



**HAL**  
open science

# Fonctions de distribution de vitesses non-maxwelliennes dans le plasma ionosphérique et application à la mesure par diffusion incohérente

Patricia Gaimard

► **To cite this version:**

Patricia Gaimard. Fonctions de distribution de vitesses non-maxwelliennes dans le plasma ionosphérique et application à la mesure par diffusion incohérente. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1996. Français. NNT: . tel-00724945

**HAL Id: tel-00724945**

**<https://theses.hal.science/tel-00724945>**

Submitted on 23 Aug 2012

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

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

# THESE

présentée par

**Patricia GAIMARD**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1**

(arrêté ministériel du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

spécialité : Astrophysique et milieux dilués

---

---

**FONCTIONS DE DISTRIBUTION DE VITESSES  
NON-MAXWELLIENNES DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE  
ET APPLICATION A LA MESURE PAR DIFFUSION  
INCOHERENTE**

---

---

Date de soutenance : 18 janvier 1996

### Composition de jury

Monsieur	G.PELLETIER	Président
Mesdames	C.LATHUILLERE S.PERRAUT	Directeur de thèse Rapporteur
Messieurs	J.P. SAINT-MAURICE D.HUBERT W.KOFMAN D.ALCAYDE	Rapporteur Examineur Invités

Thèse préparée au sein du laboratoire CEPHAG  
(Centre d'Etude des PHénomènes Aléatoires et Géophysiques)

# THESE

présentée par

**Patricia GAIMARD**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1**

(arrêté ministériel du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

spécialité : Astrophysique et milieux dilués

---

---

**FONCTIONS DE DISTRIBUTION DE VITESSES  
NON-MAXWELLIENNES DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE  
ET APPLICATION A LA MESURE PAR DIFFUSION  
INCOHERENTE**

---

---

Date de soutenance : 18 janvier 1996

### Composition de jury

Monsieur	G.PELLETIER	Président
Mesdames	C.LATHUILLERE S.PERRAUT	Directeur de thèse Rapporteur
Messieurs	J.P. SAINT-MAURICE D.HUBERT W.KOFMAN D.ALCAYDE	Rapporteur Examineur Invités

Thèse préparée au sein du laboratoire CEPHAG  
(Centre d'Etude des PHénomènes Aléatoires et Géophysiques)

## Remerciements

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques de Grenoble (unité de recherche associée au CNRS), dirigé par Madame G. Jourdain, au sein de l'équipe Environnement Planétaire.

J'exprime ma gratitude à Monsieur G.Pelletier, Professeur à l'Université Joseph Fourier et responsable de la formation doctorale, pour l'honneur qu'il m'a fait en présidant le jury et pour avoir accepté d'examiner ce manuscrit.

Je voudrais remercier Monsieur J.-P.Saint-Maurice, rapporteur de cette thèse et Professeur à l'Université de Western Ontario, pour l'examen minutieux de ce travail. Je le remercie également de m'avoir accueillie chaleureusement dans son laboratoire canadien, ainsi que pour ses intarissables et précieux commentaires.

J'adresse mes remerciements à Madame S.Perraut, rapporteur et Chargée de recherches à l'Institut Simon Paul Laplace, pour ses critiques de ce mémoire.

Je suis profondément reconnaissante à Monsieur D.Hubert, examinateur et Directeur de recherches au Département de Recherches Spatiales à l'Observatoire de Meudon, pour le grand intérêt qu'il a porté à cette étude. Je tiens aussi à le remercier pour m'avoir accueillie au sein de son équipe, ainsi que pour ses conseils et sa gentillesse.

Je remercie Monsieur D.Alcaydé, examinateur et Directeur de recherches au Centre d'Etudes spatiales des Rayonnements, pour ses suggestions et son investissement dans la lecture de ce présent manuscrit. A travers lui, je remercie également tout le groupe EISCAT-France, pour l'état d'esprit amical et ouvert qui règne lors des divers congrès et campagnes de mesure en Norvège.

Je tiens à remercier Monsieur W.Kofman, examinateur et Directeur de recherches au CEPHAG, de m'avoir permis de mener cette recherche dans l'équipe Environnement Planétaire, et d'avoir su doter cette équipe d'un « esprit de famille » propice au bon développement des rapports humains et scientifiques.

Enfin, j'adresse mes remerciements les plus profonds à Madame Chantal Lathuillere, Chargée de recherches au CEPHAG, pour m'avoir encadrée durant ces trois années. Sa disponibilité, ses conseils et son soutien constants ont permis le bon déroulement et l'aboutissement de ce travail.

Merci à Béatrice pour ses encouragements, son aide précieuse et sa bonne humeur ; merci à Jean pour sa passion communicative de la recherche et pour sa discrète mais réconfortante présence.

Merci à Nadège pour toutes ces petites discussions, portant sur tout et sur rien et merci à Véronique d'y avoir mis de temps en temps son grain de sel, merci à Marina pour son éternel enthousiasme.

Merci à tous ceux qui, de près ou de loin, m'ont permis de mener à bien de ce travail, merci à Daniel et à Marie-Christine pour leur soutien logistique, à Daniel pour sa contribution aux illustrations de ce manuscrit, à Martine et à Catherine pour leur sourire, à Svetlana, Karine, Pierre, Jean-Marc, Philippe, Eric, Valérie, Mouahd, Abder, Karine, Stéphane, Philippe, ... pour ces trois années passées ensemble et merci à tous les membres du CEPHAG pour leur accueil et leur amitié.

Je remercie également le Directeur de l'Observatoire de Grenoble d'avoir mis à ma disposition les moyens de calcul de son laboratoire.

Et merci à Toi ...

# Sommaire

<b>INTRODUCTION</b> .....	6
<b>1 Atmosphère terrestre</b> .....	7
1.1 Atmosphère neutre .....	7
1.2 Ionosphère .....	8
<b>2 Convection magnétosphérique</b> .....	11
<b>3 Circulation thermosphérique</b> .....	14
<b>4 Radar à diffusion incohérente EISCAT</b> .....	15
4.1 Longueur de Debye et fréquence plasma .....	16
4.2 Diffusion incohérente .....	17
4.3 EISCAT .....	17
<b>5 Présentation de notre étude</b> .....	19
5.1 Fonction de distribution toroïdale .....	19
5.2 Plan de notre étude .....	21
<b>Chapitre I : DISTRIBUTION DE VITESSES IONIQUES</b> .....	23
<b>I.1 Approximation polynomiale de la fonction de distribution</b> .....	24
I.1.1 Fonctions de distribution analytiques de vitesses ioniques .....	24
<i>I.1.1.1 Différents opérateurs de collision</i> .....	25
<i>I.1.1.2 Fonction de distribution analytique développée par D.Hubert</i> .....	28
I.1.2 Température ionique et fréquence de collision .....	30
I.1.3 Principaux résultats .....	32
<i>I.1.3.1 Comportement de la fonction de distribution</i> .....	32
<i>I.1.3.2 Températures et anisotropies</i> .....	34
<b>I.2 Fonctions de distribution "Monte-Carlo"</b> .....	37
I.2.1 Présentation des simulations numériques Monte-Carlo .....	37
<i>I.2.1.1 Temps entre deux collisions</i> .....	38
<i>I.2.1.2 Nature des processus d'interaction</i> .....	40
<i>I.2.1.3 Sections efficaces de collisions</i> .....	42
<i>I.2.1.4 Choix de l'espèce neutre</i> .....	42
I.2.2 Sensibilité des simulations numériques .....	43
<i>I.2.2.1 Sensibilité au nombre de collisions</i> .....	43
<i>I.2.2.2 Température de l'atmosphère neutre</i> .....	45
<b>I.3 Distribution de Raman</b> .....	49

<b>Chapitre II : ÉTUDE COMPARATIVE ENTRE LES FONCTIONS DE DISTRIBUTIONS CALCULÉES ANALYTIQUEMENT ET NUMÉRIQUEMENT ...</b>	51
<b>II.1 Forme des distributions 3-Dimensions</b>	52
II.1.1 Etude en fonction du champ électrique	52
II.1.2 Etude en fonction de la composition de l'atmosphère neutre	58
<b>II.2 Températures et anisotropies</b>	63
II.2.1 Températures parallèles, perpendiculaires et anisotropies	63
II.2.2 Température ionique et différence de température ionique	68
II.2.3 Sections efficaces de collisions	73
<b>II.3 Fonctions de distribution 1-Dimension</b>	81
II.3.1 Distributions 1D des ions NO <sup>+</sup> et O <sup>+</sup>	81
II.3.2 Distributions Maxwelliennes	86
<b>Résumé</b>	91
<b>Chapitre III : ANALYSE NON-MAXWELLIENNE</b>	92
<b>III.1 Présentation de l'analyse des spectres d'EISCAT</b>	93
III.1.1 Principe de l'analyse standard	93
III.1.2 Paramètres de l'analyse non-Maxwellienne	97
<b>III.2 Test de l'analyse non-Maxwellienne sur simulations</b>	99
III.2.1 Principe des simulations	99
III.2.2 Régression à trois paramètres	101
III.2.3 Régressions à quatre paramètres	110
<b>III.3 Sensibilité aux modèles utilisés</b>	113
III.3.1 Sensibilité à l'atmosphère neutre	113
III.3.2 Sensibilité au modèle de sections efficaces de collision	114
<b>Résumé</b>	117
<b>Chapitre IV : ETUDE DE SPECTRES EISCAT</b>	118
<b>IV.1 Données du 27 Août 1986</b>	119
IV.1.1 Présentation des données	119
IV.1.2 Comparaison avec l'analyse de Raman	120
IV.1.3 Composition ionique	123
IV.1.3.1 Etude à 275 kilomètres	123
IV.1.3.2 Profil en fonction de l'altitude	126
IV.1.4 Analyse Maxwellienne et non-Maxwellienne pour $\phi=21^\circ$	128

<b>IV.2 Expériences françaises sous forts champs électriques</b> .....	130
IV.2.1 Description des expériences .....	130
IV.2.2 Recherche des périodes intéressantes .....	130
IV.2.3 Comparaison des deux analyses .....	133
IV.2.4 Autres résultats obtenus par analyse non-Maxwellienne .....	136
IV.2.4.1 Etude à 170 kilomètres .....	136
IV.2.4.2 Profils de composition ionique .....	137
<b>Résumé</b> .....	143
 <b>CONCLUSION</b> .....	 144
 <b>ANNEXE</b> .....	 148
 <b>BIBLIOGRAPHIE</b> .....	 177

## INTRODUCTION

*"Même les gens qui n'ont jamais eu le privilège d'observer les aurores boréales savent qu'elles ont quelque chose de magique. Cependant, rares sont ceux qui en comprennent le pourquoi et le comment. Qu'est-ce qui anime le ciel nocturne de ces draperies lumineuses ? Qu'est-ce qui les fait danser et tournoyer ? D'où viennent-elles, et quelle est donc leur signification ?*

*Les observateurs n'ont pas manqué, depuis des temps immémoriaux, de s'interroger sur ces phénomènes lumineux. Pouvait-on les invoquer, comme le faisaient les chamans, à titre d'esprits guérisseurs ? Avaient-ils le pouvoir de sauver les âmes de la mort ? Ou s'agissait-il plutôt d'apparitions divines, de présages envoyés par Dieu pour annoncer désastres et carnages ? La pure magnificence et l'inquiétante splendeur des aurores polaires ont toujours inspiré la crainte et l'émerveillement."*[SAV94]

Autrefois, tout ce que nous connaissions des aurores venait de l'observation visuelle. Aujourd'hui, au contraire, pour la plupart des scientifiques, le phénomène est pratiquement sans rapport avec la question. Les nouvelles connaissances sont basées sur des données recueillies par des engins spatiaux, des satellites, des radars, en complément des observations optiques faites depuis la Terre. Grâce à ces moyens, les mesures, plus nombreuses, plus complètes et plus précises nous renseignent davantage sur la dynamique de l'ionosphère terrestre : températures électroniques et ioniques, composition ionique, densités électroniques, vents, ... Un de ces instruments, le radar géophysique EISCAT, nous fournit depuis maintenant une vingtaine d'années des informations concernant l'ionosphère des zones aurorales.

