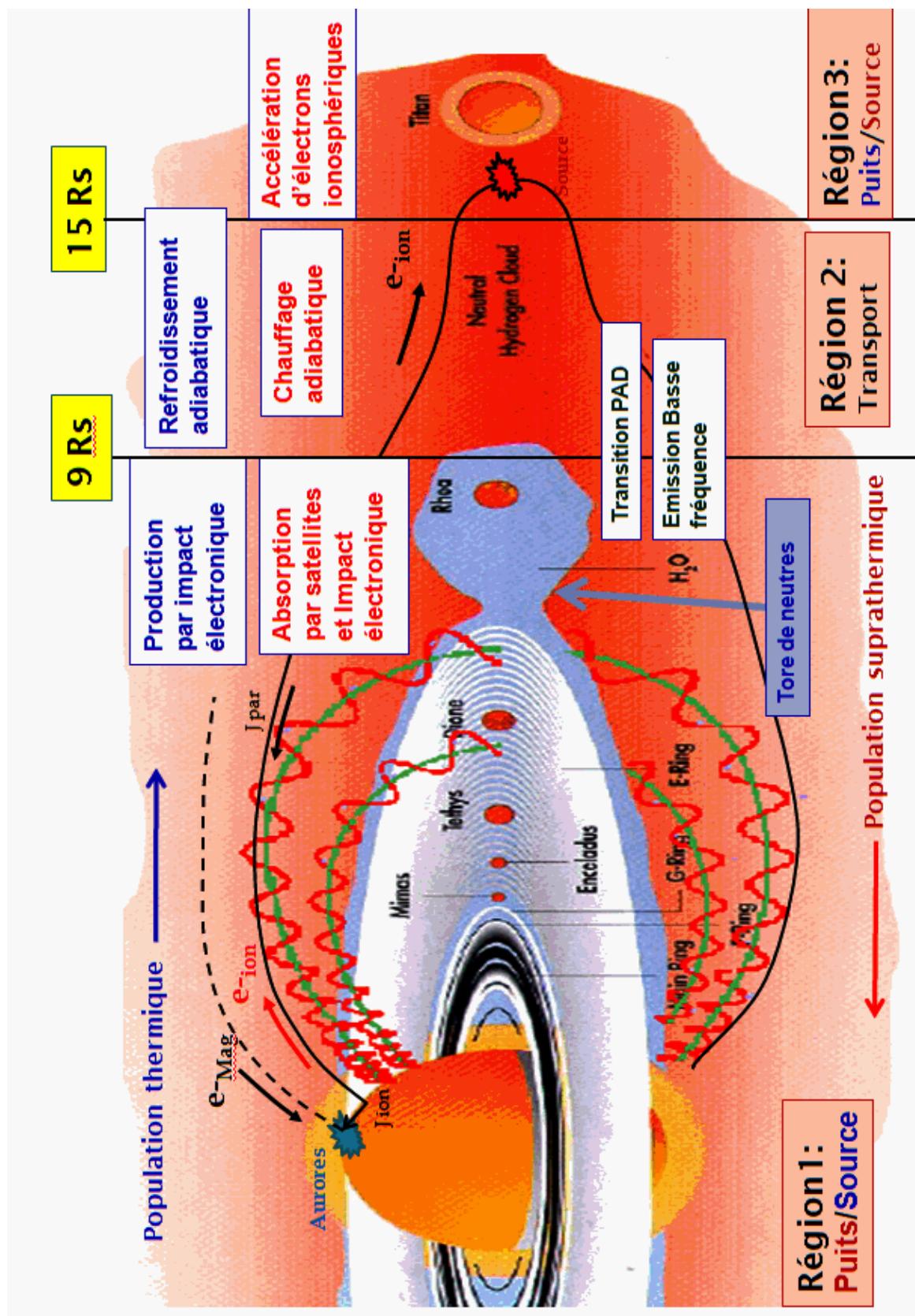


FIG. 4.20 – Schéma de circulation des électrons. Les indications en rouge correspondent aux électrons suprathermiques, les indications en bleu correspondent aux électrons thermiques. La direction de transport des populations est indiquée en haut à gauche (vers l'extérieur pour les thermiques, vers l'intérieur pour les suprathermiques).

Chapitre 5

Conclusions et Perspectives

5.1 Conclusions

La mission Cassini est un projet riche de par sa dimension multi-disciplinaire et la durée d'exploration dans un large champ spatial autour du système kronien.

Ces deux propriétés fondamentales de la mission m'ont permis de mener l'étude de la composante électronique du plasma dans un cadre multi-instrumental, en disposant d'une quantité de données sur un grand nombre d'orbites avec une couverture spatiale diverse et variée en temps local, en altitude et en distance radiale.

Durant la première partie de ma thèse, je me suis familiarisée avec les instruments de mesure des électrons et leur mode de fonctionnement : les instruments de mesures directes des électrons, les instruments de basse énergie CAPS/ELS et de haute énergie MIMI/LEMMS, et les instruments de mesures indirectes des propriétés électroniques tels que l'instrument ondes RPWS et la sonde de Langmuir, la magnétomètre MAG et les instruments de mesures des ions CAPS/IMS. Une des premières tâches que j'ai réalisée a été de produire des spectres d'électrons composites, en utilisant les données particules des instruments CAPS et MIMI, qui possèdent une bande passante commune en énergie. Il a donc d'abord fallu traiter les données, corriger les artefacts de mesure provenant des biais instrumentaux dus à l'interaction de Cassini avec le milieu magnétosphérique. Et ensuite, convertir les données instrumentales dans des unités communes de flux physiques et temporelles. L'établissement de spectres composites a permis d'initier au sein des équipes CAPS et MIMI, une démarche d'inter-étalonnage des données dans le but d'affiner les facteurs géométriques de chacun des instruments pour que les flux instrumentaux se correspondent dans la bande passante commune. Ensuite, je suis passée à l'analyse qualitative des spectres composites, afin d'y identifier les différentes populations électroniques, et leur répartition en fonction de la distance radiale. A l'intérieur de $4 R_S$, j'ai identifié des signatures spectrales fines que j'ai interprétées comme étant dues à la présence de photo-électrons créés par ionisation des molécules et atomes neutres du tore de gaz interne de la magnétosphère

par le rayonnement UV solaire. Dans cette région interne et jusqu'à $6\text{-}7 R_S$, des particules énergétiques peuplant les ceintures de radiation, sont observables dans la partie haute énergie du spectre (2 MeV). Deux populations électroniques sont observables de manière plus étendue dans la magnétosphère, les populations thermique et suprathermique, qui ont été précédemment identifiées par Sittler et al. (1983) à l'époque de Voyager.

Dans un deuxième temps, mon but a été de déterminer les propriétés quantitatives des populations électroniques. Pour les deux populations étendues, j'ai choisi d'utiliser la méthode d'ajustement aux moindres carrés de spectres sur les spectres composites CAPS-MIMI, par rapport à la méthode d'intégration qui ne permet pas de séparer les populations électroniques. J'ai donc construit un modèle bimodal de distribution, et testé diverses combinaisons de modèles de fonction de distribution (thermalisée et non-thermalisée). J'en suis venu à conclure qu'aucune des populations présente une caractéristique thermalisée, et j'ai utilisé les modèles de distribution kappa introduit par Vasyliunas (1968). J'ai ensuite développé une procédure pour ajuster les spectres un à un, et produit des matrices de moments, sur la base de plusieurs orbites. Les premiers moments ont été calculés à partir des données de l'orbite d'insertion, et ont été comparés aux moments déterminés via d'autres méthodes (densité et température électroniques à partir des ondes, densité des ions) pour valider la méthode de détermination des moments.

L'analyse des propriétés des photoélectrons a révélé que ceux-ci sont répartis à tous les temps locaux, observables jusqu'à $\sim 6 R_S$ de distance radiale et à $2 R_S$ d'altitude. Le profil de température est à peu près constant, en fonction de la distance radiale, mais affecté par l'effet du potentiel négatif dû à la présence des ceintures de radiation. D'après le modèle synthétique que j'ai établi à partir des densités des espèces neutres du milieu et les sections efficaces de photoionisation, les photoélectrons proviendraient principalement de l'ionisation des molécules d' H_2O et de l'oxygène atomique.

L'analyse des profils des populations thermique et suprathermique a d'abord confirmé que la population thermique domine la densité dans la magnétosphère interne ($<9 R_S$) et que la deuxième domine la pression dans le milieu magnétosphérique. L'analyse des profils de moments en latitude a révélé ensuite la présence de différentes régions magnétosphériques, séparées par des frontières et définissant des régimes plasma différents. Le but de cette étude étant d'analyser l'organisation spatiale à grande échelle des populations électroniques, les événements dynamiques à courte échelle ont en été écartés en utilisant une résolution temporelle de 15 minutes.

D'après l'analyse des profils de moments, la population thermique aurait une origine dans la magnétosphère interne (à l'intérieur de $9 R_S$), et la population suprathermique une origine dans la magnétosphère externe (au-delà de $15 R_S$). Les électrons chauds prendraient source dans le processus d'accélération des électrons d'origine ionosphérique des courants alignés couplant l'ionosphère de la planète à la magnétosphère. Ils seraient ensuite diffusés dans la magnéto-

sphère en gagnant de l'énergie thermique via la conservation des invariants adiabatiques. En pénétrant dans la magnétosphère interne, les électrons interagissent fortement avec les tores de neutres et les satellites de glace, et sont refroidis et perdus via ces interactions. Un des mécanismes qui pourrait être efficace est le processus d'impact électronique, par lequel un ion et un électron sont nouvellement produits, avec une énergie dépendant de l'énergie de l'électron incident. C'est par ce processus que seraient produits les électrons de la population thermique. L'effet centrifuge induit par la rotation rapide Saturne induit du transport vers l'extérieur du plasma froid et dense. Les électrons produits sont donc transportés vers l'extérieur et disparaissent à près de $15 R_S$.

La variabilité observée dans la statistique des profils de moments a montré une asymétrie de la distribution des densités et des températures dans le repère en longitude. A l'intérieur de $9 R_S$, on observe des secteurs sur-denses et sous-denses, ainsi que des secteurs chauds et moins chauds. L'origine de cette asymétrie reste encore inconnue, mais serait peut-être ionosphérique.

5.2 Perspectives : Corrélation entre données in-situ des populations électroniques et aurores à Saturne

La source des aurores à Saturne n'est cependant pas encore définie et ouvre un grand débat à savoir, si comme dans le cas terrestre elle résulte d'un processus de reconnexion (Cowley et al., 2005), ou comme dans le cas jovien elle résulte de processus d'origine interne (Sittler et al., 2006a). Les premières observations de Trauger et al. (1998); Clarke et al. (2005); Gérard et al. (2005) ont révélé la dualité de la magnétosphère kronienne, apparaissant réagir aussi bien au vent solaire qu'à la dynamique rotationnelle de la planète. L'analyse des images aurorales de Saturne en janvier 2004, couplée à un événement de compression de la magnétosphère due au vent solaire a montré que la luminosité aurorale augmente et que l'aurore se déplace à plus haute latitude en réponse à cet événement.