Nous évoquerons plus particulièrement les états "non-Maxwelliens" qui se rencontrent dans l'ionosphère aurorale lors de perturbations magnétiques. Ceux-ci se manifestent par une déformation de la fonction de distribution des vitesses ioniques qui engendre des modifications dans l'analyse utilisée pour étudier les données enregistrées par le radar EISCAT. Avant de présenter le plan de notre étude, ce qui sera fait à la fin de cette introduction, nous allons décrire les acteurs de cette recherche : l'atmosphère et l'ionosphère terrestre, l'interaction entre le champ magnétique interplanétaire et terrestre, la circulation thermosphérique. Nous présenterons également la technique de diffusion incohérente et introduirons les fonctions de distribution non-Maxwelliennes.

# 1. Atmosphère terrestre

L'atmosphère est la couche gazeuse qui enveloppe la Terre et qui s'étend jusqu'à plus de 2000 km. Bien sûr, plus on s'élève en altitude et moins l'atmosphère est dense. Habituellement, on différencie l'atmosphère neutre, qui concerne, comme son nom l'indique, uniquement les espèces neutres, de l'ionosphère qui fait référence aux particules ionisées de l'atmosphère : ces deux parties de l'atmosphère terrestre coexistent à toutes les altitudes supérieures à environ 80 km. Nous allons, dans la première partie de cette introduction, décrire chacune d'elles.

## 1.1 Atmosphère neutre

L'atmosphère neutre est constituée de différentes couches qui sont caractérisées par l'évolution de la température  $T$ . La structure de l'atmosphère est schématiquement représentée sur la figure 1.

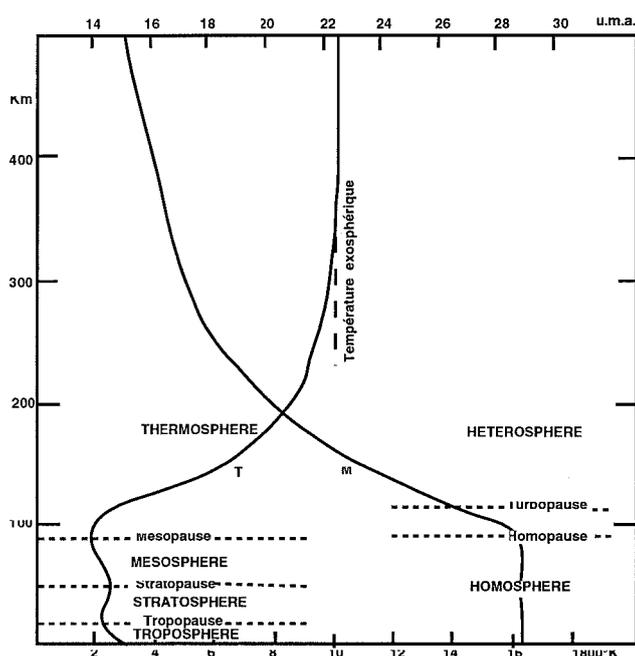


figure 1 : Profil vertical de la température de l'atmosphère  $T(^{\circ}\text{K})$  et nomenclature des couches atmosphériques. D'après [GIR75]

Grossièrement quatre couches sont distinguées :

- la troposphère de 0 km à 15 km d'altitude où la température décroît avec l'altitude, car le rayonnement terrestre chauffe les plus basses couches de l'atmosphère,
- la stratosphère jusqu'à environ 50 km, où la température augmente à cause de l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par l'ozone,

- la mésosphère de 50 km à 85 km, la température décroît de nouveau pour atteindre son minimum de 180° Kelvin vers 85 km,
- la thermosphère au dessus de 85 km, la température croît de quelques 180° K à 1000 K vers 300 km du fait de l'absorption dans cette zone du rayonnement EUV solaire. Au dessus de cette altitude, la température reste constante : température exosphérique.

Tout comme la température la composition de l'atmosphère neutre évolue en fonction de l'altitude à cause de la photochimie et, à partir de 120 km, de la séparation gravitationnelle des constituants qui a pour effet de stratifier l'atmosphère. Ainsi les principales espèces neutres que l'on rencontre sont réparties comme suit :

- jusqu'à 80 km, les espèces moléculaires  $N_2$  et  $O_2$  sont largement majoritaires
- l'oxygène atomique produit par photodissociation de  $O_2$  est maximum vers 105 km mais ne devient majoritaire que vers 200 km,
- à partir de 500 km les proportions d'hydrogène atomique et d'hélium commencent à être significatives.

Le profil de température de l'atmosphère neutre, tel que présenté sur la figure 1, est sujet à des variations diurnes, saisonnières, géographiques et également à des variations liées à l'activité solaire qui fluctue avec des périodes de 11 ans (cycle solaire), de 27 jours (due à la rotation solaire) et de quelques heures (éruptions chromosphériques). Toutes ces fluctuations affectent la température de l'atmosphère - plus intensément la température exosphérique - et bien d'autres grandeurs physiques comme nous le verrons par la suite. A plus basse altitude, les processus de transfert radiatif, convectif, etc., modèrent l'impact de ces fluctuations.

Il existe un modèle empirique basé sur des observations et des lois physiques simples, qui rend compte de l'état de l'atmosphère en fonction de différents paramètres comme l'heure, la saison, la latitude, l'altitude, l'activité magnétique, etc... Ce modèle, dénommé CIRA (Cospar International Reference Atmosphere) [CIR65], décrit l'atmosphère de 0 à 1000 km. La partie thermosphérique de CIRA86 est constituée du modèle MSIS86 (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter) développé par Hedin et al. [HED87]. Dans la suite de notre étude nous utiliserons la version la plus récente, MSIS90 [HED91] qui décrit avec une même approche analytique l'atmosphère de 20 à 1000 km.

## 1.2 Ionosphère

L'atmosphère neutre est ionisée par le rayonnement solaire (ultraviolet extrême et rayons X :  $\lambda < 1300 \text{ \AA}$ ). Lorsque les photons ont une énergie supérieure au potentiel d'ionisation des espèces neutres, l'ionosphère est créée. La composition de l'ionosphère est également fonction de l'altitude

puisque les ions créés à une altitude  $z$  dépendent bien évidemment de l'espèce neutre présente à cette altitude et également de l'énergie des photons incidents.

Avant de s'intéresser aux ions nous allons décrire le profil de la densité électronique  $n_e$  en fonction de l'altitude (figure 2). La principale caractéristique de ce profil est que l'ionosphère présente un maximum de concentration électronique vers 300 km, appelé maximum de la région F et qui est dû à l'ionisation de l'atome d'oxygène O.

L'ionosphère est subdivisée en trois couches principales : D, E et F. Historiquement la couche E fut dénommée ainsi par Appleton qui l'a reliée à la présence d'un champ électrique, puis la classification nomma couche F celle du dessus et couche D la région inférieure.

- la région D, entre 60 et 90 km correspond à une couche peu dense d'ions ( $10^8$  à  $10^{10} \text{ m}^{-3}$ )

- la région E, entre 90 et 150 km, correspond à une couche moyennement dense ( $10^9$  à  $10^{11} \text{ m}^{-3}$ ) d'ions moléculaires  $\text{NO}^+$  et  $\text{O}_2^+$

- la région F, au dessus de 150 km, correspond à une couche dense ( $10^{11}$  à  $10^{12} \text{ m}^{-3}$ ) d'ions atomiques  $\text{O}^+$ . On y distingue

- la région  $F_1$  (150 km-300 km) qui est une région de transition entre les ions moléculaires  $\text{NO}^+$  et  $\text{O}_2^+$  et les ions atomiques  $\text{O}^+$ . Dans cette région, l'ion  $\text{N}_2^+$  est également produit mais sa durée de vie est très courte et il interagit immédiatement avec la molécule  $\text{O}_2$  ou l'atome d'oxygène O pour donner soit l'ion  $\text{O}_2^+$  soit l'ion  $\text{NO}^+$  par les réactions  $\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$  ou  $\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$

- la région  $F_2$  qui correspond au pic d'ions  $\text{O}^+$  (vers 300 km). Dans la partie supérieure de la région F, la proportion d'ions  $\text{H}^+$  devient significative vers 500 km.

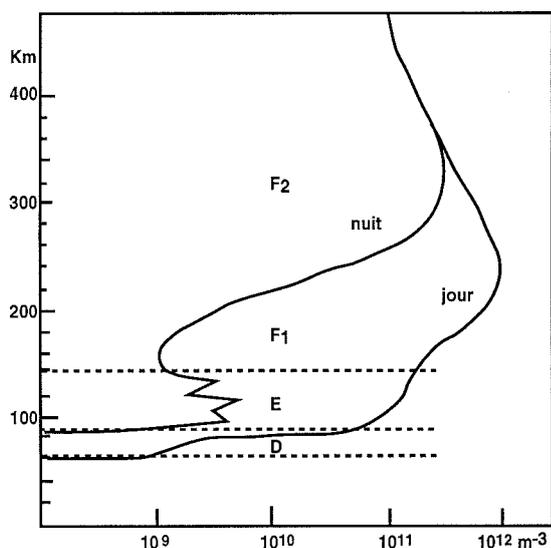


figure 2 : profil vertical de la densité électronique et nomenclature des couches ionosphériques. D'après [GIR75].

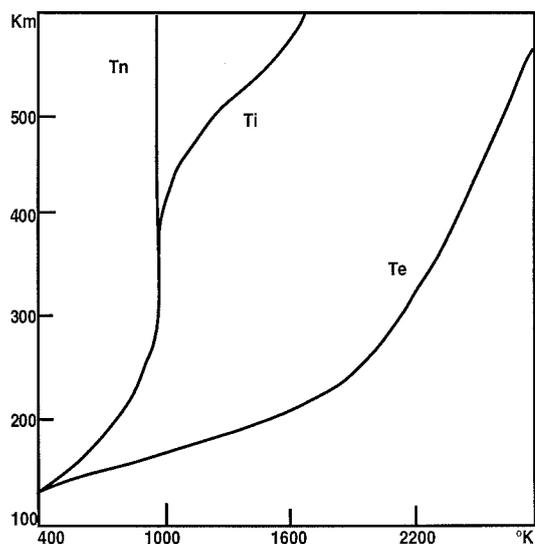


figure 3 : profil vertical des températures ionique, électronique et neutre. D'après [GIR75].

La composition ionique décrite ci-dessus subit des variations diurnes et saisonnières liées à l'intensité du rayonnement solaire. En plus de ces variations régulières, l'ionosphère est soumise à des précipitations provenant de l'accélération de particules à l'intérieur de la magnétosphère. Ces précipitations de particules se font plus particulièrement à haute latitude car comme nous le verrons dans la section suivante, la structure du champ magnétique les favorise. Ces précipitations sont responsables, à une altitude dépendante de leur énergie, d'une augmentation de l'ionisation et sont à l'origine des aurores boréales.

La réaction chimique d'échange de charge  $N_2 + O^+ \rightarrow NO^+ + N$ , qui dépend fortement de la température, trouve son importance dans notre étude. Cette réaction s'intensifie lorsque de forts champs électriques se rencontrent dans l'ionosphère et a pour conséquence de faire "monter" la zone de transition entre les ions  $O^+$  et  $NO^+$ . Ainsi nous pourrions trouver à 300 km des ions  $NO^+$  majoritaires alors que sous des conditions de faible activité, les ions  $O^+$  sont prépondérants à cette altitude.

Précisons que dans toute l'ionosphère le nombre de particules neutres est supérieur au nombre de particules chargées. La table suivante donne un exemple des densités neutres et ioniques obtenues par les modèles MSIS-90 et IRI-95 (International Reference Ionosphere) pour le 30 Août 1986 à 13 UT au dessus de Tromsø à 150 et 300 km, altitudes qui feront plus spécialement l'objet de notre recherche.

	IONS			ESPÈCES NEUTRES		
	$O^+ (m^{-3})$	$NO^+ (m^{-3})$	$O_2^+ (m^{-3})$	$O (m^{-3})$	$N_2 (m^{-3})$	$O_2 (m^{-3})$
150 km	$1.4 \cdot 10^{10}$	$4.9 \cdot 10^{10}$	$3.0 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^{16}$	$3.2 \cdot 10^{16}$	$3.3 \cdot 10^{15}$
300 km	$2.3 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^9$	$9.4 \cdot 10^8$	$2.7 \cdot 10^{14}$	$7.8 \cdot 10^{13}$	$3.5 \cdot 10^{12}$

table 1 : Densités neutres et ioniques le 30 Août 1986 à 13 UT.

Enfin nous ne pouvons décrire, même succinctement, l'ionosphère terrestre sans parler des températures ioniques et électroniques dont les profils sont représentés sur la figure 3. Sous l'effet des collisions entre particules chargées et particules neutres (prépondérantes jusque vers 300 km), les ions se thermalisent à la température des espèces neutres  $T_i = T_n$ . Les électrons eux se thermalisent à une température  $T_e$  supérieure à la température des espèces neutres à partir de 120 km environ. Cette température est le résultat d'une compétition entre les processus de chauffage (collisions avec les électrons précipités ou avec les photoélectrons c'est à dire les électrons produit par la photoionisation solaire), de refroidissement (collisions avec les ions ou les neutres) et de flux de chaleur.

→ Dans la suite de notre étude, la région de l'ionosphère à laquelle nous nous intéresserons se situe entre 150 km et 300 km d'altitude, typiquement la région  $F_1$  de transition entre les ions moléculaires  $NO^+$ ,  $O_2^+$  et les ions atomiques  $O^+$ .

Après cette présentation rapide de l'atmosphère terrestre, nous allons nous intéresser au champ magnétique terrestre et à son interaction avec le milieu interplanétaire, car c'est avant tout sa structure qui est responsable de phénomènes atmosphériques telles que les aurores boréales.

## 2. Convection magnétosphérique

Du fait de sa structure interne, la Terre possède un champ magnétique qui en première approximation peut être assimilé à un dipôle localisé près du centre de la Terre, l'axe de ce dipôle étant incliné de  $11^\circ$  par rapport à l'axe de rotation de la Terre.

D'autre part le soleil éjecte en permanence des particules ionisées de haute énergie dans le milieu interplanétaire : le vent solaire. Ces éjections de matière par le soleil, dont une partie atteint le voisinage de la Terre, vont affecter le champ magnétique interplanétaire. A l'approche de la Terre le vent solaire (électrons et protons de grande énergie éjectés puis gelés dans le champ magnétique interplanétaire) va interagir avec le champ géomagnétique (champ magnétique terrestre) pour former la cavité magnétosphérique, qui dans la direction solaire s'étend jusqu'à dix rayons terrestres et dans la direction anti-solaire s'allonge en une longue queue sur plusieurs dizaines de rayons terrestres.

De cette interaction il en résulte une reconnexion des champs magnétiques interplanétaire et planétaire. On distingue trois classes distinctes de lignes de force magnétiques (figure 4a) :

- la classe 1 (lignes planétaires) : lignes de force entièrement intérieures à la magnétosphère dont les deux extrémités sont connectées à la Terre (lignes de type H)

- la classe 2 (lignes interplanétaires) : lignes de force entièrement plongées dans le vent solaire (lignes de type A ou G)

- la classe 3 (lignes reconnectées) : lignes de force de type intermédiaire dont une extrémité est connectée à la Terre et l'autre extrémité fuit à l'infini dans le vent solaire. Elles permettent une entrée directe du vent solaire dans la haute atmosphère terrestre (lignes de type B à F).

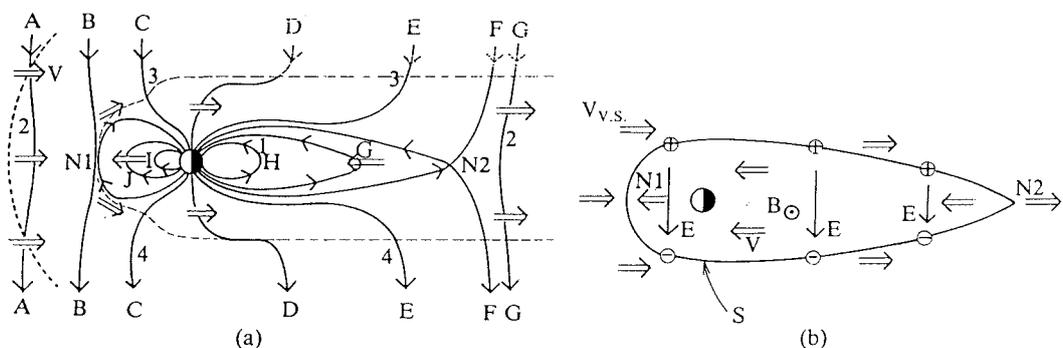


figure 4 : Lignes de force magnétiques et circulation du plasma : (a) dans le plan méridien midi-minuit, (b) dans le plan équatorial. D'après [ENC87]

Les particules du vent solaire, du fait de la structure du champ magnétique, contournent la magnétosphère en créant une surface conductrice qui est la magnétopause. La création d'un courant sur la magnétopause correspond à la dérive des ions vers le côté matin et celle des électrons vers le côté soir de la Terre. Cette séparation de charges crée un champ électrique de grande échelle à travers toute la magnétosphère dans le plan équatorial, orienté du côté matin vers le côté soir (figure 4b). Ce champ est lui-même responsable de la convection ( $\vec{E} \wedge \vec{B}$ ) vers la Terre du plasma qui s'est accumulé dans la cavité magnétosphérique. Ce plasma en précipitant dans la haute atmosphère terrestre donne naissance aux aurores diffuses boréales et australes et forme l'oval auroral lumineux.

Au niveau des couches ionosphériques de la Terre, le mouvement du plasma à haute altitude se déduit par projection des figures précédentes le long des lignes de force : le plasma dérive vers le secteur de nuit à l'intérieur du cercle auroral (projection sur la haute atmosphère terrestre de la ligne neutre (figure 4b)) et retourne vers le secteur de jour dans la direction du Soleil à l'extérieur de ce cercle. Sa circulation, dont les lignes de courants sont représentées sur la figure 5, est donc organisée en deux grands vortex, l'un occupant le secteur matin et l'autre le secteur soir des régions polaires. Cette projection au niveau ionosphérique du transport à grande échelle dans la magnétosphère est appelée convection magnétosphérique à laquelle est associée un champ électrique (champ de convection) dont les valeurs extrêmes typiques sont de quelques dizaines de mV/m pour une activité magnétique moyenne [SEN89]

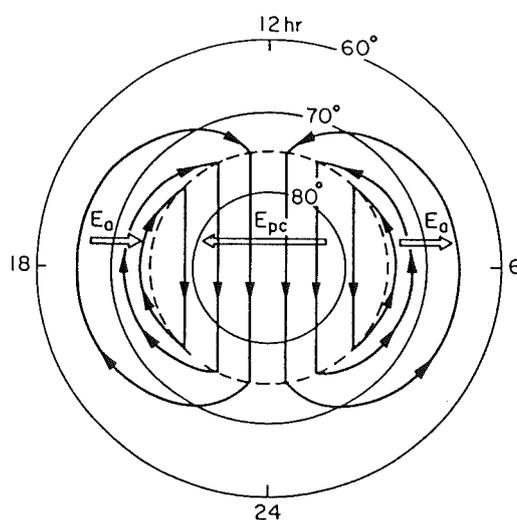


figure 5 : Cellules de convection. D'après [KEL89].

Soulignons que la représentation de la figure 5 est schématisée et que, selon la direction du champ magnétique interplanétaire, les cellules de convection peuvent se déformer et se fractionner et compliquer ainsi le système de convection ionosphérique. Enfin lors de brusques sursauts

magnétosphériques (sous orages par exemple) le champ électrique de convection peut être intensifié et atteindre des valeurs aussi élevées que 100 à 200 mV/m.

Il faut également tenir compte de la circulation induite par le mouvement propre des éléments du conducteur ionosphérique due à la rotation terrestre. L'effet de l'entraînement du fluide atmosphérique dans la rotation planétaire est tout simplement de superposer aux cellules de convection induites par le vent solaire le mouvement de corotation. La circulation totale résultant de cette superposition est représentée sur la figure 6.

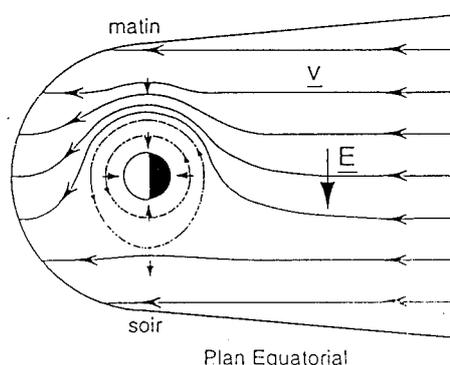


figure 6 : Géométrie des équipotentielles électrostatiques (qui sont aussi des lignes de courant du plasma).

Dans le repère inertiel (figure 6), le champ électrique total est la superposition des deux systèmes de champ électrique engendrés, l'un par l'interaction avec le vent solaire, champ de convection  $\vec{E}_{\text{conv}}$  aube-crêpuscule, et l'autre par la rotation diurne du conducteur ionosphérique terrestre, champ électrique radial de corotation  $\vec{E}_{\text{cor}}$ . La plasmasphère correspond à la zone où le flux corotationnel engendré par la rotation de la Terre (pointillés) domine sur le flux de convection engendré par l'écoulement du vent solaire (traits pleins)

Les fluctuations du champ magnétique interplanétaire ou du vent solaire vont induire une variation du champ électrique présent dans l'ionosphère terrestre, et également avoir une influence sur le champ magnétique mesuré au sol. On caractérise l'activité magnétique par des indices. Il existe plusieurs jeux d'indices dont les principaux sont les indices Kp et Ap.

- l'indice Kp décrit l'activité magnétique de trois heures en trois heures : l'échelle de mesure s'étend de 0 (aucune activité) à 9 (très forte activité), avec des valeurs intermédiaires comme par exemple 5-, 5, 5+.

- l'indice Ap (amplitude planétaire) est un indice moyenné sur une journée. Il est bien évidemment relié à l'indice Kp précédent et s'étend de 0 (Kp=0) à 400 (Kp=9). Nous ferons référence dans notre étude à l'indice Ap pour caractériser l'activité magnétique et modéliser l'atmosphère terrestre.

→ Nous nous intéresserons à des périodes de fortes activités magnétiques, qui conduisent à des champs électriques de plus de 30 mV/m, et qui engendrent dans l'ionosphère des déformations de la fonction de distribution des vitesses ioniques.

### 3. Circulation thermosphérique

Intéressons nous maintenant à la circulation des particules neutres dans la thermosphère. La répartition du rayonnement solaire incident n'étant pas uniforme à la surface du globe, il se crée des gradients de pression et de température. La redistribution de l'énergie est alors réalisée par un processus dynamique qui est la circulation atmosphérique. Le couplage ionosphère - thermosphère n'est pas non plus à négliger. En effet les collisions entre les ions et les neutres sont suffisamment fréquentes pour affecter chaque population.

Ainsi, des vent horizontaux soufflent globalement du maximum de pression vers le minimum de pression. La représentation globale de la composante horizontale du vent neutre, à 300 km d'altitude est donnée sur la figure 7 : ces résultats étant calculés à partir de données du modèle d'atmosphère neutre MSIS.