En 2007 et 2008, une grande campagne d'observations des aurores a été mise en place pour photographier les aurores de Jupiter et Saturne à partir de la caméra ACS (Advanced Camera for Surveys) à bord du télescope hubble. La série de 128 images HST combinée aux mesures in-situ de Saturne et Jupiter à partir des sondes Cassini et New Horizon ont permis une étude coordonnée des événements atmosphériques. Les premiers résultats de la campagne ont confirmé le caractère vent solaire-dépendant de l'oval auroral principal à Saturne.

5.2.1 Les populations électroniques à Saturne

A partir de l'analyse des profils des paramètres électroniques, j'ai identifié différents régimes plasma caractérisant des régions magnétosphériques et séparées par des frontières.

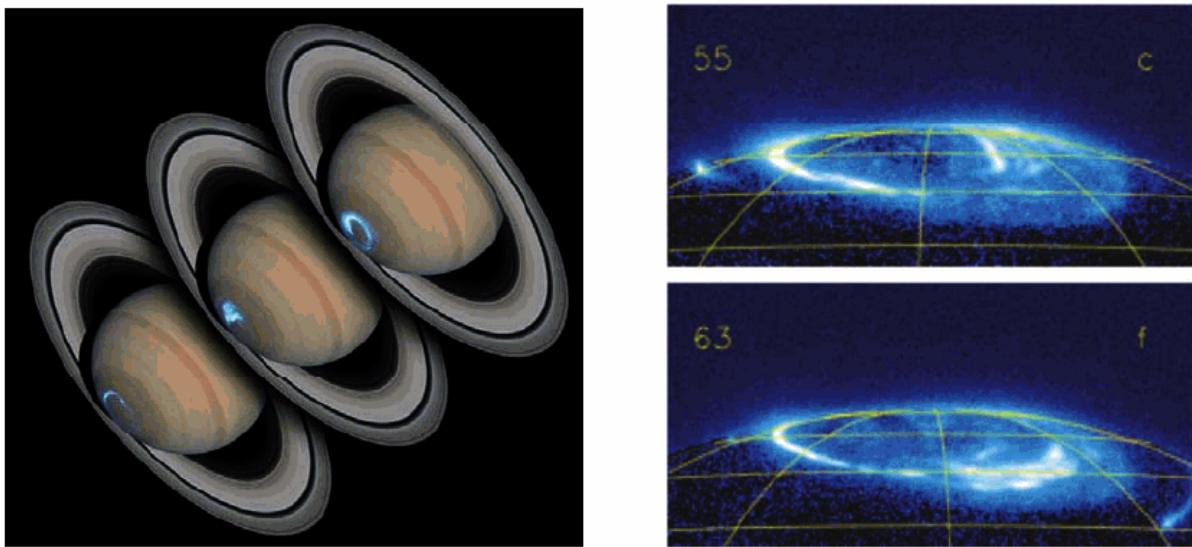


FIG. 5.1 – Aurores de Saturne photographiées à bord du télescope Hubble par la caméra STIS en 2004 (à gauche) (Clarke et al., 2005) et par la caméra ACS en 2007 (à droite) (Clarke et al., 2009).

Les régions de **transition** que j'ai identifiées sont situées

A 15 R_S (région 2/région 3) D'après les analyses comparées des régions magnétosphériques et des régions ionosphériques (Talboys et al., 2009) réalisée au chapitre 4, la frontière à 15 R_S pourrait être la limite interne de la région source des électrons suprathermiques, d'origine ionosphérique et accélérés depuis l'ionosphère dans la nappe de courants alignés dirigés vers l'ionosphère. La limite à 15 R_S signale aussi la perte des électrons froids. Saur et al. (2006) a également observé des faisceaux d'électrons énergétiques apparemment liés à l'oval auroral principal de Saturne.

A 9 R_S (région 1/région 2) La frontière à 9 R_S est apparue comme une signature régulière dans plusieurs paramètres magnétosphériques. Elle coïncide avec une activité accrue d'ondes électriques là où d'importants gradients de densité et température sont observés dans les profils des moments. La vitesse azimutale du plasma thermique (Wilson et al., 2008) et énergétique (Carbary et al., 2008b) y subit un effet de ralentissement à la limite externe de la la région 1, et la valeur absolue de la vitesse radiale y apparaît augmenter brutalement. De plus, les études récentes de Stallard et al. (2008) à partir des données combinées UV de HST et des images Infra-rouge de Cassini ont démontré, de manière indirecte, l'existence d'un oval auroral secondaire, situé à de plus basses latitudes ionosphériques et donc couplé à une région magnétosphérique plus interne à celle de l'oval auroral principal. L'analyse statistique est insuffisante à ce jour pour identifier clairement la localisation des aurores IR en latitude et en distance magnétosphérique. L'origine de l'oval secondaire serait une perturbation dans le flux de corotation tel que

dans le cas de la magnétosphère jovienne. D'après toutes ces observations, j'observe que la présence d'une nappe de courants alignés dirigés vers la magnétosphère pourrait accélérer la perte des électrons suprathermiques à l'intérieur de $9 R_S$, en les précipitant dans l'ionosphère, et produisant par de là même des aurores à basse latitude. Brandt et al. (2009) ont montré que la modulation rotationnelle du champ magnétique dans la magnétosphère interne de Saturne est probablement due à une distribution asymétrique de la pression du plasma en rotation autour de la planète. Une telle asymétrie engendrerait des courants radiaux qui se refermeraient dans l'ionosphère via des courants alignés, dans la région de l'anneau de courant ($8\text{-}15 R_S$). Ceci pourrait constituer des source/perte dans la magnétosphère interne et produire des signatures aurorales à basse latitude ionosphérique.

A $6\text{-}7 R_S$ (région 0/région 1) Il s'agit d'une frontière que nous avons observée dans les profils de moments de la population suprathermique et celui des températures des ions froids(chapitre 3). A l'intérieur de la frontière, le gradient de température change, maintenant positif vers l'intérieur et le profil apparaît adiabatique. Le gradient du paramètre kappa des électrons suprathermiques subit également un changement de pente, positif vers l'intérieur, signe que la population se thermalise tout en étant diffusée vers l'intérieur. L'augmentation parallèle de la température indique que l'énergie de la queue de la distribution est progressivement transférée vers le cœur de la population. C'est le transport donc et non le mécanisme d'impact électronique qui semble dominer dans cette région pour cette population. Remarquons aussi que la frontière est concordante au maximum observé dans le profil de contenu de tube de flux en ions défini par Sittler et al. (2006b), autour du satellite Dione à $6.29 R_S$.

5.2.2 Etudes combinées des populations électroniques et des aurores dans la magnétosphère de Saturne

Les frontières observées apparaissent potentiellement liées aux courants alignés associés aux aurores dans la magnétosphère de Saturne. Mon projet est de réaliser une analyse comparée/combinée de la dynamique des aurores et du plasma, en utilisant les données observationnelles de HST et les données multi-instrumentales de Cassini. Cette étude aidera à comprendre la dynamique magnétosphérique à l'origine du processus des aurores et la nature du couplage ionosphère-magnétosphère dans ces régions. A plus petite échelle, le but est de comprendre la physique microscopique opérant dans les régions de précipitations, les mécanismes d'accélération et le rôle des interactions ondes-particules et les populations d'électrons et ions. Un travail d'analyse de la structure globale a été établi jusqu'à présent. J'aimerais entreprendre une étude plus approfondie, impliquant l'analyse comparée et détaillée avec des structures globales et plus fines, en parallèle avec les mesures in-situ de Cassini.

L’analyse combinée des données magnétosphériques de cassini et aurorales, permettra d’établir un lien entre les populations, les frontières, la dynamique, et de développer un modèle empirique de couplage ionosphère-magnétosphère. Il sera comparé aux modèles de dynamique aurorale existants et aidera à discriminer l’une autre dynamique prépondérante et d’identifier le moteur des aurores dans la magnétosphère kronienne.

Annexe A

Invariants adiabatiques

Le mouvement d'une particule chargée de charge q dans un champ magnétique B et soumise aux forces extérieures F est gouverné par la loi :

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = F + qv \times B \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas où la force externe F est nulle, cette loi implique un mouvement de gyration de la particule dans le sens direct ou rétrograde selon la charge (loi de Lorentz). Les forces externes ajoutent à ce mouvement 3 mouvements de base supplémentaires : (1) un mouvement de gyration autour de ligne de champ magnétique, (2) un mouvement de rebond le long de la ligne de champ et (3) un mouvement de dérive perpendiculaire à cette ligne de champ.

A chacun de ces mouvement on associe une quantité appelée invariant adiabatique, a priori conservée lors du mouvement des particules.

Au déplacement (1), sous l'hypothèse de variations faibles du champ magnétique au cours d'une gyropériode (flux magnétique constant), on associe le premier invariant adiabatique :

$$\mu_B = \frac{p_{\perp}^2}{2mB} \propto \frac{T_{\perp}}{B} \quad (\text{A.2})$$

où p_{\perp} est la quantité de mouvement perpendiculairement au champ magnétique, et T_{\perp} est la température perpendiculaire. Dans une configuration magnétique dipolaire $B \propto L^{-3}$, T_{\perp} évolue donc en L^{-3} (où L est le paramètre de Mc Ilwain).

Au déplacement (2), si les variations du champ magnétique sont faibles par rapport à l'échelle de rebond le long de la ligne de champ magnétique, est associé le deuxième invariant

$$J_B = 2 \int p_{\parallel} ds \propto T_{\parallel}^{1/2} H_{pl} \quad (\text{A.3})$$

où p_{\parallel} est la quantité de mouvement parallèlement au champ magnétique, T_{\parallel} est la température parallèle et H_{pl} est la hauteur d'échelle du plasma. Avec $H_{pl} \propto L$, T_{\parallel} évolue en L^{-2} .

Pour une distribution de particules transportée radialement dans un dipôle magnétique, on s'attend donc à ce que la température équivalent isotrope $T_{tot} = (T_\perp^2 T_\parallel)^{1/3}$ suive une loi en $L^{-8/3}$.

Au déplacement (3), dans le cas de faibles variations de champ magnétique à l'échelle de la période de dérive, la flux magnétique est conservé.

$$\phi = \oint B ds \quad (\text{A.4})$$

Annexe B

Tables d'étalonnage

Nous présentons dans cette annexe les tables d'énergie et de facteurs géométriques utilisés au cours de cette thèse, pour les instruments plasma CAPS/ELS et MIMI/LEMMS.

B.1 Instrument CAPS/ELS

Table d'énergies

L'analyseur électrostatique CAPS/ELS (cf. chapitre 2) balaie et enregistre les électrons depuis les hautes vers les basses énergies (26.04 keV - 0.58 eV), en 63 canaux. La correspondance entre canaux et énergie est présentée dans la table B.1.

Facteurs géométriques

Les jeux d'anciens (en vert) et nouveaux facteurs géométriques (en bleu) sont présentés dans la figure B.2 en fonction de l'énergie (table B.1). Nous observons un facteur d'échelle de 3-4 entre les deux jeux de facteurs géométriques.