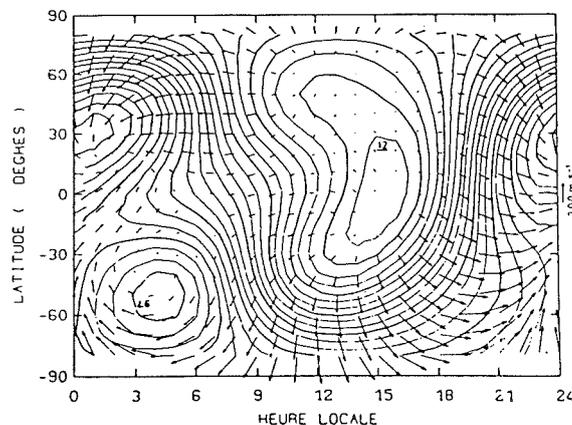
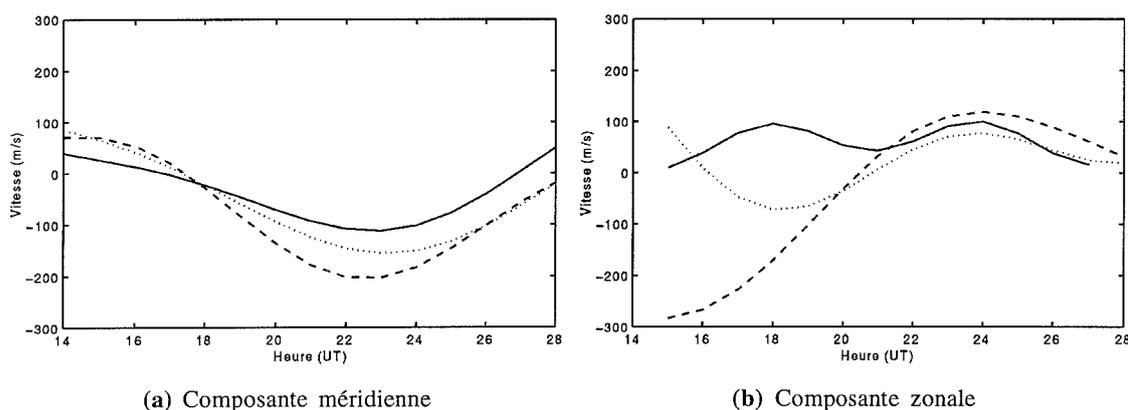


figure 7 : Composante horizontale du vent neutre à 300 km . D'après [FON82]

Par ailleurs la composante verticale de ce vent est très faible : de l'ordre de quelques mètres par seconde.

Nous avons également représenté sur la figure 8 les composantes méridiennes (Nord-Sud) et zonales (Est-Ouest) du vent neutre horizontal mesurées par l'interféromètre MICADO à la latitude de Tromsø et à une altitude d'environ 250 km, pour trois niveaux d'activité magnétique repérés par l'indice local  $K_p$  [FAU93].



**figure 8** : Composantes du vent neutre en région F au dessus de Tromsø, à partir d'observations MICADO, pour différents niveaux d'activité magnétique : la courbe en trait plein a été obtenue pour  $K_L < 2$ , la courbe en pointillés pour  $2 \leq K_L \leq 3$  et la courbe en tirets pour  $K_L \geq 4$ .

En période calme, la composante méridienne du vent au dessus de Tromsø est, dans la journée, dirigée vers le nord (vitesse maximale de 50 m/s), mais elle s'oriente au sud durant la nuit. Par contre la composante zonale est toujours dirigée vers l'est quelque soit l'heure, avec des maxima de l'ordre de 100 m/s.

Nous constatons que la vitesse du vent neutre augmente avec l'activité magnétique. En effet, en présence de champs électriques importants au sein de l'ionosphère aurorale, les ions, qui acquièrent une vitesse de dérive qui peut largement dépasser les 1000 m/s, entraînent avec eux l'atmosphère neutre, avec cependant un temps de réponse variant, vers 250 km, entre quelques dizaines de minutes et plusieurs heures. Ainsi, à la latitude de Tromsø la composante sud du vent méridien peut atteindre, entre 22h UT et 24h UT, des vitesses de plus de 200 m/s lors de fortes activités, alors que les vent zonaux, légèrement plus importants, -300 m/s - atteignent une valeur maximale en début d'après-midi et sont dirigés vers l'ouest.

→ Dans notre étude, lorsque nous analyserons des données obtenues par forts champs électriques nous ferons attention de choisir des périodes où l'entraînement des neutres, par la population ionique, n'a pas encore eu lieu : c'est à dire dans les premières minutes de la perturbation.

## 4. Le radar à diffusion incohérente EISCAT

Plusieurs techniques existent pour mesurer les différents paramètres physiques de l'ionosphère qui sont entre autre la densité électronique, les températures ioniques et électroniques, les vents, la composition, ... et également leurs variations en fonction de l'altitude, de la saison, de la latitude

géographique, de l'activité magnétique. Nous pouvons procéder à des mesures au sol, des mesures par ballon, par satellites et également par radar.

Les mesures radars consistent à émettre une onde électromagnétique et à mesurer l'onde réfléchie, ou diffusée, par l'ionosphère. Ce sont ces mesures qui font l'objet de notre étude et plus particulièrement les radars à diffusion incohérente, dont je vais énoncer brièvement le principe.

#### 4.1 Longueur de Debye et fréquence plasma

Avant de décrire ce qu'est la diffusion incohérente il est nécessaire de définir deux grandeurs caractéristiques d'un plasma : la longueur de Debye et la fréquence plasma.

##### • Longueur de Debye

La longueur de Debye  $\lambda_D$  est la limite en dessous de laquelle les particules du plasma ignorent les interactions électrostatiques avec les autres particules chargées et se comportent comme des particules indépendantes. A des distances grandes devant  $\lambda_D$  c'est par contre le comportement collectif du plasma qui domine. La longueur de Debye est donnée, pour un nuage d'électrons de charge  $q$  et de densité  $N_e$ , par :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{q^2 N_e}} \quad (1)$$

où  $T_e$  est la température électronique,  $k_b$  la constante de Boltzmann et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Elle varie dans l'ionosphère de quelques millimètres à quelques dizaines de centimètres.

Cette grandeur a son importance, comme nous le verrons plus loin, puisque suivant la fréquence de l'onde que l'on émettra, soit supérieure soit inférieure à la fréquence de la longueur de Debye, nous observerons deux comportements différents : respectivement un comportement particulière ou collectif du plasma soumis à une excitation électromagnétique.

##### • Fréquence plasma

Une autre grandeur caractéristique du plasma ionosphérique est sa fréquence propre  $f_p$  qui correspond à l'oscillation des électrons. Cette fréquence plasma est proportionnelle à la densité électronique et s'exprime par :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c^2 N_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (2)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron et  $c$  la vitesse de la lumière. Elle varie typiquement entre 3 et 6 Mhz dans l'ionosphère terrestre.

## 4.2 Diffusion incohérente

Lorsque l'on envoie une onde électromagnétique dans l'ionosphère, il faut veiller à utiliser une fréquence appropriée à la grandeur que l'on veut mesurer. En effet si la fréquence émise est égale à la fréquence plasma ( $f=f_p$ ), l'onde est alors réfléchiée par l'ionosphère. Or comme la fréquence plasma est proportionnelle à la densité électronique et comme celle-ci varie en fonction de l'altitude, nous pouvons, en faisant varier la fréquence émise, avoir accès au profil de densité électronique : c'est le principe de l'ionosonde. Mais la limite de l'ionosonde est qu'elle ne peut pas sonder l'ionosphère au dessus du pic de densité électronique ( $\approx 300$  km) car ensuite à plus haute altitude la densité décroît de nouveau et nous ne pouvons plus avoir accès à sa valeur, l'onde de fréquence égale à  $f_p$  ayant déjà été réfléchiée à plus basse altitude.

Un autre type de mesure utilisé est la technique de la diffusion incohérente qui permet de sonder toute l'ionosphère. Il faut envoyer dans l'ionosphère une onde électromagnétique dont la fréquence est supérieure à la fréquence plasma au pic de densité, pour que celle-ci traverse l'ionosphère. Sur son passage l'onde va exciter les électrons qui se mettent à osciller en diffusant l'énergie : c'est cette énergie que l'on va capter sur les récepteurs.

Si la longueur d'onde émise  $\lambda_i$  est de l'ordre de (ou inférieure à) la longueur de Debye  $\lambda_D$ , le résultat que nous observerons sur les récepteurs correspondra uniquement à l'agitation thermique des électrons pris individuellement sans interaction avec les autres particules. Par contre si  $\lambda_i$  est grande devant  $\lambda_D$ , le spectre du signal reçu reflétera les oscillations collectives affectant les électrons : ondes électrostatiques à la fréquence plasma  $f_p$ , onde pseudo-acoustique couplant les ions et les électrons. La fréquence émise pour la diffusion incohérente est comprise entre 40 et 1500 MHz.

Quels sont les moyens techniques mis en œuvre pour enregistrer le signal retrodiffusé ?

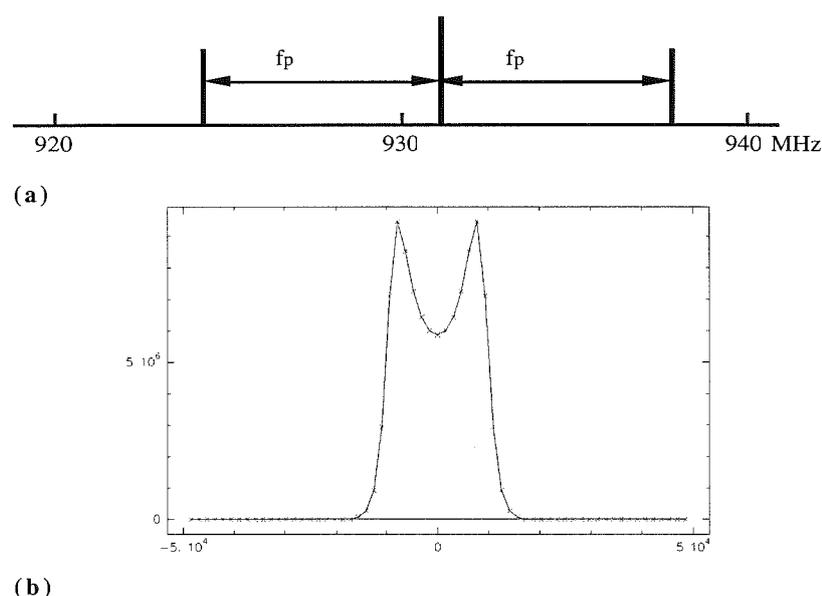
## 4.3 EISCAT

Plusieurs radars à diffusion incohérente existent à l'heure actuelle à la surface de la Terre : Arecibo (Porto-Rico), Millstone Hill (USA), Sondrestrom (Groenland), MU Radar (Japon), Jicamarca (Pérou) et le radar EISCAT en Scandinavie. Le radar géophysique EISCAT a été construit afin d'étudier l'atmosphère aux latitudes de l'oval auroral où, nous l'avons expliqué précédemment, les particules énergétiques provenant du feuillet de la magnétosphère précipitent.

EISCAT, acronyme pour European Incoherent SCATter dont les pays cofondateurs sont l'Allemagne, la France, la Grande-Bretagne et les trois pays scandinaves : Finlande, Norvège et Suède comprend deux

antennes émettrices - à Tromsø - fonctionnant à deux fréquences différentes : VHF à 224 MHz et UHF à 931 MHz, ce qui nous donne la possibilité d'effectuer des mesures de 80 km à près de 1500 km d'altitude. Le système UHF a de plus l'avantage d'être un radar tristatique : c'est à dire que le signal rétrodiffusé est reçu sur trois antennes différentes : Tromsø (Norvège), Kiruna (Suède) et Sodankyla (Finlande). Ce système permet d'avoir accès à des grandeurs vectorielles et non pas uniquement à des grandeurs scalaires.