Nous avons calculé les flux à partir du nouveau jeu de facteurs géométriques (GF) étalonné en vol (fin 2008), et calculé de nouveaux profils de moments électroniques pour l'orbite rev 24. Les nouveaux profils (en bleu) et les anciens (en vert) sont représentés dans la figure B.3. Il apparaît que les profils de densité sont similaires, à un facteur 3-4 près. En effet, les nouveaux facteurs géométriques sont un facteur de 3 à 4 fois supérieurs aux anciens, réduisant les flux différentiels d'un facteur équivalent (chapitre 2, section 2) et donc la densité proportionnelle au flux. A noter que la problématique de la densité est en partie discutée au chapitre 3 (section 3.2.3.1). La température est théoriquement moins affectée par le changement de facteurs géométriques car elle est indépendante de la valeur absolue des facteurs géométriques (voir définition du moment d'ordre 2, chapitre 2, 2.4.1).

Bin	Energy	Bin	Energy	Bin	Energy	Bin	Energy
1	26,040	17	2112	33	171.7	49	13.98
2	22,227	18	1805	34	146.9	50	11.64
3	18,991	19	1544	35	125.1	51	9.89
4	16,256	20	1319	36	107.4	52	8.72
5	13,876	21	1128	37	91.76	53	7.56
6	11,867	22	964.1	38	78.18	54	6.39
7	10,143	23	824.0	39	67.15	55	5.23
8	8674	24	704.3	40	57.45	56	4.64
9	7415	25	601.8	41	49.00	57	4.06
10	6336	26	514.8	42	41.81	58	3.48
11	5416	27	439.4	43	35.84	59	2.90
12	4630	28	375.9	44	30.49	60	2.32
13	3956	29	321.5	45	26.34	61	1.74
14	3383	30	274.8	46	22.21	62	1.16
15	2890	31	235.0	47	19.26	63	0.58
16	2471	32	200.9	48	16.33		

FIG. B.1 – Correspondance des 63 Canaux (*Bin*) et des énergies (eV) de CAPS/ELS.

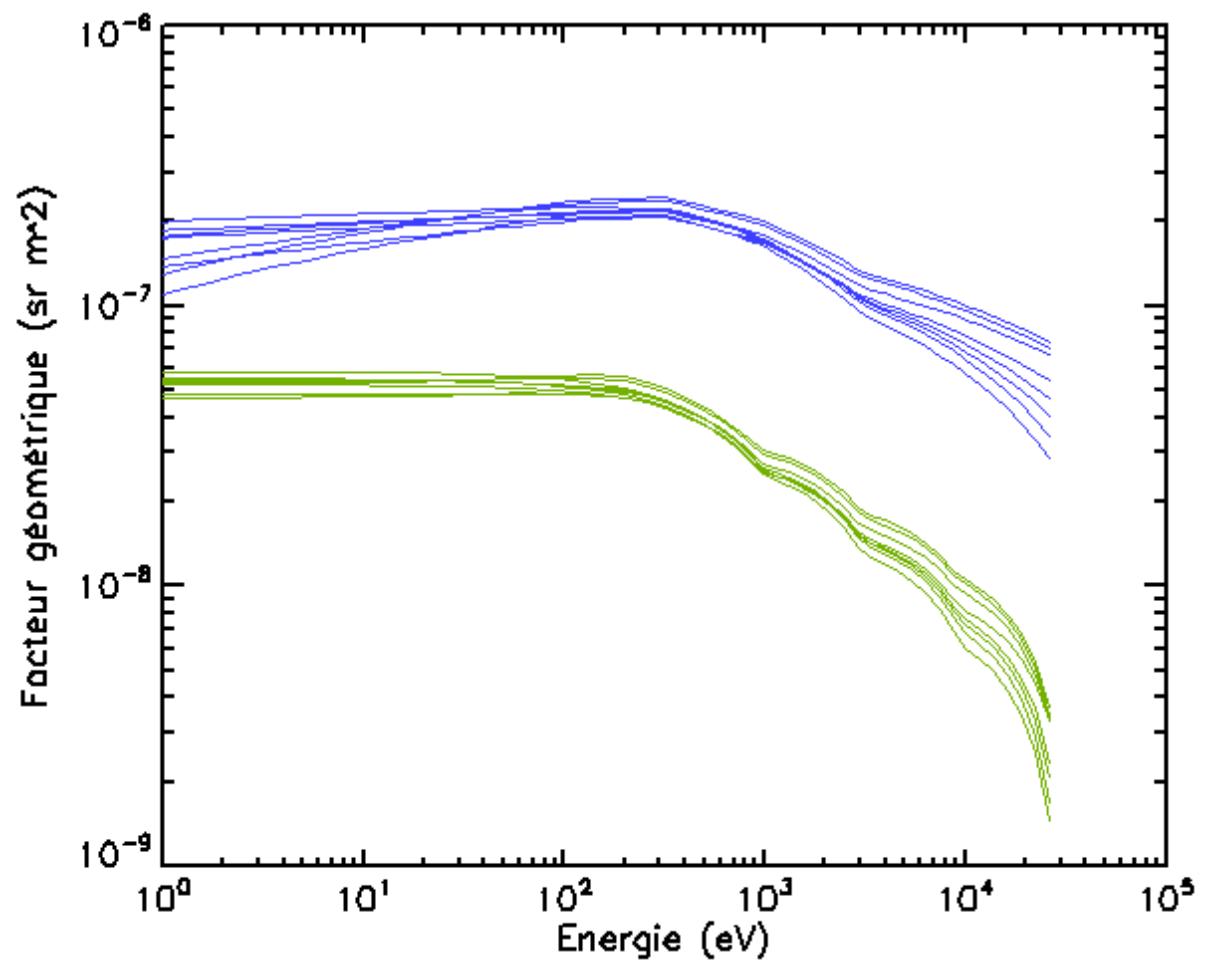


FIG. B.2 – Facteurs géométriques : 1er étalonnage (au sol et simulations monte carlo) en vert et 2ème étalonnage (en vol) en bleu, en fonction de l'énergie des canaux de CAPS/ELS.

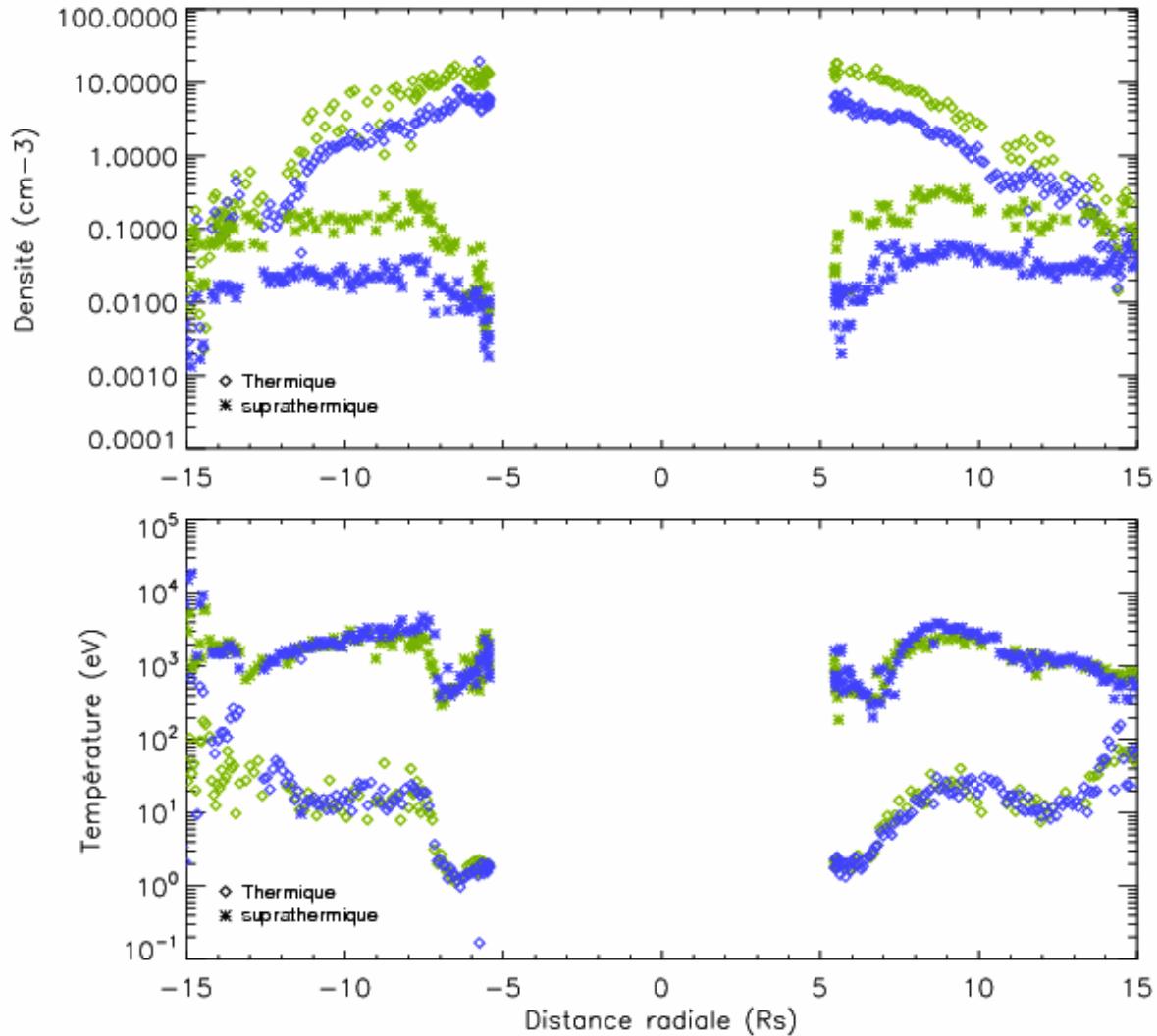


FIG. B.3 – Comparaison des profils de moments densité (haut) et température (bas) des populations électroniques thermique (losanges) et suprathermique (étoiles), calculés à partir des anciens facteurs géométriques(en vert) et des nouveaux (en bleu). Orbite rev 24.

B.2 Instrument MIMI/LEMMS

Les tables d'énergie, ainsi que les facteurs géométriques de l'instrument MIMI/LEMMS sont présentés aux tables B.4 et B.5.

Channel	Species	E1	E2	Em	GF	GDE	Basis
		keV	keV	keV	cm ² sr	cm ² sr keV	
C0	e	18	40	27	0.0045	0.099	FT, MC ^a
C1	e	27	48	36	0.012	0.252	FT, MC ^a
C2	e	41	60	50	0.015	0.285	FT, MC ^a
C3	e	56	100	75	0.017	0.748	FT, MC ^a
C4	e	92	183	130	0.016	1.456	FT, MC ^a
C5	e	175	300	229	0.01	1.25	FT, MC ^a
C6	e	265	550	382	0.0175	4.988	FT, MC ^a
C7	e	510	832	651	0.01	3.22	FT, MC ^a
Note:	c.	Monte Carlo modelled with magnetic deflection, scattering and bowtie fits to GF vs E curves					

FIG. B.4 – Table des canaux de basse énergie (*Channel C0-C7*) des électrons (*Species e*) de l'instrument MIMI/LEMMS : bandes passantes des canaux (énergie minimum *E1*, énergie maximum *E2*, énergie moyenne *Em*), facteurs géométriques associés (*GF*, *GDE* = *GF* (*E2* – *E1*)). Equipe MIMI/LEMMS (T.P.Amstrong).