Le spectre du signal reçu sur les antennes d'EISCAT (figure 8a) comporte trois raies à des fréquences proches de la fréquence d'émission : un spectre ionique à la fréquence d'émission, correspondant aux oscillations pseudo-acoustiques du milieu, et deux raies dites "raies de plasma" de part et d'autre du spectre ionique aux fréquences  $f \pm f_p$ . C'est à partir du spectre ionique (figure 8b) que nous avons accès à un certain nombre de paramètres du plasma ionosphérique en ajustant un spectre théorique sur le spectre expérimental selon une méthode du type "moindres carrés". Nous reviendrons plus en détail sur l'interprétation de tels spectres dans la chapitre III.



**figure 8** : (a) 3 raies du spectre de diffusion incohérente, (b) détail du spectre ionique : les mesures expérimentales sont représentées par les croix et le trait continu est le résultat d'une analyse.

➤ *Ce sont des données enregistrées par EISCAT lors d'expériences de type commun - expériences tournées pour l'ensemble des pays fondateurs - que nous analyserons dans un premier temps, et dans une seconde partie nous exploiterons nos propres données réelles acquises lors d'une campagne de mesures française avec ce même radar.*

## 5. Présentation de notre étude

Au cours des pages précédentes nous avons situé notre étude en décrivant :

- l'atmosphère et l'ionosphère terrestre et en précisant quelles espèces neutres et ioniques nous rencontrons à différentes altitudes,
- l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre et les conséquences que pourrait avoir une fluctuation de ce vent solaire sur l'atmosphère.

Le but d'EISCAT est de connaître l'état de l'ionosphère terrestre à tout instant : densité et température électronique, composition et température ionique, vitesse ionique... Si jusqu'à présent l'analyse des spectres à diffusion incohérente d'EISCAT est bien au point pour déterminer les paramètres atmosphériques lors de périodes calmes, il n'en est pas de même lorsqu'une perturbation magnétique a lieu. Il s'agit donc d'améliorer l'analyse d'EISCAT afin qu'elle soit utilisable lors de forts champs électriques.

Dans ce but, la présente étude va porter sur les fonctions de distribution des vitesses ioniques dans l'ionosphère aux latitudes aurorales. En effet la distribution des vitesses ioniques entre dans le calcul du spectre du signal reçu : les résultats de l'analyse seront d'autant plus en accord avec la réalité que la distribution de vitesses ioniques sera correctement déterminée. Nous nous plaçons à des altitudes entre 150 km et 300 km où nous sommes en présence uniquement des ions  $O^+$ ,  $NO^+$  et  $O_2^+$ . A ces altitudes, la fréquence de collision ion-neutre  $\nu_{in}$  est très petite devant la gyrofréquence  $\Omega_i$ .

Dans la plupart des travaux menés jusqu'à maintenant, la distribution des vitesses ioniques, comme d'ailleurs celle des électrons, est considérée comme étant Maxwellienne. Or au cours de ces dernières années, des modèles basés sur une distribution "non-Maxwellienne" des vitesses ioniques ont été développés. Lorsque l'ionosphère est soumise à un fort champ électrique, il a été montré que cette fonction de distribution se déformait par rapport à la forme Maxwellienne qu'elle possède en l'absence de champ, pour devenir toroïdale.

Avant d'aller plus loin, regardons pourquoi les fonctions de distribution des vitesses ioniques deviennent non-Maxwelliennes en présence de champs électriques.

### 5.1 Fonction de distribution toroïdale

En utilisant de simples arguments physiques, établissons comment la fonction de distribution devient toroïdale. L'exemple que nous décrivons ci-dessous est pour une distribution des ions  $O^+$ , dans une atmosphère neutre d'atomes d'oxygène  $O$ , et dans le cas particulier où l'ion  $O^+$  perd toute son énergie lorsqu'il entre en collision avec le neutre  $O$  : réaction de type échange de charge que nous décrivons au chapitre I.

Comme première hypothèse, supposons que la fréquence de collision ion-neutre est très petite devant la gyrofréquence et que l'atmosphère neutre a une température  $T_n$ . Si les ions ne sont pas animés d'une vitesse de dérive par rapport à l'atmosphère neutre, c'est à dire si ils ne sont soumis à aucun champ électrique, les nombreuses collisions avec les neutres ont pour effet de les thermaliser à la température  $T_n$  : la fonction de distribution des vitesses ioniques est une Maxwellienne de température  $T_n$ . Dans l'espace des vitesses, les ions sont en majorité sur un disque centré à l'origine et de largeur  $\sqrt{2k_b T_n/m_i}$ .

Maintenant, si les ions sont soumis à un champ électrique, ils vont avoir une vitesse de dérive de module  $v_D = |\vec{E}/\vec{B}|$  dans une direction perpendiculaire aux champs  $\vec{B}$  et  $\vec{E}$ . Plaçons nous dans le repère où les particules neutres sont au repos, dans un plan perpendiculaire au champ magnétique (figure 9). Le cercle grisé, centré à l'origine, correspond à la distribution des vitesses des espèces neutres au repos, et celui hachuré à la distribution des vitesses ioniques : en tenant compte uniquement des forces d'interaction coulombienne ce dernier serait centré autour de  $v_D$ . C'est ici que les collisions ion-neutre entrent en jeu. Après une collision avec un atome d'oxygène O, l'ion  $O^+$  va perdre toute son énergie (comme l'indique la flèche) : il acquière une vitesse égale à celle des espèces neutres. Ensuite l'ion reprend son mouvement de giration et forme alors dans l'espace des vitesses un cercle de rayon  $r$  (l'hypothèse  $v_{in} \ll \Omega_i$  permet à l'ion de faire plusieurs tours avant la prochaine collision). Comme la vitesse  $v_n$  de la particule neutre entrant en collision a la probabilité de se trouver n'importe où dans le cercle grisé, la nouvelle fonction de distribution de vitesse ionique sera alors un anneau d'épaisseur égale à  $2\sqrt{2k_b T_n/m_i}$  (cercle en trait gras).

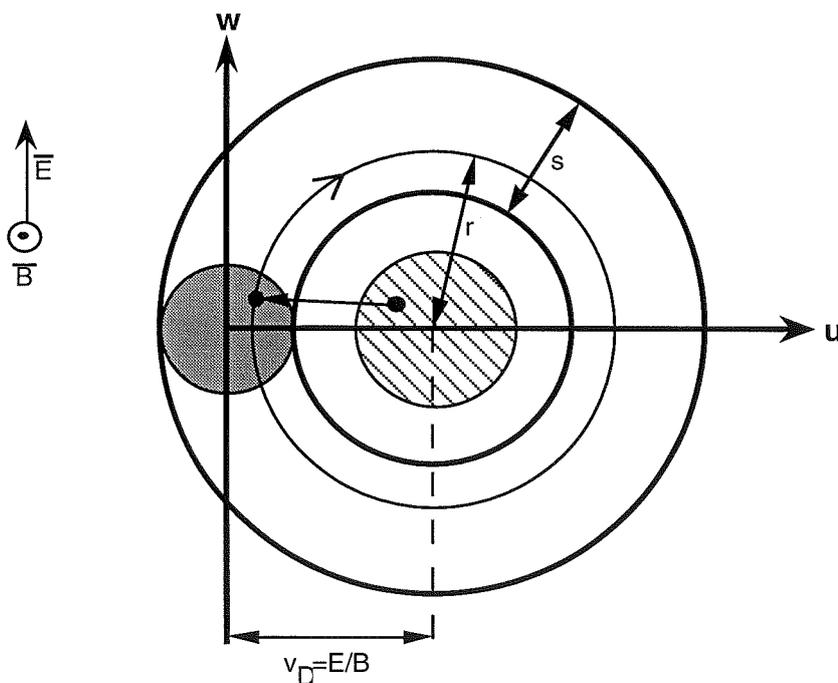


figure 9 : Distribution de vitesse ionique. D'après [SUV89a]

La fonction de distribution des ions est d'autant plus déformée que la vitesse de dérive est à l'extérieure de la zone grisée, c'est à dire que  $v_D > \sqrt{2k_b T_n / m_i}$ .

Cette description est valable pour le cas extrême de la collision du type échange de charge. Pour les autres types d'interaction les ions ne perdent pas toute leur énergie lors de la collision ce qui conduit à des distributions moins toroïdales. Toutefois nous observons des distorsions importantes, dues au mouvement cyclotronique, si la vitesse de dérive  $v_D = E/B$  est supersonique.

Si nous sommes dans la limite où  $v_{in} \approx \Omega_i$  (autour de 120 km d'altitude) alors l'ion n'a plus le temps de faire une gyration complète avant de subir une nouvelle collision qui va le ramener dans le cercle grisé : cela conduit à de nouvelles formes de la fonction de distribution [STM74], comme par exemple la forme « cacahuète ».

## 5.2 Plan de notre étude

L'étude des fonctions de distributions non-maxwelliennes fut motivée par la nécessité de prendre en compte de telles fonctions lors de la présence de forts champs électriques dans l'ionosphère aurorale.

Les premières études sur la forme de la fonction de distribution furent menées par Cole [COL71], Schunk et Walker [SCH72] et par St-Maurice et Schunk [STM73], [STM74], [STM76], [STM77]. D.Hubert [HUB83] reprit la théorie analytique en améliorant la convergence des séries polynomiales de St-Maurice et Schunk [STM77]. Une autre approche s'est également développée : ce sont les simulations numériques, basées sur une méthode de Monte-Carlo, qui permettent de modéliser la fonction de distribution quelque soit l'intensité du champ électrique. Barakat et al. [BAR83] furent les premiers à mettre en œuvre une telle méthode. Winkler et al. [WIN92] reprirent ces mêmes simulations Monte-Carlo mais en prenant un modèle de collision plus réaliste. Ce sont ces simulations numériques que nous étudierons plus en détail dans le chapitre I ainsi que l'approximation polynomiale généralisée [HUB83].

La fonction de distribution des ions est, en particulier, comme nous le verrons par la suite, dépendante de l'intensité du champ électrique, de la direction d'observation, du processus de collisions ion-neutre choisi. Nous étudierons donc, dans le second chapitre, les deux types de fonctions cités ci-dessus en fonction de ces différents paramètres, et nous mènerons une étude comparative entre les deux méthodes pour déterminer dans quelles conditions les fonctions analytique et numérique s'accordent, et explorer leurs différences.

St-Maurice et al. [STM76] puis Raman et al. [RAM81] remarquèrent que les fonctions de distribution non-maxwelliennes pouvaient affecter la mesure des paramètres ionosphériques. Plusieurs approches ont été développées, entre autre, pour caractériser le spectre de diffusion incohérente lorsque la fonction de distribution des ions est non-maxwellienne : à partir d'une analyse semi-empirique Raman et al. [RAM81] calculèrent les déformations du spectre de diffusion incohérente ; Kikuchi et al. [KIK89] puis Winkler et al. [WIN92] proposèrent de décrire ce spectre par la superposition de deux maxwelliennes ;

Hubert [HUB84] utilisa l'approximation polynomiale généralisée de la fonction de distribution dans le calcul des spectres de diffusion incohérente. Cette méthode fut reprise par Hubert et Lathuillere [HUB89] et Lathuillere et Hubert [LAT89] pour quantifier les erreurs dues à une analyse classique, en particulier en présence d'un mélange d'ions.

Les premières observations directes de tels spectres ont été faites avec EISCAT par Lockwood et al. [LOC87]. Ces spectres furent longuement étudiés par une équipe anglaise [WIN87], [LOC88], [WIN89], [SUV89b] qui utilisèrent pour les analyser la méthode semi-empirique de Raman et al. [RAM81]. Mais cette analyse reste insuffisante puisqu'elle est incapable de déterminer la composition ionique.

Nous avons choisi ici, d'étudier les spectres déformés par une nouvelle analyse. Nous décrivons, dans le troisième chapitre, comment nous avons introduit la solution polynomiale généralisée dans l'analyse standard EISCAT et nous validerons notre nouvelle analyse sur plusieurs jeux de simulations.

Une fois notre nouvelle analyse au point, que l'on dénommera analyse "non-Maxwellienne", et testée sur des exemples synthétiques, nous étudierons des exemples réels. Deux séries de données seront analysées dans le chapitre IV :

- nous reprendrons, dans un premier temps, les spectres étudiés par l'équipe anglaise
- dans un second temps, nous nous intéresserons à une série d'expériences spécialement conçue dans le but d'une analyse "non-Maxwellienne" et qui, comme nous le verrons, prend en compte des géométries particulières, intéressantes pour notre étude.

Enfin nous concluons sur les apports de l'analyse "non-Maxwellienne", dans l'interprétation des spectres à diffusion incohérente enregistrés par les radars EISCAT, lors de fortes perturbations magnétiques.

Nous avons ajouté en annexe deux articles qui décrivent l'analyse "non-Maxwellienne", les résultats des simulations et les résultats concernant la première série de données réelles. Ces deux articles sont publiés, l'un dans "Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics" et l'autre dans "Journal of Geomagnetism and Geoelectricity".

# Chapitre I

## FONCTION DE DISTRIBUTION DE VITESSES IONIQUES

Plusieurs études ont été menées pour évaluer la fonction de distribution des vitesses ioniques lorsqu'elle devient, en présence de forts champs électriques ( $> 50$  mV/m), non-Maxwellienne : habituellement lors de périodes calmes cette distribution est Maxwellienne. Trois méthodes principales ont été mises au point ces dernières années :

- une première basée sur la résolution analytique de l'équation de Boltzmann calculée par St-Maurice et Schunk [STM77] , et reprise par Hubert [HUB83]
- une seconde qui consiste à évaluer la fonction de distribution par des simulations numériques Monte-Carlo : Barakat et al [BAR83], Winkler et al [WIN92]
- une dernière méthode semi-empirique développée par Raman et al [RAM81].

Dans la présente étude nous nous intéresserons plus particulièrement aux fonctions de distribution analytiques et numériques que nous allons expliciter dans ce chapitre.

## I.1 Approximation polynomiale de la fonction de distribution

### I.1.1 Fonctions de distribution analytiques de vitesses ioniques

L'ionosphère terrestre, étant un gaz, est décrite par l'équation de la théorie cinétique (équation de Boltzmann) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \vec{a} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{int}} \quad (\text{I.1})$$

où  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  est la fonction de distribution de l'espèce étudiée (dans notre cas les ions),  $\vec{v}$  est la vitesse des particules et  $\vec{a}$  l'accélération due aux forces extérieures supposées conservatives. Le terme de droite représente l'interaction entre l'espèce étudiée et toutes les autres particules du milieu.

Pour étudier l'ionosphère des régions E et F soumises à un champ électrique  $\vec{E}$  normal au champ magnétique terrestre  $\vec{B}$  l'hypothèse d'un plasma faiblement ionisé est fondée. Aucune interaction entre les ions n'étant considérée, l'équation de Boltzmann peut se résoudre pour chaque espèce d'ions de façon indépendante. Nous avons pour un plasma homogène à l'état stationnaire l'équation de Boltzmann suivante [CHA70] :

$$\left[ \vec{\Gamma}_i + \vec{v}_i \wedge \vec{\Omega}_i \right] \frac{\partial f_i}{\partial v_i} = \left( \frac{\delta f_i}{\delta t} \right)_{\text{int}} \quad (\text{I.2})$$

où l'indice  $i$  se rapporte aux ions et où

$$\vec{\Gamma}_i = \frac{q_i \vec{E}}{m_i} \quad (\text{I.3})$$

est l'accélération causée par le champ électrique  $\vec{E}$  perpendiculaire à  $\vec{B}$

$$\vec{\Omega}_i = \frac{q_i \vec{B}}{m_i} \quad (\text{I.4})$$

est la gyrofréquence,  $f_i$  la fonction de distribution des vitesses des ions  $i$ ,  $v_i$  leur vitesse et  $q_i$  leur charge.

Le terme de droite de l'équation (I.2) est le terme de collision qui traduit les interactions de l'espèce  $i$  avec les autres particules du milieu. Ce terme de collision, qui peut être approximé suivant divers modèles, dépend de la fonction de distribution des vitesses ioniques  $f_i$  que l'on cherche précisément à définir.

### I.1.1.1 Différents opérateurs de collision

- modèle de relaxation

Si le processus de collision ion-neutre est décrit par le modèle de relaxation, l'opérateur de collision devient :

$$\left(\frac{\delta f_i}{\delta t}\right)_{\text{int}} = -\nu_{\text{in}}(f_i - f_{i \text{ max}}) \quad (\text{I.5})$$

où  $\nu_{\text{in}}$  est la fréquence de collision entre les ions et les neutres et

$$f_{i \text{ max}} = \frac{n_i}{(2\pi k T_n / m_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{m_i v_i^2}{2k T_n}\right) \quad (\text{I.6})$$

est la distribution Maxwellienne.

Ce modèle de relaxation est en fait une simplification de l'opérateur de collision de Boltzman, que nous introduirons dans le prochain paragraphe. Il prend en compte les deux propriétés suivantes : une section efficace de collision inversement proportionnelle à la vitesse relative entre les deux particules et une distribution angulaire qui soit une fonction delta centré autour de l'angle de diffusion  $\theta = \pi$ . Cette dernière propriété correspondant au modèle d'échange de charge que nous avons décrit dans la section 4.1, la solution de l'équation 1.5 est donc la solution des collisions du type échange de charge idéal.

L'effet des opérateurs de collision est de faire tendre la fonction de distribution des ions vers une distribution Maxwellienne au bout du temps caractéristique  $\tau$  donné par  $\tau = 1/\nu_{\text{in}}$ .

St-Maurice et Schunk [STM73], [STM74], [STM75] obtiennent une solution analytique de l'équation I.2 quelle que soit l'intensité du champ électrique et quel que soit le rapport  $\nu_{\text{in}}/\Omega_i$ . Ils trouvèrent alors que la fonction de distribution des ions, à l'équilibre, s'éloignait d'une forme Maxwellienne dès que la vitesse de dérive était du même ordre ou plus grand que la vitesse thermique des neutres et dès que  $\nu_{\text{in}}/\Omega_i < 1$ .

Cet écart à la Maxwellienne est dû à la compétition entre la force de Lorentz qui accélère les ions et les collisions ion-neutre qui, au contraire, les freinent.

La forme de la fonction de distribution non-Maxwellienne dépend de l'intensité des champs électrique et magnétique, de  $\nu_{\text{in}}/\Omega_i$  et de la température neutre :

- pour de forts champs électriques et de faibles rapports  $\nu_{\text{in}}/\Omega_i$ , la fonction prend la forme d'un tore dans l'espace des phases des vitesses (centré au point  $\vec{E} \wedge \vec{B}$ ) perpendiculairement au champ magnétique,

- et lorsque  $\nu_{\text{in}}/\Omega_i = 1$  la distribution  $f_i$  prend la forme d'une "cacahuète".

Rappelons que dans l'espace des vitesses, la distribution Maxwellienne est sphérique.

Dans le cas où les collisions ion-neutre sont peu fréquentes ( $v_{in}/\Omega_i \ll 1$ ), typiquement au dessus de 150 km d'altitude, qui sera la région d'intérêt de notre étude, la fonction  $f_i$  s'écrit [STM73], [STM79], dans un système de coordonnées où l'axe  $z$  est parallèle au champ magnétique:

$$f_i = \frac{n_i}{(2\pi kT_n / m_i)^{3/2}} I_0 \left( 2D \sqrt{(v_x^2 + v_y^2) / (2kT_n / m_i)} \right) \exp \left( -D^2 - \frac{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT_n / m_i} \right) \quad (I.7)$$

où  $T_n$  est la température des espèces neutres,  $I_0$  est la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro et le paramètre  $D$  :

$$D = \frac{E / B}{\sqrt{2kT_n / m_i}} \quad (I.8)$$

Cette fonction de distribution ne peut être qu'une approximation de la fonction de distribution réelle car le modèle de relaxation est très restrictif : il réduit les déformations de la fonction de distribution des vitesses dans le plan perpendiculaire au champ  $\vec{B}$ . C'est ainsi que le long du champ magnétique la fonction ne présente pas de caractéristiques due à la présence du champ électrique. Il faut alors considérer un autre opérateur de collision qui régit mieux les interactions que subit l'espèce ionique  $i$  : l'opérateur de Boltzmann.

• opérateur de Boltzman

L'opérateur de collision de Boltzman décrit les interactions binaires entre les ions et les neutres telles que  $NO^+-O$ ,  $NO^+-N_2$ , etc ...

$$\frac{\delta f_i}{\delta t} = \int d\vec{v}_n d\Omega g_{in} \sigma_{in}(g, \theta) [\bar{f}_i \bar{f}_n - f_i f_n] \quad (I.9)$$

où l'indice  $n$  fait référence aux espèces neutres,  $d\Omega$  est l'angle solide dans le référentiel du centre de masse,  $\theta$  l'angle de diffusion,  $g_{in}$  est la vitesse relative entre les deux particules et  $\sigma_{in}$  la section efficace de collision. Dans cette opérateur  $\bar{f}_i \bar{f}_n$  sont les distributions des vitesses après la collision et  $f_i f_n$  les distributions avant la collision.

La section efficace de collision  $\sigma_{in}$  présente dans l'opérateur de collision est fonction de la vitesse relative  $g_{in}$  et de l'angle de diffusion  $\theta$ . Suivant le modèle de section efficace de collision choisi (c'est à dire la dépendance de cette section efficace par rapport à ces deux grandeurs), l'opérateur de collision diffère.

St-Maurice et Schunk [STM77] discutent de la validité de plusieurs modèles de sections efficaces : entre autres le modèle de relaxation et les modèles A et B qui gardent tous la propriété  $\sigma g = \text{constante}$  mais qui ont une distribution angulaire différente. Nous avons repris dans le tableau I.1 les valeurs des modèles A et B. Par la suite nous ferons constamment référence à ces deux derniers modèles.

Les valeurs présentées dans ce tableau sont les rapports de sections efficaces de transfert  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  où :

$$Q_{in}^k = 2\pi \int_0^{\pi} (1 - \cos^k \theta) \sigma_{in}(g, \theta) \sin \theta d\theta \quad (I.10)$$

$\theta$  étant l'angle de déflexion. Et où  $Q_{in}^1$  est la section efficace de transfert d'impulsion,  $Q_{in}^2$  de transfert d'énergie et  $Q_{in}^3$  de transfert de flux de chaleur.

Modèle	$Q_{in}^2/Q_{in}^1$	$Q_{in}^3/Q_{in}^1$	$Q_{in}^4/Q_{in}^1$
Echange de charge A	0.45	1.0	0.55
Echange de charge B	0.30	1.0	0.40
Polarisation A	0.80	1.2	1.10
Polarisation B	0.95	1.3	1.30

Table I.1 : Modèles A et B de sections efficaces de collision

Il n'est pas possible avec l'opérateur de Boltzmann d'obtenir une solution exacte de l'équation de Boltzmann. La méthode utilisée par Mintzer en 1965 [MIN65] généralise la solution de Grad et consiste à développer la fonction de distribution sur une base de polynômes orthogonaux :

$$f_i = f_i^0 \left( 1 + \sum_{\alpha \geq 1} a_{\alpha}(r, t) Q_{\alpha}(r, v, t) \right) \quad (I.11)$$

où l'indice  $\alpha$  indique une sommation sur plusieurs coordonnées ( $\alpha = i, j, k$ ), et où  $a_{\alpha}$  est le coefficient du polynôme  $Q_{\alpha}$  donné par :

$$a_{\alpha} = \frac{1}{N} \int f_i(r, v, t) Q_{\alpha}(r, v, t) d\bar{v} \quad (I.12)$$

et où  $f_{i0}$ , la fonction de poids, est la fonction à l'ordre zéro. Il faut choisir judicieusement cette fonction de poids pour une convergence plus rapide vers la solution exacte ce qui permet alors de couper la série polynomiale à un ordre peu élevé : il faut trouver un compromis entre cette fonction de poids et l'ordre du polynôme.