Channel	Species	E1	E2	Em	GF	GDE	Basis
		keV	keV	keV	cm ² sr	cm ² sr keV	
E0	e	110	365	200	0.02	5.1	FT, MC ^{c.}
E1	e	220	485	327	0.012	3.18	FT, MC ^{c.}
E2	e	340	1350	677	0.028	28.28	FT, MC ^{c.}
E3	e	600	4950	1723	0.01	43.5	FT, MC ^{c.}
E4	e	790	4750	1937	0.025	99	FT, MC ^{c.}
E5	e	800	(h)	800	0.055	NA	FT, MC ^{c.}
E6	e	1600	21000	5797	0.047	911.8	FT, MC ^{c.}
E7	e	7000	20000	11832	0.01	130	FT, MC ^{c.}
Note:	c.	Monte Carlo run including magnetic deflection, scattering, "bow-tie" threshold edges and					
	h.	Integral channel, upper threshold not applicable					

FIG. B.5 – Table des canaux de haute énergie (*Channel E0-E7*) des électrons (*Species e*) de l'instrument MIMI/LEMMS : bandes passantes des canaux (énergie minimum *E1*, énergie maximum *E2*, énergie moyenne *Em*), facteurs géométriques associés (*GF*, *GDE* = *GF* (*E2* – *E1*)). Equipe MIMI/LEMMS (T.P.Amstrong).

Annexe C

Equations de l'équilibre diffusif - modèle MHD

Nous considérons un plasma constitué de N espèces électroniques et ioniques. Pour chaque espèce α de masse m_α , de charge q_α et de densité n_α , l'équation de mouvement (dans l'approximation MHD) s'écrit :

$$n_\alpha m_\alpha \frac{dU_\alpha}{dt} = n_\alpha q_\alpha (E + U_\alpha \times B) + n_\alpha m_\alpha g + f_{cent,\alpha} + f_{cor,\alpha} - \nabla P_\alpha \quad (\text{C.1})$$

où U est la vitesse de l'espèce considérée, E et B sont les champs électrique et magnétique, g la gravité, f_{cent} et f_{cor} les forces centrifuge et de Coriolis, et ∇P le gradient de pression thermique du plasma.

A l'équilibre ($\frac{d}{dt}U_\alpha = 0$), l'équation du mouvement pour chaque espèce se décompose dans la direction parallèle (\parallel) au champ magnétique en :

$$n_\alpha q_\alpha E_\parallel + n_\alpha m_\alpha g_\parallel + n_\alpha m_\alpha (f_{cent})_\parallel - (\nabla P_\alpha)_\parallel = 0 \quad (\text{C.2})$$

Le plasma magnétosphérique que l'on étudie étant anisotrope (gyrotrope), la force de pression thermique parallèle s'écrit :

$$(\nabla \cdot P)_\parallel = \nabla_\parallel P_\parallel - (P_\parallel - P_\perp) \frac{B \cdot \nabla B}{B^2} \quad (\text{C.3})$$

avec P_\perp et P_\parallel les pressions respectivement perpendiculaire et parallèle au champ magnétique.

$$P_{\perp,\parallel} = nkT_{\perp,\parallel} \quad (\text{C.4})$$

où k est la constante de Boltzmann.

Dans la suite on supposera par simplification que les températures ne varient pas le long des lignes de champ magnétiques.

On déduit de l'équation d'équilibre parallèle C.2, l'expression de la densité d'une espèce α de plasma en tout point d'une ligne de champ magnétique d'abscisse curviline s :

$$\frac{1}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial s} = \frac{-q_\alpha}{T_\alpha} \frac{\partial \phi_E}{\partial s} + \frac{m_\alpha}{T_\alpha} \frac{\partial}{\partial s} \frac{GM_S}{r} + \frac{m_\alpha}{T_\alpha} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{2} \Omega^2 \rho^2 \right) + \frac{T_{\alpha\parallel} - T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}} \frac{1}{B} \frac{\partial B}{\partial s} \quad (\text{C.5})$$

où ϕ_E est le potentiel électrique ambipolaire, r est la distance radiale à la planète, ρ la distance à l'axe de rotation de la planète, G est la constante de gravitation, M_S la masse de Saturne, et Ω la vitesse angulaire de l'espèce du plasma autour de la planète.

L'équation C.5 est ensuite intégrée le long de la ligne de champ. On obtient la densité de l'espèce considérée en tout point de la ligne de champ en fonction de sa valeur en un point particulier de la ligne de champ (repéré par l'indice 0) :

$$n_\alpha(s) = n_\alpha(s_0) \exp\left(\phi_\alpha - \frac{q_\alpha}{T_{\alpha\parallel}}(\phi_E - \phi_{E,0})\right) \quad (\text{C.6})$$

avec le potentiel ϕ_α , qui se décompose en la somme des potentiels gravitationnel, centrifuge et magnétique ϕ_α :

$$\phi_\alpha = \frac{m_\alpha}{T_{\alpha\parallel}} GM_S \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) + \frac{1}{2} \frac{m_\alpha}{T_{\alpha\parallel}} \Omega_S^2 (\rho^2 - \rho_0^2) + \left(1 - \frac{T_{\alpha\perp}}{T_{\alpha\parallel}} \right) \ln\left(\frac{B}{B_0}\right) \quad (\text{C.7})$$

Nous pouvons dériver une équation C.6 pour chaque espèce de plasma. Nous disposons ainsi de N équations mais notre problème comporte $N + 1$ inconnues (les N espèces du plasma et le potentiel électrique ambipolaire). La $(N + 1)$ ème équation de notre système est donnée par la condition de quasi-neutralité en tout point de la ligne de champ :

$$\sum_\alpha q_\alpha n_\alpha = 0 \quad (\text{C.8})$$

Publications et Communications

Articles publiés dans journaux à comité de lecture

1. P. Schippers, M. Blanc, N. André, I. Dandouras, G. R. Lewis, L. K. Gilbert, A. M. Persoon, N. Krupp, D. A. Gurnett, A. J. Coates, S. M. Krimigis, D. T. Young, and M. K. Dougherty (2008), Multi-instrument analysis of electron populations in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 113, A07208, doi :10.1029/2008JA013098.
2. André, N., M. Blanc, S. Maurice, P. Schippers, E. Pallier, T. I. Gombosi, K. C. Hansen, D. T. Young, F. J. Crary, S. Bolton, E. C. Sittler, H. T. Smith, R.E. Johnson, R. A. Baragiola, A. J. Coates, A.M. Rymer, M. K. Dougherty, N. Achilleos, C. S. Arridge, S. M. Krimigis, D. G. Mitchell, N. Krupp, D.C. Hamilton, I. Dandouras, D.A. Gurnett, W. S. Kurth, P. Louarn, R. Srama, S. Kempf, H. J. Waite, L. W. Esposito, and J. T. Clarke (2008), Identification of Saturn's Magnetospheric Regions and Associated Plasma Processes : Synopsis of Cassini Observations During Orbit Insertion, *Rev. Geophys.*, doi :10.1029/2007RG000238

Articles soumis

1. G. R. Lewis, D. R. Linder, L. K. Gilbert, D. O. Kataria, A. J. Coates, C. S. Arridge, N. André, P.Schippers, A. M. Rymer, G. A. Collinson, G. H. Jones, A. Persoon, J.-E. Wahlund, D. T. Young, In Flight Calibration of the Cassini-Huygens-CAPS Electron Spectrometer, soumis à *PSS*

Articles en préparation

1. P. Schippers, N. André, M. Blanc, I. Dandouras, A. J. Coates, R. E.Johnson, S. M. Krimigis, D. T. Young, Identification of Photoelectrons Energy Peaks in Saturn's Inner Neutral Torus, pour soumission à *GRL*

2. P. Schippers, N. André, C. S. Arridge, M. Blanc, I. Dandouras, A. J. Coates, S. M. Krimigis, D. T. Young, Longitudinal Modulation of Electron Plasma Parameters in the Saturnian Inner Magnetosphere, pour soumission à *GRL*.
3. C.S. Arridge, H.J. McAndrews, N. André, E.J. Bunce, M. H. Burger, K.C. Hansen, S. Hsu, R.E. Johnson, G.H. Jones, S. Kempf, K.K. Khurana, N. Krupp, W.S. Kurth, J.S. Leisner . C. Paranicas, E. Roussos, C.T. Russell, P. Schippers, E.C. Sittler, H.T. Smith, M.F. Thomsen, A.J. Coates, M.K. Dougherty, D.A. Gurnett, S.M. Krimigis, D.T. Young, Mapping magnetospheric equatorial regions at Saturn from Cassini observations.

Bibliographie

ANDRÉ N., BLANC M., MAURICE S., SCHIPPERS P., PALLIER E., GOMBOSI T.I., HANSEN K.C., YOUNG D.T., CRARY F.J., BOLTON S., SITTLER E.C., SMITH H.T., JOHNSON R.E., BARAGIOLA R.A., COATES A.J., RYMER A.M., DOUGHERTY M.K., ACHILLEOS N., ARRIDGE C.S., KRIMIGIS S.M., MITCHELL D.G., KRUPP N., HAMILTON D.C., DANDOURAS I., GURNETT D.A., KURTH W.S., LOUARN P., SRAMA R., KEMPF S., WAITE H.J., ESPOSITO L.W. & CLARKE J.T., **2008**. *Identification of Saturn's magnetospheric regions and associated plasma processes : Synopsis of Cassini observations during orbit insertion.* Reviews of Geophysics, 46, G4008+

ANDRÉ N., DOUGHERTY M.K., RUSSELL C.T., LEISNER J.S. & KHURANA K.K., **2005**. *Dynamics of the Saturnian inner magnetosphere : First inferences from the Cassini magnetometers about small-scale plasma transport in the magnetosphere.* Geophys. Res. Lett., 32, 14

ANDRÉ N., PERSOON A.M., GOLDSTEIN J., BURCH J.L., LOUARN P., LEWIS G.R., RYMER A.M., COATES A.J., KURTH W.S., SITTLER E.C., THOMSEN M.F., CRARY F.J., DOUGHERTY M.K., GURNETT D.A. & YOUNG D.T., **2007**. *Magnetic signatures of plasma-depleted flux tubes in the Saturnian inner magnetosphere.* Geophys. Res. Lett., 34, 14108

ARRIDGE C.S., ANDRÉ N., ACHILLEOS N., KHURANA K.K., BERTUCCI C.L., GILBERT L.K., LEWIS G.R., COATES A.J. & DOUGHERTY M.K., **2008a**. *Thermal electron periodicities at $20R_S$ in Saturn's magnetosphere.* Geophys. Res. Lett., 35, 15107

ARRIDGE C.S., KHURANA K.K., RUSSELL C.T., SOUTHWOOD D.J., ACHILLEOS N., DOUGHERTY M.K., COATES A.J. & LEINWEBER H.K., **2008b**. *Warping of Saturn's magnetospheric and magnetotail current sheets.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 8217