St-Maurice et Schunk [STM77] résolurent l'équation de Boltzmann en utilisant cette approche : ils prirent comme fonction de poids,  $f_{i0}$ , une bi-Maxwellienne

$$f_i^0 = \left( \frac{m_i}{2\pi k T_{\perp}} \right) \left( \frac{m_i}{2\pi k T_{\parallel}} \right)^{1/2} \exp\left(-c_{\parallel}^2 + c_{\perp}^2\right) \quad (I.13)$$

$$\text{où} \quad \dot{c}'_{//} = c_{//} / \sqrt{2kT_{//} / m_i} \quad (\text{I.14})$$

$$\dot{c}'_{\perp} = c_{\perp} / \sqrt{2kT_{\perp} / m_i} \quad (\text{I.15})$$

$c_{//}$  et  $c_{\perp}$  étant repéré sur la figure I.1, et  $T_{//}$  et  $T_{\perp}$  les températures parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. L'anisotropie de température est exprimée en fonction de ces températures parallèle et perpendiculaire :  $A = T_{\perp}/T_{//}$ .

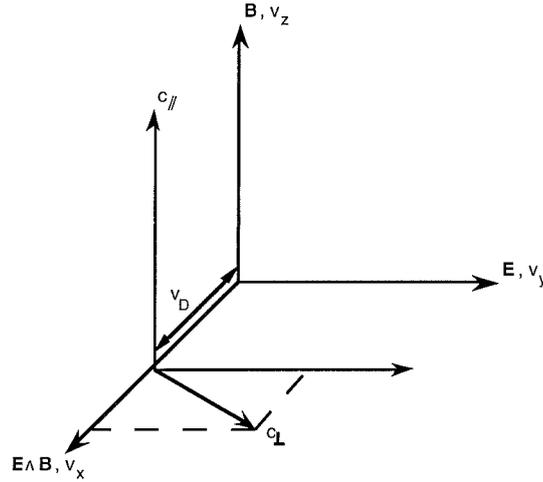


figure I.1 : système de coordonnées dans l'espace des vitesses ioniques

Ils développèrent la fonction de distribution sur la base des polynômes orthogonaux suivants : dans la direction parallèle, polynôme de Hermite  $H_m(\dot{c}'_{//})$ , et dans la direction perpendiculaire, polynôme de Laguerre  $L_n^0(\dot{c}'_{\perp}{}^2)$ . Dans la limite où  $v_{in}/\Omega_i$  tend vers zéro ce qui confère à la fonction de distribution  $f_i$  une symétrie axiale parallèlement à  $\vec{B}$ , celle-ci devient :

$$f_i(\dot{c}'_{//}, \dot{c}'_{\perp}) = f_i^0 \left( 1 + \sum_{m \geq 1} \sum_{n \geq 1} a_{mn} H_m(\dot{c}'_{//}) L_n^0(\dot{c}'_{\perp}{}^2) \right) \quad (\text{I.16})$$

Ils tinrent compte dans la série polynomiale des moments des vitesses jusqu'au quatrième ordre. Cette fonction de distribution constitue une première approximation de la fonction de distribution des vitesses ioniques.

### I.1.1.2 Approximation polynomiale généralisée

En 1983, D. Hubert [HUB83] proposa, toujours dans la limite  $v_{in}/\Omega_i \ll 1$ , un nouveau développement polynomial avec cette fois-ci comme fonction de poids la solution adaptée du modèle de relaxation (équation I.6). Une nouvelle base de polygones orthogonaux est calculée, et la fonction de distribution s'exprime maintenant par :

$$f_i(c_{//}, c_{\perp}) = f_i^0(c_{//}, c_{\perp}) \left( 1 + \sum_{p,q \geq 1} a_{pq} H_p(c_{//}) M_q(c_{\perp}) \right) \quad (\text{I.17})$$

avec :

$$f_i^0(c_{//}, c_{\perp}) = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi k T_{//}}} \frac{m_i}{2\pi k T} \exp\left(-\frac{m_i}{m_n} \frac{T_n}{T_{//}} c_{//}^2 - \frac{m_i}{m_n} \frac{T_n}{T} c_{\perp}^2 - \alpha^2 D'^2\right) I_0\left(2\alpha D' \left(\frac{m_i T_n}{m_n T}\right)^{1/2} c_{\perp}\right) \quad (\text{I.18})$$

où dans la direction parallèle les polynômes  $H_p(c_{//})$  sont les polynômes de Hermite alors que dans la direction perpendiculaire une nouvelle série de polynômes est construite  $M_q(c_{\perp})$ ; où  $c_{//}$  et  $c_{\perp}$  sont les composantes des vitesses normalisées cette fois à la vitesse thermique des neutres ;  $\alpha D'$  est un champ électrique effectif normalisé à la vitesse thermique des neutres et  $T$  est un paramètre qui a la dimension d'une température.

$T$  et  $\alpha$  sont déterminés de manière à ce que les moments d'ordre deux et quatre de la vitesse perpendiculaire, calculés avec l'approximation d'ordre zéro  $f_i^0(c_{\perp})$ , soient égaux aux valeurs calculées d'après l'équation de Boltzmann [HUB83] :

$$\int d\vec{c} c_{\perp}^2 f_i^0(c_{//}, c_{\perp}) = \langle c_{\perp}^2 \rangle \quad (\text{I.19})$$

$$\int d\vec{c} c_{\perp}^4 f_i^0(c_{//}, c_{\perp}) = \langle c_{\perp}^4 \rangle \quad (\text{I.20})$$

La température effective est alors définie par :

$$T = \frac{T_{i\perp}}{1 + \alpha^2 D'^2} \quad (\text{I.21})$$

avec  $T_{i\perp}$  la température perpendiculaire.

Lorsque  $\alpha = 0$ ,  $T = T_{i\perp}$  et la fonction de poids d'ordre zéro  $f_i^0$  devient la bi-Maxwellienne utilisée par St-Maurice et Schunk [STM77].

D. Hubert considéra un développement polynomial à l'ordre 32, c'est-à-dire jusqu'aux polynômes d'ordre 4 en  $c_{//}$  et  $c_{\perp}$ . Avec les symétries existantes, le développement polynomial se simplifie et la fonction de distribution des vitesses ioniques devient :

$$f_i = f_i^0(c_{//}, c_{\perp}) \left( 1 + a_{40} H_4(c_{//}) M_0(c_{\perp}) + a_{21} H_2(c_{//}) M_1(c_{\perp}) \right) \quad (\text{I.22})$$

Dorénavant lorsque nous ferons référence à la solution de la distribution polynomiale généralisée nous considérerons cette description.

### I.1.2 Température ionique et fréquence de collision

La température ionique est calculée à partir du premier et du second moment de l'équation de Boltzmann [JAN66]. Comme nous l'avons déjà signalé, notre étude se restreint aux régions aurorales où le plasma est faiblement ionisé. Sous ces conditions nous pouvons négliger les interactions entre deux ions de même que les échanges thermiques entre les ions et les électrons. De plus on assimile ici  $O_2$  à  $N_2$  car leurs sections efficaces de collision ion-neutre sont proches [STR76]. Ces hypothèses simplifient le calcul de la température ionique qui s'exprime alors par :

$$T_i = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{\langle m_n \rangle}{m_i} D''^2 \right) \quad (I.23)$$

où  $\langle m_n \rangle$  est la masse moyenne des espèces neutres présentes dans le milieu ( $O$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ) et  $D''$  la vitesse relative entre les ions et les espèces neutres normalisée à la vitesse thermique des ions à température neutre :

$$D'' = \frac{|\bar{v}_i - \bar{v}_n|}{\sqrt{2kT_n / m_i}} \quad (I.24)$$

*Remarque :* il faut distinguer  $D''$  et  $D'$  rencontré dans I.18 qui était un champ électrique effectif normalisé à la vitesse thermique des neutres.

Nous retrouvons bien, sur l'équation I.23, que pour une vitesse différentielle nulle, c'est à dire en l'absence de champ électrique, les ions sont en équilibre avec les espèces neutres et qu'ainsi les deux températures - ionique et neutre - s'égalisent.

La masse moyenne des espèces neutres  $\langle m_n \rangle$  joue un rôle important dans le calcul de la température ionique puisqu'elle est fonction du rapport des fréquences de collisions ion-neutre  $v_{in}$ . Elle est donnée par Schunk et Walker [SCH72] :

$$\langle m_n \rangle = \frac{\sum_n \frac{m_n v_{in}}{m_i + m_n}}{\sum_n \frac{v_{in}}{m_i + m_n}} \quad (I.25)$$

Si l'on considère uniquement les espèces neutres  $O$  et  $N_2$ , le rapport  $\frac{\langle m_n \rangle}{m_i}$  devient :

$$\frac{\langle m_n \rangle}{m_i} = \frac{M_{nO} + M_{nN_2} \frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}}{M_{iO} + M_{iN_2} \frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}} \quad (I.26)$$

avec les rapports de masse  $M_{iO} = \frac{m_i}{m_i + m_O}$  ;  $M_{nO} = \frac{m_O}{m_i + m_O}$  et des expressions analogues pour  $M_{nN_2}$  et  $M_{iN_2}$ .

On voit ici très bien apparaître la dépendance de la température des ions par rapport aux fréquences de collision de l'ion avec les deux espèces neutres, ou plus exactement au rapport de ces deux fréquences. Les fréquences de collision de l'ion  $NO^+$  avec les neutres O et  $N_2$  ne posent aucun problème tant que la température ionique n'est pas trop élevée ( $T_i < 1500$  K) car elles sont toutes deux connues et indépendantes de la température ionique  $T_{NO^+}$  [SCH72],

$$v_{NO^+-O} = 2.44 \cdot 10^{-10} [O] \quad (I.27)$$

$$v_{NO^+-N_2} = 4.34 \cdot 10^{-10} [N_2] \quad (I.28)$$

Par contre il n'en est pas de même pour les fréquences de collisions de l'ion  $O^+$ . En effet si la fréquence de collision  $O^+-N_2$  est du même type que les précédentes,

$$v_{O^+-N_2} = 6.82 \cdot 10^{-10} [N_2] \quad (I.29)$$

celle  $O^+-O$  au contraire dépend de la température de l'ion  $O^+$  [SCH80]

$$v_{O^+-O} = 3.67 \cdot 10^{-11} [O] \sqrt{T_m} (1 - 0.064 \log_{10} T_m)^2 \quad (I.30)$$

où  $T_m = \frac{T_{O^+} + T_O}{2}$ .

Nous constatons donc ici que le rapport de fréquences de collision nécessaire pour calculer la température ionique  $O^+$  dépend lui-même de cette température. Une approximation est faite dans un premier temps pour déterminer une valeur approchée de  $T_{O^+}$  que l'on injectera dans la fréquence de collision  $v_{O^+-O}$ .

Considérons l'approximation de l'équation I.23 obtenue avec l'hypothèse que l'atmosphère neutre est composée d'une seule espèce. Par cette hypothèse  $\langle m_n \rangle = m_n$  et la température ionique s'écrit :

$$T_{O^+} = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} D'^2 \right) \quad (I.31)$$

avec cette fois-ci

$$D' = \left( |\bar{v}_i - \bar{v}_n| / \sqrt{2kT_n / m_n} \right) \quad (I.32)$$

Cette hypothèse conduit, pour un champ électrique de 150 mV/m, à une erreur inférieure à 4% sur le rapport de fréquences de collision et de l'ordre de 5‰ sur les anisotropies et les températures ioniques le

long de la ligne de visée. Une fois cette approximation effectuée nous pouvons alors calculer le rapport des fréquences de collision et ainsi la température ionique  $T_{O^+}$  finale.