ARRIDGE C.S., RUSSELL C.T., KHURANA K.K., ACHILLEOS N., ANDRÉ N., RYMER A.M., DOUGHERTY M.K. & COATES A.J., **2007**. *Mass of Saturn's magnetodisc : Cassini observations.* Geophys. Res. Lett., 34, 9108

- ARRIDGE C.S., RUSSELL C.T., KHURANA K.K., ACHILLEOS N., COWLEY S.W.H., DOUGHERTY M.K., SOUTHWOOD D.J. & BUNCE E.J., **2008c**. *Saturn's magnetodisc current sheet*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, a12, 4214
- BADMAN S.V., COWLEY S.W.H., GÉRARD J.C. & GRODENT D., **2006**. *A statistical analysis of the location and width of Saturn's southern auroras*. Annales Geophysicae, 24, 3533
- BARBOSA D.D., **1993**. *Thermal structure of ions and electrons in Saturn's inner magnetosphere*. J. Geophys. Res., 98, 9335
- BLANC M., BOLTON S., BRADLEY J., BURTON M., CRAVENS T.E., DANDOURAS I., DOUGHERTY M.K., FESTOU M.C., FEYNMAN J., JOHNSON R.E., GOMBOSI T.G., KURTH W.S., LIEWER P.C., MAUK B.H., MAURICE S., MITCHELL D., NEUBAUER F.M., RICHARDSON J.D., SHEMANSKY D.E., SITTLER E.C., TSURUTANI B.T., ZARKA P., ESPOSITO L.W., GRÜN E., GURNETT D.A., KLORE A.J., KRIMIGIS S.M., SOUTHWOOD D., WAITE J.H. & YOUNG D.T., **2002**. *Magnetospheric and Plasma Science with Cassini-Huygens*. Space Science Reviews, 104, 253
- BLANC M., KALLENBACH R. & ERKAEV N.V., **2005**. *Solar System Magnetospheres*. Space Science Reviews, 116, 227
- BRANDT P.C., KHURANA K.K., MITCHELL D.G., SERGIS N., CARBARY J.F., ROELOF E.C., PARANICAS C.P., KRIMIGIS S.M. & MAUK B.H., **2009**. *Saturn's Periodic Magnetic Field Perturbations are caused by a rotating partial ring current*. Submitted to GRL
- BRIDGE H.S., BAGENAL F., BELCHER J.W., LAZARUS A.J., MCNUTT R.L., SULLIVAN J.D., GAZIS P.R., HARTLE R.E., OGILVIE K.W., SCUDDER J.D., SITTLER E.C., EVIATAR A., SISCOE G.L., GOERTZ C.K. & VASYLIUNAS V.M., **1982**. *Plasma observations near Saturn - Initial results from Voyager 2*. Science, 215, 563
- BRIDGE H.S., BELCHER J.W., LAZARUS A.J., OLBERT S., SULLIVAN J.D., BAGENAL F., GAZIS P.R., HARTLE R.E., OGILVIE K.W., SCUDDER J.D., SITTLER E.C., EVIATAR A., SISCOE G.L., GOERTZ C.K. & VASYLIUNAS V.M., **1981**. *Plasma observations near Saturn - Initial results from Voyager 1*. Science, 212, 217
- BUNCE E.J., ARRIDGE C.S., CLARKE J.T., COATES A.J., COWLEY S.W.H., DOUGHERTY M.K., GÉRARD J.C., GRODENT D., HANSEN K.C., NICHOLS J.D., SOUTHWOOD D.J. & TALBOYS D.L., **2008**. *Origin of Saturn's aurora : Simultaneous observations by Cassini and the Hubble Space Telescope*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 9209
- BUNCE E.J., COWLEY S.W.H., ALEXEEV I.I., ARRIDGE C.S., DOUGHERTY M.K., NICHOLS J.D. & RUSSELL C.T., **2007**. *Cassini observations of the variation of Saturn's ring*

- current parameters with system size.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, a11, 10202
- BUNCE E.J., COWLEY S.W.H., JACKMAN C.M., CLARKE J.T., CRARY F.J. & DOUGHERTY M.K., **2006.** *Cassini observations of the Interplanetary Medium Upstream of Saturn and their relation to the Hubble Space Telescope aurora data.* Advances in Space Research, 38, 806
- BURCH J.L., GOLDSTEIN J., HILL T.W., YOUNG D.T., CRARY F.J., COATES A.J., ANDRÉ N., KURTH W.S. & SITTLER E.C., **2005.** *Properties of local plasma injections in Saturn's magnetosphere.* Geophys. Res. Lett., 32, 14
- BURCH J.L., GOLDSTEIN J., LEWIS W.S., YOUNG D.T., COATES A.J., DOUGHERTY M.K. & ANDRÉ N., **2007.** *Tethys and Dione as sources of outward-flowing plasma in Saturn's magnetosphere.* Nature, 447, 833
- BURCH J.L., GOLDSTEIN J., MOKASHI P., LEWIS W.S., PATY C., YOUNG D.T., COATES A.J., DOUGHERTY M.K. & ANDRÉ N., **2008.** *On the cause of Saturn's plasma periodicity.* Geophys. Res. Lett., 35, 14105
- CARBARY J.F., KRIMIGIS S.M. & IP W.H., **1983.** *Energetic particle microsignatures of Saturn's satellites.* J. Geophys. Res., 88, 8947
- CARBARY J.F., MITCHELL D.G., BRANDT P., PARANICAS C. & KRIMIGIS S.M., **2008a.** *ENA periodicities at Saturn.* Geophys. Res. Lett., 35, 7102
- CARBARY J.F., MITCHELL D.G., BRANDT P., ROELOF E.C. & KRIMIGIS S.M., **2008b.** *Track analysis of energetic neutral atom blobs at Saturn.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 1209
- CARBARY J.F., MITCHELL D.G., KRIMIGIS S.M. & KRUPP N., **2007.** *Evidence for spiral pattern in Saturn's magnetosphere using the new SKR longitudes.* Geophys. Res. Lett., 34, 13105
- CECCONI B. & ZARKA P., **2005.** *Model of a variable radio period for Saturn.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, a9, 12203
- CHEN Y. & HILL T.W., **2008.** *Statistical analysis of injection/dispersion events in Saturn's inner magnetosphere.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 7215
- CLARKE J.T., GÉRARD J.C., GRODENT D., WANNAWICHIAN S., GUSTIN J., CONNERNEY J., CRARY F., DOUGHERTY M., KURTH W., COWLEY S.W.H., BUNCE E.J., HILL T. &

- KIM J., 2005. *Morphological differences between Saturn's ultraviolet aurorae and those of Earth and Jupiter.* Nature, 433, 717
- CLARKE J.T., NICHOLS J., GÉRARD J.C., GRODENT D., HANSEN K.C., KURTH W., GLADSTONE G.R., DUVAL J., WANNAWICHIAN S., BUNCE E., COWLEY S.W., CRARY F., DOUGHERTY M.K., LAMY L., MITCHELL D., PRYOR W., RETHERFORD K., STALLARD T., ZIEGER B., ZARKA P. & CECCONI B., 2009. *The response of Jupiter's and Saturn's Auroral Activity to the solar wind.* Submitted to JGR (Space physics)
- COATES A.J., FRAHM R.A., LINDER D.R., KATARIA D.O., SOOBIAH Y., COLLINSON G., SHARBER J.R., WINNINGHAM J.D., JEFFERS S.J., BARABASH S., SAUVAUD J.A., LUNDIN R., HOLMSTRÖM M., FUTAANA Y., YAMAUCHI M., GRIGORIEV A., ANDERSSON H., GUNELL H., FEDOROV A., THOCAVEN J.J., ZHANG T.L., BAUMJOHANN W., KALLIO E., KOSKINEN H., KOZYRA J.U., LIEMOHN M.W., MA Y., GALLI A., WURZ P., BOCHSLER P., BRAIN D., ROELOF E.C., BRANDT P., KRUPP N., WOCH J., FRAENZ M., DUBININ E., MCKENNA-LAWLOR S., ORSINI S., CERULLI-IRELLI R., MURA A., MILILLO A., MAGGI M., CURTIS C.C., SANDEL B.R., HSIEH K.C., SZEGO K., ASAMURA A. & GRANDE M., 2008. *Ionospheric photoelectrons at Venus : Initial observations by ASPERA-4 ELS.* Planet. Space Sci., 56, 802
- COATES A.J., JOHNSTONE A.D., SOJKA J.J. & WRENN G.L., 1985. *Ionospheric photoelectrons observed in the magnetosphere at distances up to 7 earth radii.* Planet. Space Sci., 33, 1267
- COATES A.J., MCANDREWS H.J., RYMER A.M., YOUNG D.T., CRARY F.J., MAURICE S., JOHNSON R.E., BARAGIOLA R.A., TOKAR R.L., SITTLER E.C. & LEWIS G.R., 2005. *Plasma electrons above Saturn's main rings : CAPS observations.* Geophys. Res. Lett., 32, 14
- COLLIER M.R., 1995. *The adiabatic transport of superthermal distributions modeled by kappa functions.* Geophys. Res. Lett., 22, 2673
- COLLIER M.R., 2004. *Are magnetospheric suprathermal particle distributions (κ functions) inconsistent with maximum entropy considerations ?* Advances in Space Research, 33, 2108
- CONNERNEY J.E.P., ACUNA M.H. & NESS N.F., 1983. *Currents in Saturn's magnetosphere.* J. Geophys. Res., 88, 8779
- COWLEY S.W.H., ARRIDGE C.S., BUNCE E.J., CLARKE J.T., COATES A.J., DOUGHERTY M.K., GÉRARD J.C., GRODENT D., NICHOLS J.D. & TALBOYS D.L., 2008. *Auroral current systems in Saturn's magnetosphere : comparison of theoretical models with Cassini and HST observations.* Annales Geophysicae, 26, 2613

- COWLEY S.W.H., BADMAN S.V., BUNCE E.J., CLARKE J.T., GÉRARD J.C., GRODENT D., JACKMAN C.M., MILAN S.E. & YEOMAN T.K., **2005**. *Reconnection in a rotation-dominated magnetosphere and its relation to Saturn's auroral dynamics*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 2201
- CRAVENS T.E. & KOROSMEZYEY A., **1986**. *Vibrational and rotational cooling of electrons by water vapor*. Planet. Space Sci., 34, 961
- DALL W.H., **1915**. *Scientific Books : The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-03. Vol. I. : On the Cause of Magnetic Storms and the Origin of Terrestrial Magnetism*. Science, 41, 29
- DANDOURAS J. & AMSIF A., **1999**. *Production and imaging of energetic neutral atoms from Titan's exosphere : a 3-D model*. Planet. Space Sci., 47, 1355
- DAVIS L.J. & SMITH E.J., **1990**. *A model of Saturn's magnetic field based on all available data*. J. Geophys. Res., 95, 15257
- DE PATER I. & LISSAUER J.J., **2001**. *Planetary Sciences*
- DELAMERE P.A. & BAGENAL F., **2008**. *Longitudinal plasma density variations at Saturn caused by hot electrons*. Geophys. Res. Lett., 35, 3107
- DIALYNAS K., KRIMIGIS S.M., MITCHELL D.G., HAMILTON D.C., KRUPP N. & BRANDT P.C., **2009**. *Energetic ion spectral characteristics in the Saturnian magnetosphere using Cassini/MIMI measurements*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 114, 1212
- DOUGHERTY M.K., ACHILLEOS N., ANDRE N., ARRIDGE C.S., BALOGH A., BERTUCCI C., BURTON M.E., COWLEY S.W.H., ERDOS G., GIAMPIERI G., GLASSMEIER K.H., KHURANA K.K., LEISNER J., NEUBAUER F.M., RUSSELL C.T., SMITH E.J., SOUTHWOOD D.J. & TSURUTANI B.T., **2005**. *Cassini Magnetometer Observations During Saturn Orbit Insertion*. Science, 307, 1266
- DOUGHERTY M.K., KELLOCK S., SOUTHWOOD D.J., BALOGH A., SMITH E.J., TSURUTANI B.T., GERLACH B., GLASSMEIER K.H., GLEIM F., RUSSELL C.T., ERDOS G., NEUBAUER F.M. & COWLEY S.W.H., **2004**. *The Cassini Magnetic Field Investigation*. Space Science Reviews, 114, 331
- DOUGHERTY M.K., KHURANA K.K., NEUBAUER F.M., RUSSELL C.T., SAUR J., LEISNER J.S. & BURTON M.E., **2006**. *Identification of a Dynamic Atmosphere at Enceladus with the Cassini Magnetometer*. Science, 311, 1406

DUNGEY J.W., **1961.** *Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones.* Physical Review Letters, 6, 47

ESPINOSA S.A., SOUTHWOOD D.J. & DOUGHERTY M.K., **2003.** *Reanalysis of Saturn's magnetospheric field data view of spin-periodic perturbations.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 108, 1085

ESPOSITO L.W., COLWELL J.E., LARSEN K., MCCLINTOCK W.E., STEWART A.I.F., HALLETT J.T., SHEMANSKY D.E., AJELLO J.M., HANSEN C.J., HENDRIX A.R., WEST R.A., KELLER H.U., KORTH A., PRYOR W.R., REULKE R. & YUNG Y.L., **2005.** *Ultraviolet Imaging Spectroscopy Shows an Active Saturnian System.* Science, 307, 1251

EVIATAR A. & RICHARDSON J.D., **1992.** *Thermal plasma in the inner Kronian magnetosphere.* Annales de Geophysique, 10, 511

FÄLTHAMMAR C.G., **1968.** *Radial Diffusion by Violation of the Third Adiabatic Invariant.* 157-+

FRAHM R.A., SHARBER J.R., WINNINGHAM J.D., WURZ P., LIEMOHN M.W., KALLIO E., YAMAUCHI M., LUNDIN R., BARABASH S., COATES A.J., LINDER D.R., KOZYRA J.U., HOLMSTRÖM M., JEFFERS S.J., ANDERSSON H. & MCKENNA-LAWLER S., **2006.** *Locations of Atmospheric Photoelectron Energy Peaks Within the Mars Environment.* Space Science Reviews, 126, 389

GALOPEAU P.H.M. & LECACHEUX A., **2000.** *Variations of Saturn's radio rotation period measured at kilometer wavelengths.* J. Geophys. Res., 105, 13089

GAN-BARUCH Z., EVIATAR A., RICHARDSON J.D. & MCNUTT R.L., **1994.** *Plasma observations in the ring plane of Saturn.* J. Geophys. Res., 99, 11063

GARNIER P., DANDOURAS I., TOUBLANC D., BRANDT P.C., ROELOF E.C., MITCHELL D.G., KRIMIGIS S.M., KRUPP N., HAMILTON D.C. & WAITE H., **2007.** *The exosphere of Titan and its interaction with the kronian magnetosphere : MIMI observations and modeling.* Planet. Space Sci., 55, 165

GARY S.P. & ASHOUR-ABDALLA M., **1981.** *The lower hybrid density drift instability with cold plasma.* J. Geophys. Res., 86, 1613

GARY S.P. & SANDERSON J.J., **1979.** *Electrostatic temperature gradient drift instabilities.* Physics of Fluids, 22, 1500

GÉRARD J.C., BUNCE E.J., GRODENT D., COWLEY S.W.H., CLARKE J.T. & BADMAN S.V., **2005.** *Signature of Saturn's auroral cusp : Simultaneous Hubble Space Telescope FUV*

- observations and upstream solar wind monitoring.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 110, 11201
- GLEDHILL J.A., **1967.** *Magnetosphere of Jupiter.* Nature, 214, 155
- GREEN A.E.S. & DUTTA S.K., **1967.** *Semi-Empirical Cross Sections for Electron Impacts.* J. Geophys. Res., 72, 3933
- GRZEDZIELSKI S., MACEK W. & OBERC P., **1981.** *Expected immersion of Saturn's magnetosphere in the jovian magnetic tail.* Nature, 292, 615
- GURNETT D.A., KURTH W.S., HOSPODARSKY G.B., PERSOON A.M., AVERKAMP T.F., CECCONI B., LECACHEUX A., ZARKA P., CANU P., CORNILLEAU-WEHRLIN N., GALOPEAU P., ROUX A., HARVEY C., LOUARN P., BOSTROM R., GUSTAFSSON G., WAHLUND J.E., DESCH M.D., FARRELL W.M., KAISER M.L., GOETZ K., KELLOGG P.J., FISCHER G., LADREITER H.P., RUCKER H., ALLEYNE H. & PEDERSEN A., **2005.** *Radio and Plasma Wave Observations at Saturn from Cassini's Approach and First Orbit.* Science, 307, 1255
- GURNETT D.A., KURTH W.S., KIRCHNER D.L., HOSPODARSKY G.B., AVERKAMP T.F., ZARKA P., LECACHEUX A., MANNING R., ROUX A., CANU P., CORNILLEAU-WEHRLIN N., GALOPEAU P., MEYER A., BOSTRÖM R., GUSTAFSSON G., WAHLUND J.E., ÅHLEN L., RUCKER H.O., LADREITER H.P., MACHER W., WOOLLISCROFT L.J.C., ALLEYNE H., KAISER M.L., DESCH M.D., FARRELL W.M., HARVEY C.C., LOUARN P., KELLOGG P.J., GOETZ K. & PEDERSEN A., **2004.** *The Cassini Radio and Plasma Wave Investigation.* Space Science Reviews, 114, 395
- GURNETT D.A., PERSOON A.M., KURTH W.S., GROENE J.B., AVERKAMP T.F., DOUGHERTY M.K. & SOUTHWOOD D.J., **2007.** *The Variable Rotation Period of the Inner Region of Saturn's Plasma Disk.* Science, 316, 442
- HANSEN C.J., ESPOSITO L., STEWART A.I.F., COLWELL J., HENDRIX A., PRYOR W., SHEMANSKY D. & WEST R., **2006.** *Enceladus' Water Vapor Plume.* Science, 311, 1422
- HILL T.W., DESSLER A.J. & MAHER L.J., **1981.** *Corotating magnetospheric convection.* J. Geophys. Res., 86, 9020
- HILL T.W. & MICHEL F.C., **1976.** *Heavy ions from the Galilean satellites and the centrifugal distortion of the Jovian magnetosphere.* J. Geophys. Res., 81, 4561
- HILL T.W., RYMER A.M., BURCH J.L., CRARY F.J., YOUNG D.T., THOMSEN M.F., DELAPP D., ANDRÉ N., COATES A.J. & LEWIS G.R., **2005.** *Evidence for rotationally driven plasma transport in Saturn's magnetosphere.* Geophys. Res. Lett., 32, 14

- HILL T.W., THOMSEN M.F., HENDERSON M.G., TOKAR R.L., COATES A.J., MCANDREWS H.J., LEWIS G.R., MITCHELL D.G., JACKMAN C.M., RUSSELL C.T., DOUGHERTY M.K., CRARY F.J. & YOUNG D.T., **2008.** *Plasmoids in Saturn's magnetotail.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, a12, 1214
- HORÁNYI M., JUHÁSZ A. & MORFILL G.E., **2008.** *Large-scale structure of Saturn's E-ring.* Geophys. Res. Lett., 35, 4203
- HUEBNER W.F., KEADY J.J. & LYON S.P., **1992.** *Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants.* Ap&SS, 195, 1
- JACKMAN C.M., RUSSELL C.T., SOUTHWOOD D.J., ARRIDGE C.S., ACHILLEOS N. & DOUGHERTY M.K., **2007.** *Strong rapid dipolarizations in Saturn's magnetotail : In situ evidence of reconnection.* Geophys. Res. Lett., 34, 11203
- JACOBSEN K.S., WAHLUND J.E. & PEDERSEN A., **2009.** *Cassini Langmuir probe measurements in the inner magnetosphere of Saturn.* Planet. Space Sci., 57, 48
- JOHNSON R.E., LIU M. & SITTLER E.C., **2005.** *Plasma-induced clearing and redistribution of material embedded in planetary magnetospheres.* Geophys. Res. Lett., 32, 24201
- JOHNSON R.E., SMITH H.T., TUCKER O.J., LIU M., BURGER M.H., SITTLER E.C. & TOKAR R.L., **2006.** *The Enceladus and OH Tori at Saturn.* ApJ, 644, L137
- JURAC S., MCGRATH M.A., JOHNSON R.E., RICHARDSON J.D., VASYLIUNAS V.M. & EVIATAR A., **2002.** *Saturn : Search for a missing water source.* Geophys. Res. Lett., 29, 24, 240000
- JURAC S. & RICHARDSON J.D., **2007.** *Neutral cloud interaction with Saturn's main rings.* Geophys. Res. Lett., 34, 8102
- KHURANA K.K., DOUGHERTY M.K., RUSSELL C.T. & LEISNER J.S., **2007.** *Mass loading of Saturn's magnetosphere near Enceladus.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, a11, 8203
- KHURANA K.K., MITCHELL D.G., ARRIDGE C.S., DOUGHERTY M.K., RUSSELL C.T., PARANICAS C., KRUPP N. & COATES A.J., **2008.** *Sources of rotational signals in Saturn's magnetosphere.* J. Geophys. Res.. In press
- KIVELSON M.G., **2005.** *Transport and acceleration of plasma in the magnetospheres of Earth and Jupiter and expectations for Saturn.* Advances in Space Research, 36, 2077

KÖRÖSMEZEY A., CRAVENS T.E., GOMBOSI T.I., NAGY A.F., MENDIS D.A., SZEGŐ K., GRIBOV B.E., SAGDEEV R.Z., SHAPIRO V.D. & SHEVCHENKO V.I., **1987**. *A new model of cometary ionospheres*. J. Geophys. Res., 92, 7331

KRIMIGIS S.M., CARBARY J.F., KEATH E.P., ARMSTRONG T.P., LANZEROTTI L.J. & GLOECKLER G., **1983**. *General characteristics of hot plasma and energetic particles in the Saturnian magnetosphere - Results from the Voyager spacecraft*. J. Geophys. Res., 88, 8871

KRIMIGIS S.M., MITCHELL D.G., HAMILTON D.C., KRUPP N., LIVI S., ROELOF E.C., DANDOURAS J., ARMSTRONG T.P., MAUK B.H., PARANICAS C., BRANDT P.C., BOLTON S., CHENG A.F., CHOO T., GLOECKLER G., HAYES J., HSIEH K.C., IP W.H., JASKULEK S., KEATH E.P., KIRSCH E., KUSTERER M., LAGG A., LANZEROTTI L.J., LAVALLEE D., MANWEILER J., MCENTIRE R.W., RASMUSS W., SAUR J., TURNER F.S., WILLIAMS D.J. & WOCH J., **2005**. *Dynamics of Saturn's Magnetosphere from MIMI During Cassini's Orbital Insertion*. Science, 307, 1270

KRIMIGIS S.M., MITCHELL D.G., HAMILTON D.C., LIVI S., DANDOURAS J., JASKULEK S., ARMSTRONG T.P., BOLDT J.D., CHENG A.F., GLOECKLER G., HAYES J.R., HSIEH K.C., IP W.H., KEATH E.P., KIRSCH E., KRUPP N., LANZEROTTI L.J., LUNDGREN R., MAUK B.H., MCENTIRE R.W., ROELOF E.C., SCHLEMM C.E., TOSSMAN B.E., WILKEN B. & WILLIAMS D.J., **2004**. *Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini Mission to Saturn/Titan*. Space Science Reviews, 114, 233

KRUPP N., LAGG A., WOCH J., KRIMIGIS S.M., LIVI S., MITCHELL D.G., ROELOF E.C., PARANICAS C., MAUK B.H., HAMILTON D.C., ARMSTRONG T.P. & DOUGHERTY M.K., **2005**. *The Saturnian plasma sheet as revealed by energetic particle measurements*. Geophys. Res. Lett., 32, 20

KURTH W.S., AVERKAMP T.F., GURNETT D.A., GROENE J.B. & LECACHEUX A., **2008**. *An update to a Saturnian longitude system based on kilometric radio emissions*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 5222

KURTH W.S., LECACHEUX A., AVERKAMP T.F., GROENE J.B. & GURNETT D.A., **2007**. *A Saturnian longitude system based on a variable kilometric radiation period*. Geophys. Res. Lett., 34, L02201

LEWIS G.R., ANDRÉ N., ARRIDGE C.S., COATES A.J., GILBERT L.K., LINDER D.R. & RYMER A.M., **2008**. *Derivation of density and temperature from the Cassini-Huygens CAPS electron spectrometer*. Planet. Space Sci., 56, 901

- MAUK B.H. & SAUR J., **2007**. *Equatorial electron beams and auroral structuring at Jupiter*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, a11, 10221
- MAUK B.H., SAUR J., MITCHELL D.G., ROELOF E.C., BRANDT P.C., ARMSTRONG T.P., HAMILTON D.C., KRIMIGIS S.M., KRUPP N., LIVI S.A., MANWEILER J.W. & PARANICAS C.P., **2005**. *Energetic particle injections in Saturn's magnetosphere*. Geophys. Res. Lett., 32, 14
- MAURICE S., SITTLER E.C., COOPER J.F., MAUK B.H., BLANC M. & SELENICK R.S., **1996**. *Comprehensive analysis of electron observations at Saturn : Voyager 1 and 2*. J. Geophys. Res., 101, 15211
- MCANDREWS H.J., OWEN C.J., THOMSEN M.F., LAVRAUD B., COATES A.J., DOUGHERTY M.K. & YOUNG D.T., **2008**. *Evidence for reconnection at Saturn's magnetopause*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, a12, 4210
- MEYER-VERNET N., **2001**. *Large scale structure of planetary environments : the importance of not being Maxwellian*. Planet. Space Sci., 49, 247
- MEYER-VERNET N., MONCUQUET M. & HOANG S., **1995**. *Temperature inversion in the Io plasma torus*. Icarus, 116, 202
- MITCHELL D.G., BRANDT P.C., ROELOF E.C., DANDOURAS J., KRIMIGIS S.M. & MAUK B.H., **2005a**. *Energetic Neutral Atom Emissions from Titan Interaction with Saturn's Magnetosphere*. Science, 308, 989
- MITCHELL D.G., BRANDT P.C., ROELOF E.C., DANDOURAS J., KRIMIGIS S.M., MAUK B.H., PARANICAS C.P., KRUPP N., HAMILTON D.C., KURTH W.S., ZARKA P., DOUGHERTY M.K., BUNCE E.J. & SHEMANSKY D.E., **2005b**. *Energetic ion acceleration in Saturn's magnetotail : Substorms at Saturn ?* Geophys. Res. Lett., 32, 20
- MONCUQUET M., BAGENAL F. & MEYER-VERNET N., **2002**. *Latitudinal structure of outer Io plasma torus*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 107, 1260
- MONCUQUET M., LECACHEUX A., MEYER-VERNET N., CECCONI B. & KURTH W.S., **2005**. *Quasi thermal noise spectroscopy in the inner magnetosphere of Saturn with Cassini/RPWS : Electron temperatures and density*. Geophys. Res. Lett., 32, 20
- MOTT-SMITH H.M. & LANGMUIR I., **1926**. *The Theory of Collectors in Gaseous Discharges*. Physical Review, 28, 727
- NISHIDA A., **1976**. *Outward diffusion of energetic particles from the Jovian radiation belt*. J. Geophys. Res., 81, 1771

- PARANICAS C., MITCHELL D.G., KRIMIGIS S.M., HAMILTON D.C., ROUSSOS E., KRUPP N., JONES G.H., JOHNSON R.E., COOPER J.F. & ARMSTRONG T.P., **2008**. *Sources and losses of energetic protons in Saturn's magnetosphere*. Icarus, 197, 519
- PARANICAS C., MITCHELL D.G., ROELOF E.C., MAUK B.H., KRIMIGIS S.M., BRANDT P.C., KUSTERER M., TURNER F.S., VANDEGRIFF J. & KRUPP N., **2007**. *Energetic electrons injected into Saturn's neutral gas cloud*. Geophys. Res. Lett., 34, 2109
- PARTAMIES N., DONOVAN E. & KNUDSEN D., **2008**. *Statistical study of inverted-V structures in FAST data*. Annales Geophysicae, 26, 1439
- PERSOON A.M., GURNETT D.A., KURTH W.S. & GROENE J.B., **2006**. *A simple scale height model of the electron density in Saturn's plasma disk*. Geophys. Res. Lett., 33, 18106
- PERSOON A.M., GURNETT D.A., KURTH W.S., HOSPODARSKY G.B., GROENE J.B., CANU P. & DOUGHERTY M.K., **2005**. *Equatorial electron density measurements in Saturn's inner magnetosphere*. Geophys. Res. Lett., 32, 23105
- PORCO C.C., HELFENSTEIN P., THOMAS P.C., INGERSOLL A.P., WISDOM J., WEST R., NEUKUM G., DENK T., WAGNER R., ROATSCH T., KIEFFER S., TURTLE E., McEWEN A., JOHNSON T.V., RATHBUN J., EVERKA J., WILSON D., PERRY J., SPITALE J., BRAHIC A., BURNS J.A., DELGENIO A.D., DONES L., MURRAY C.D. & SQUYRES S., **2006**. *Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus*. Science, 311, 1393
- RANDALL B.A., **1994**. *Energetic electrons in the magnetosphere of Saturn*. J. Geophys. Res., 99, 8771
- RICHARDSON J.D., **1995**. *An extended plasma model for Saturn*. Geophys. Res. Lett., 22, 1177
- RICHARDSON J.D., **1998**. *Thermal plasma and neutral gas in Saturn's magnetosphere*. Reviews of Geophysics, 36, 501
- RICHARDSON J.D. & SITTNER JR. E.C., **1990**. *A plasma density model for Saturn based on Voyager observations*. J. Geophys. Res., 95, 12019
- ROUSSOS E., JONES G.H., KRUPP N., PARANICAS C., MITCHELL D.G., LAGG A., WOCH J., MOTSCHMANN U., KRIMIGIS S.M. & DOUGHERTY M.K., **2007**. *Electron microdiffusion in the Saturnian radiation belts : Cassini MIMI/LEMMS observations of energetic electron absorption by the icy moons*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, a11, 6214
- RYMER A.M., MAUK B.H., HILL T.W., PARANICAS C., ANDRÉ N., SITTNER E.C., MITCHELL D.G., SMITH H.T., JOHNSON R.E., COATES A.J., YOUNG D.T., BOLTON S.J.,

- THOMSEN M.F. & DOUGHERTY M.K., **2007**. *Electron sources in Saturn's magnetosphere*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, a11, 2201
- SANTOS-COSTA D., HILL T.W., JOHNSON R.E., RYMER A., PATY P.S., COATES A.J., YOUNG D.T., BOLTON S.J., MENIETTI J.D. & DOUGHERTY M., **2007**. *Examining the Dynamics of Low-Energy Electrons in Saturn's Magnetosphere by combining Cassini CAPS-ELS Data with Charged Particle Transport Model*. AGU Fall Meeting Abstracts, A1027+
- SAUR J., MAUK B.H., MITCHELL D.G., KRUPP N., KHURANA K.K., LIVI S., KRIMIGIS S.M., NEWELL P.T., WILLIAMS D.J., BRANDT P.C., LAGG A., ROUSSOS E. & DOUGHERTY M.K., **2006**. *Anti-planetward auroral electron beams at Saturn*. Nature, 439, 699
- SCHIPPERS P., BLANC M., ANDRÉ N., DANDOURAS I., LEWIS G.R., GILBERT L.K., PERSOON A.M., KRUPP N., GURNETT D.A., COATES A.J., KRIMIGIS S.M., YOUNG D.T. & DOUGHERTY M.K., **2008**. *Multi-instrument analysis of electron populations in Saturn's magnetosphere*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, a12, 7208
- SCHUNK R.W., HAYS P.B. & YUKIKAZU I., **1971**. *Energy losses of low-energy photoelectrons to thermal electrons*. Planet. Space Sci., 19, 125
- SERGIS N., KRIMIGIS S.M., MITCHELL D.G., HAMILTON D.C., KRUPP N., MAUK B.M., ROELOF E.C. & DOUGHERTY M., **2007**. *Ring current at Saturn : Energetic particle pressure in Saturn's equatorial magnetosphere measured with Cassini/MIMI*. Geophys. Res. Lett., 34, 9102
- SHEMANSKY D.E. & HALL D.T., **1992**. *The distribution of atomic hydrogen in the magnetosphere of Saturn*. J. Geophys. Res., 97, 4143
- SHEMANSKY D.E., MATHESON P., HALL D.T., HU H.Y. & TRIPP T.M., **1993**. *Detection of the hydroxyl radical in the Saturn magnetosphere*. Nature, 363, 329
- SITENKO A.G., **1968**. *Electromagnetic Fluctuations in Plasma*. American Journal of Physics, 36, 644
- SITTLER E.C., ANDRE N., BLANC M., BURGER M., JOHNSON R.E., COATES A., RYMER A., REISENFELD D., THOMSEN M.F., PERSOON A., DOUGHERTY M., SMITH H.T., BARAGIOLA R.A., HARTLE R.E., CHORNAY D., SHAPPIRIO M.D., SIMPSON D., MCCORMAS D.J. & YOUNG D.T., **2008**. *Ion and neutral sources and sinks within Saturn's inner magnetosphere : Cassini results*. Planet. Space Sci., 56, 3
- SITTLER E.C., BLANC M.F. & RICHARDSON J.D., **2006a**. *Proposed model for Saturn's auroral response to the solar wind : Centrifugal instability model*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 111, 6208

- SITTNER E.C., THOMSEN M., JOHNSON R.E., HARTLE R.E., BURGER M., CHORNAY D., SHAPPIRIO M.D., SIMPSON D., SMITH H.T., COATES A.J., RYMER A.M., MCCOMAS D.J., YOUNG D.T., REISENFELD D., DOUGHERTY M. & ANDRE N., **2006b**. *Cassini observations of Saturn's inner plasmasphere : Saturn orbit insertion results*. Planet. Space Sci., 54, 1197
- SITTNER JR. E.C., OGILVIE K.W. & SCUDDER J.D., **1983**. *Survey of low-energy plasma electrons in Saturn's magnetosphere - Voyagers 1 and 2*. J. Geophys. Res., 88, 8847
- SMETS R., DELCOURT D., SAUVAUD J.A. & KOPERSKI P., **1999**. *Electron pitch angle distributions following the dipolarization phase of a substorm : Interball-Tail observations and modeling*. J. Geophys. Res., 104, 14571
- SMITH H.T., SHAPPIRIO M., SITTNER E.C., REISENFELD D., JOHNSON R.E., BARAGIOLA R.A., CRARY F.J., MCCOMAS D.J. & YOUNG D.T., **2005**. *Discovery of nitrogen in Saturn's inner magnetosphere*. Geophys. Res. Lett., 32, 14
- SOUTHWOOD D.J. & KIVELSON M.G., **2007**. *Saturnian magnetospheric dynamics : Elucidation of a camshaft model*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), 112, a11, 12222
- SPAHN F., SCHMIDT J., ALBERS N., HORNING M., MAKUCH M., SEISS M., KEMPF S., SRAMA R., DIKAREV V., HELFERT S., MORAGAS-KLOSTERMEYER G., KRIVOV A.V., SREMCEVI M., TUZZOLINO A.J., ECONOMOU T. & GRUN E., **2006**. *Cassini Dust Measurements at Enceladus and Implications for the Origin of the E Ring*. Science, 311, 1416
- SRAMA R., AHRENS T.J., ALTOBELLINI N., AUER S., BRADLEY J.G., BURTON M., DIKAREV V.V., ECONOMOU T., FECHTIG H., GÖRLICH M., GRANDE M., GRAPS A., GRÜN E., HAVNES O., HELFERT S., HORANYI M., IGENBERGS E., JESSBERGER E.K., JOHNSON T.V., KEMPF S., KRIVOV A.V., KRÜGER H., MOCKER-AHLREEP A., MORAGAS-KLOSTERMEYER G., LAMY P., LANDGRAF M., LINKERT D., LINKERT G., LURA F., McDONNELL J.A.M., MÖHLMANN D., MORFILL G.E., MÜLLER M., ROY M., SCHÄFER G., SCHLOTZHAUER G., SCHWEHM G.H., SPAHN F., STÜBIG M., SVESTKA J., TSCHERNJAWSKI V., TUZZOLINO A.J., WÄSCH R. & ZOOK H.A., **2004**. *The Cassini Cosmic Dust Analyzer*. Space Science Reviews, 114, 465
- STALLARD T., MILLER S., MELIN H., LYSTRUP M., COWLEY S.W.H., BUNCE E.J., ACHILLEOS N. & DOUGHERTY M., **2008**. *Jovian-like aurorae on Saturn*. Nature, 453, 1083

TALBOYS D.L., ARRIDGE C.S., BUNCE E.J., COATES A.J., COWLEY S.T. & DOUGHERTY M.K., **2009.** *Characterization of auroral current systems in Saturn's magnetosphere : High-latitude Cassini observations.* Submitted to JGR (Space Physics)

TOKAR R.L., JOHNSON R.E., THOMSEN M.F., DELAPP D.M., BARAGIOLA R.A., FRANCIS M.F., REISENFELD D.B., FISH B.A., YOUNG D.T., CRARY F.J., COATES A.J., GURNETT D.A. & KURTH W.S., **2005.** *Cassini observations of the thermal plasma in the vicinity of Saturn's main rings and the F and G rings.* Geophys. Res. Lett., 32, 14

TOKAR R.L., WILSON R.J., JOHNSON R.E., HENDERSON M.G., THOMSEN M.F., COWEE M.M., SITTLER E.C., YOUNG D.T., CRARY F.J., MCANDREWS H.J. & SMITH H.T., **2008.** *Cassini detection of water-group pick-up ions in the Enceladus torus.* Geophys. Res. Lett., 35, 14202

TOMÁS A., WOCH J., KRUPP N., LAGG A., GLASSMEIER K.H., DOUGHERTY M.K. & HANLON P.G., **2004a.** *Changes of the energetic particles characteristics in the inner part of the Jovian magnetosphere : a topological study.* Planet. Space Sci., 52, 491

TOMÁS A.T., WOCH J., KRUPP N., LAGG A., GLASSMEIER K.H. & KURTH W.S., **2004b.** *Energetic electrons in the inner part of the Jovian magnetosphere and their relation to auroral emissions.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 109, a18, 6203

TRAUGER J.T., GRIFFITHS R.E., HESTER J.J., HOESSEL J.G., HOLTZMAN J.A., KRIST J.E., MOULD J.R., SAHAI R., SCOWEN P.A., STAPELFELDT K.R. & WATSON A.M., **1998.** *Saturn's hydrogen aurora : Wide field and planetary camera 2 imaging from the Hubble Space Telescope.* J. Geophys. Res., 103, 20237

VAN ALLEN J.A., RANDALL B.A. & THOMSEN M.F., **1980.** *Sources and sinks of energetic electrons and protons in Saturn's magnetosphere.* J. Geophys. Res., 85, 5679

VASYLIUNAS V.M., **1968.** *A Survey of Low-Energy Electrons in the Evening Sector of the Magnetosphere with OGO 1 and OGO 3.* J. Geophys. Res., 73, 2839

VOGT R.E., CHENETTE D.L., CUMMINGS A.C., GARRARD T.L., STONE E.C., SCHARDT A.W., TRAINOR J.H., LAL N. & McDONALD F.B., **1981.** *Energetic charged particles in Saturn's magnetosphere - Voyager 1 results.* Science, 212, 231

VOGT R.E., CHENETTE D.L., CUMMINGS A.C., GARRARD T.L., STONE E.C., SCHARDT A.W., TRAINOR J.H., LAL N. & McDONALD F.B., **1982.** *Energetic charged particles in Saturn's magnetosphere - Voyager 2 results.* Science, 215, 577

- WAHLUND J.E., BOSTRÖM R., GUSTAFSSON G., GURNETT D.A., KURTH W.S., AVERKAMP T., HOSPODARSKY G.B., PERSOON A.M., CANU P., PEDERSEN A., DESCH M.D., ERIKSSON A.I., GILL R., MOROOKA M.W. & ANDRÉ M., **2005.** *The inner magnetosphere of Saturn : Cassini RPWS cold plasma results from the first encounter.* Geophys. Res. Lett., 32, 20
- WAITE J.H., COMBI M.R., IP W.H., CRAVENS T.E., McNUTT R.L., KASPRZAK W., YELLE R., LUHMANN J., NIEMANN H., GELL D., MAGEE B., FLETCHER G., LUNINE J. & TSENG W.L., **2006.** *Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer : Enceladus Plume Composition and Structure.* Science, 311, 1419
- WAITE J.H., LEWIS W.S., KASPRZAK W.T., ANICICH V.G., BLOCK B.P., CRAVENS T.E., FLETCHER G.G., IP W.H., LUHMANN J.G., McNUTT R.L., NIEMANN H.B., PAREJKO J.K., RICHARDS J.E., THORPE R.L., WALTER E.M. & YELLE R.V., **2004.** *The Cassini Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) Investigation.* Space Science Reviews, 114, 113
- WARWICK J.W., PEARCE J.B., EVANS D.R., CARR T.D., SCHAUBLE J.J., ALEXANDER J.K., KAISER M.L., DESCH M.D., PEDERSEN M., LECACHEUX A., DAIGNE G., BOISCHOT A. & BARROW C.H., **1981.** *Planetary radio astronomy observations from Voyager 1 near Saturn.* Science, 212, 239
- WILSON R.J., TOKAR R.L., HENDERSON M.G., HILL T.W., THOMSEN M.F. & PONTIUS D.H., **2008.** *Cassini plasma spectrometer thermal ion measurements in Saturn's inner magnetosphere.* Journal of Geophysical Research (Space Physics), 113, 12218
- YOUNG D.T., BERTHELIER J.J., BLANC M., BURCH J.L., BOLTON S., COATES A.J., CRARY F.J., GOLDSTEIN R., GRANDE M., HILL T.W., JOHNSON R.E., BARAGIOLA R.A., KELHA V., MCCOMAS D.J., MURSULA K., SITTLER E.C., SVENES K.R., SZEGÖ K., TANSKANEN P., THOMSEN M.F., BAKSHI S., BARRACLOUGH B.L., BEBESI Z., DELAPP D., DUNLOP M.W., GOSLING J.T., FURMAN J.D., GILBERT L.K., GLENN D., HOLMLUND C., ILLIANO J.M., LEWIS G.R., LINDER D.R., MAURICE S., MCANDREWS H.J., NARHEIM B.T., PALLIER E., REISENFELD D., RYMER A.M., SMITH H.T., TOKAR R.L., VILPPOLA J. & ZINSMEYER C., **2005.** *Composition and Dynamics of Plasma in Saturn's Magnetosphere.* Science, 307, 1262
- YOUNG D.T., BERTHELIER J.J., BLANC M., BURCH J.L., COATES A.J., GOLDSTEIN R., GRANDE M., HILL T.W., JOHNSON R.E., KELHA V., MCCOMAS D.J., SITTLER E.C., SVENES K.R., SZEGÖ K., TANSKANEN P., AHOLA K., ANDERSON D., BAKSHI S., BARAGIOLA R.A., BARRACLOUGH B.L., BLACK R.K., BOLTON S., BOOKER T., BOWMAN R., CASEY P., CRARY F.J., DELAPP D., DIRKS G., EAVER N., FUNSTEN H., FURMAN

J.D., GOSLING J.T., HANNULA H., HOLMLUND C., HUOMO H., ILLIANO J.M., JENSEN P., JOHNSON M.A., LINDER D.R., LUNTAMA T., MAURICE S., MCCABE K.P., MURSULA K., NARHEIM B.T., NORDHOLT J.E., PREECE A., RUDZKI J., RUITBERG A., SMITH K., SZALAI S., THOMSEN M.F., VIHERKANTO K., VILPPOLA J., VOLLMER T., WAHL T.E., WÜEST M., YLIKORPI T. & ZINSMEYER C., **2004**. *Cassini Plasma Spectrometer Investigation*. Space Science Reviews, 114, 1