Nous verrons au chapitre III, que cette méthode est la démarche qui a été mise en place dans l'analyse non-Maxwellienne des spectres de diffusion incohérente, et qu'en cela elle constitue une limite à l'analyse puisque les rapports de fréquences de collision ne peuvent pas être calculés indépendamment de la température. Remarquons enfin que les "problèmes" précédents ne se rencontrent que pour un mélange d'espèces neutres. En effet si un seul neutre est présent la masse moyenne  $\langle m_n \rangle = m_n$  et ainsi les fréquences de collision ion-neutre n'entrent plus en jeu.

Chaque fréquence de collision  $v_{O^+-O}, v_{O^+-N_2}, v_{NO^+-O}, v_{NO^+-N_2}$  est fonction de la densité de l'espèce neutre [O] ou [N<sub>2</sub>]. Lorsque nous considérons les rapports des  $v_{in}$ , intervient un rapport de densité des espèces neutres [N<sub>2</sub>]/[O] que nous appellerons par la suite Ran :

$$\frac{v_{NO^+-N_2}}{v_{NO^+-O}} = \frac{4.34}{2.44} \text{Ran} \quad \text{et} \quad \frac{v_{O^+-N_2}}{v_{O^+-O}} = \frac{6.88 \cdot 10^{-10}}{3.67 \cdot 10^{-11} \sqrt{T_m} (1 - 0.064 \log_{10} T_m)^2} \text{Ran} \quad (\text{I.33}) \quad (\text{I.34})$$

→ Ainsi la température ionique des ions  $O^+$  (I.23), est fonction de l'atmosphère neutre par l'intermédiaire de la température  $T_n$  et du rapport de fréquence de collision. Celui dépend également du rapport de densité des espèces neutres  $\text{Ran} = \frac{[N_2] + [O_2]}{[O]}$ , si pour être plus exacts nous distinguons  $N_2$  et  $O_2$ .

### I.1.3 Principaux résultats

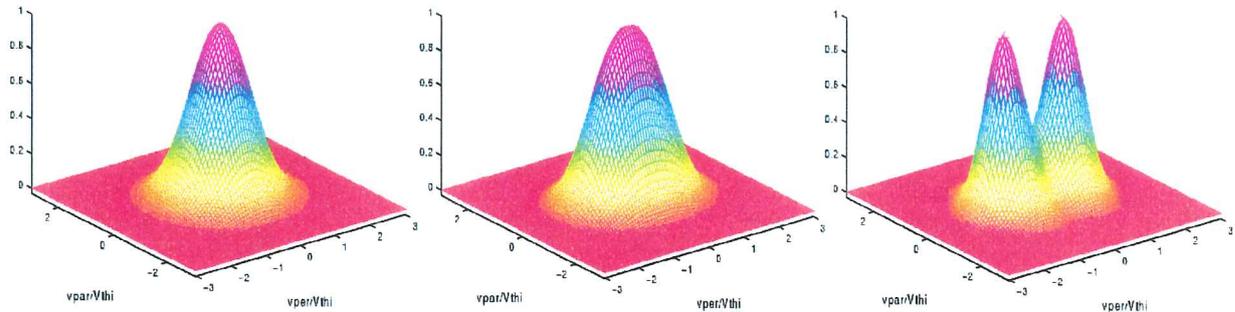
Nous allons maintenant rappeler les principaux résultats obtenus ces dernières années avec la solution analytique généralisée.

#### I.1.3.1 Comportement de la fonction de distribution

- en fonction du champ électrique

La fonction analytique généralisée a été développée pour décrire la distribution de vitesses ioniques en présence d'un champ électrique  $\vec{E}$ . En effet lorsque celui-ci est absent la distribution est Maxwellienne, résultats que nous retrouvons avec l'expression I.18, et elle évolue avec le champ électrique pour devenir toroïdale. La figure I.2 nous montre cette évolution pour la distribution des ions  $O^+$  pour des champs électriques de 0, 50, 100 mV/m dans le repère  $(c_{//}, c_{\perp})$  de la figure I.1.

Si pour 0 mV/m, la distribution est Maxwellienne et centrée sur  $(c_{//}, c_{\perp} = 0,0)$ , elle commence à partir de 50 mV/m à s'élargir. Ensuite à 100 mV/m, on observe une déplétion à l'origine dans la direction perpendiculaire, et l'apparition d'un double pic.



**figure I.2** : évolution de la fonction de distribution 3-D des ions  $O^+$  en fonction du champ électrique (0, 50, 100 mV/m)

L'exemple présenté ci-dessus concerne l'ion  $O^+$ . Or l'évolution en fonction du champ électrique dépend de l'espèce ionique considérée car ce ne sont pas les mêmes processus collisionnels qui entrent en jeu [HUB83] : l'évolution est beaucoup moins accentuée pour les ions  $NO^+$ . Nous reviendrons plus en détail sur ces différences de comportement, en fonction de l'interaction mise en jeu, dans le prochain chapitre.

• en fonction de l'angle d'observation

Il nous faut considérer aussi la fonction de distribution à une dimension (1-D) car, nous le verrons au chapitre III, c'est cette distribution qui intervient lors du calcul des spectres de diffusion incohérente. La distribution 1-D est la distribution le long de la ligne de visée : nous effectuons, à chaque point de la ligne de visée, une intégration dans le plan perpendiculaire à cette direction.

Suivant la direction de visée, repérée par l'angle  $\phi$  entre cette direction et le champ magnétique  $\vec{B}$ , la fonction de distribution, basée sur la solution polynomiale généralisée (I.22) a un comportement différent. Pour un même champ électrique la fonction se trouve plus déformée, par rapport à une forme Maxwellienne, lorsque nous regardons aux grands angles. En effet plus on s'approche de la direction perpendiculaire au champ magnétique, plus le caractère toroïdal est fort. Ceci s'explique par le fait que lorsqu'il existe un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique, la vitesse des ions va osciller autour d'une valeur moyenne : la vitesse de dérive qui est dans la direction  $\vec{E} \wedge \vec{B}$ , c'est à dire perpendiculairement au champ magnétique  $\vec{B}$ .

Nous donnons sur la figure I.3, l'allure de la distribution non-Maxwellienne de l'ion  $O^+$ , pour  $\phi=0^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $80^\circ$  et sous un champ électrique de 100 mV/m.

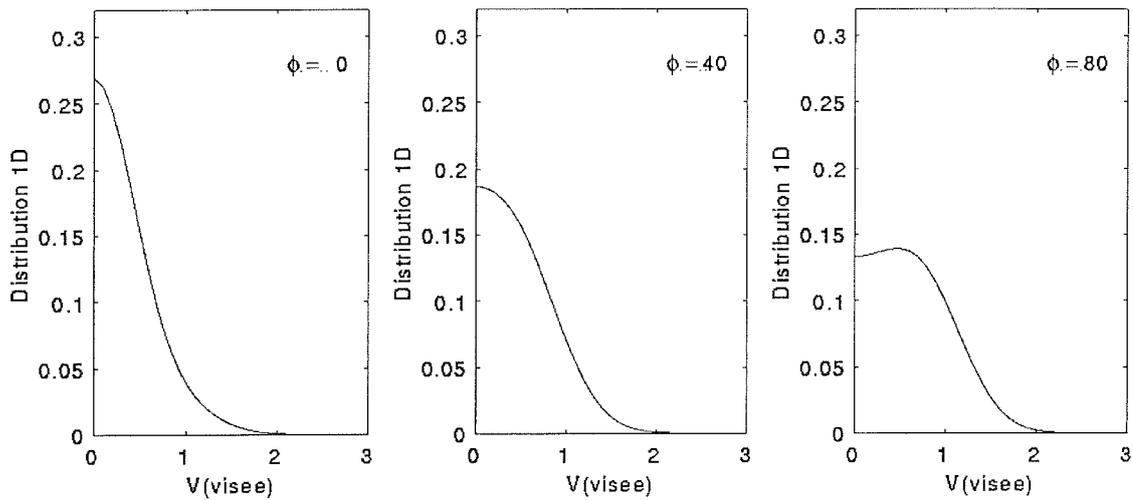


figure I.3 : évolution de la fonction de distribution 1-D des ions  $O^+$  en fonction de l'angle  $\phi$  ( $0^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $80^\circ$ ).  
La vitesse le long de la ligne de visée est normalisée par rapport à la vitesse thermique des ions.

Dans la direction parallèle au champ magnétique,  $\phi=0^\circ$ , la distribution non-Maxwellienne est plus piquée que la distribution Maxwellienne avec une température parallèle équivalente, par contre pour de plus grands angles nous remarquons que la fonction de distribution se creuse à l'origine et qu'un pic se développe aux alentours de  $v_\phi/v_{thi}=1$ , où  $v_\phi$  est la vitesse le long de la ligne de visée et  $v_{thi}$  la vitesse thermique des ions.

Hubert et al [HUB93] observèrent que pour les modèles de sections efficaces de collision choisis (A et B) la distribution non-Maxwellienne qui est plus piquée que la distribution Maxwellienne respective à  $0^\circ$ , devenait inférieure à la Maxwellienne respective à  $30^\circ$ . Ils démontrèrent, en calculant les moments d'ordre deux et quatre de la fonction non-Maxwellienne, qu'à  $21^\circ \pm 1^\circ$  ceux-ci étaient égaux à ceux d'une Maxwellienne. Ainsi autour de l'angle  $\phi = 21^\circ$  la fonction de distribution des vitesses ioniques des ions  $O^+$  est toujours Maxwellienne quelle que soit l'intensité du champ électrique ( $\phi$  ne varie que de l'ordre de  $1^\circ$  lorsque l'intensité du champ électrique augmente).

Le comportement de la fonction de distribution 1-D de l'ion  $NO^+$  est différent de celui de la distribution de l'ion  $O^+$ , car même si l'on considère de forts champs électriques, la distribution des ions  $NO^+$  ne présente pas de double pic, comme précédemment, aux grands angles  $\phi$ . La distribution analytique des ions  $NO^+$  reste très proche d'une distribution Maxwellienne pour des angles entre  $\phi = 0^\circ$  et  $\phi = 30^\circ$ .

### I.1.3.2 Températures et anisotropies

Pour finir sur les principaux résultats obtenus par l'approximation polynomiale généralisée de la fonction de distribution, il nous a semblé intéressant de résumer le travail de Hubert et Kinzelin

[HUB92] qui décrivent l'évolution des températures ioniques  $O^+$  et  $NO^+$ , entre 150 et 550 km d'altitude, en considérant également l'effet des collisions ion-ion.

• Température

L'équation I.23 nous indique que la température ionique est différente pour les ions  $O^+$  et  $NO^+$ . En effet elle est fonction, d'une part de la masse de l'ion, mais également de la fréquence de collision entre l'ion et la particule neutre. Nous avons vu dans l'introduction que la composition de l'atmosphère neutre, ainsi que celle de l'ionosphère, variait avec l'altitude. Si de plus nous considérons maintenant qu'il n'y a aucun transport vertical, les températures ioniques de chaque ion vont changer avec l'altitude.

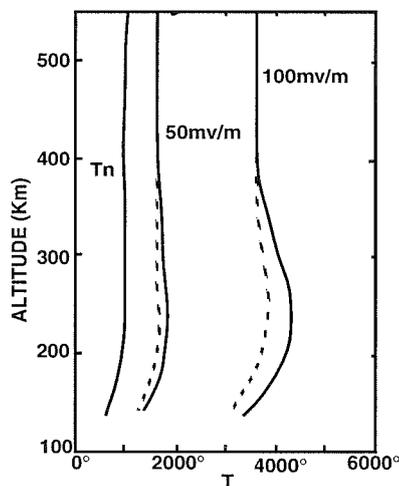


figure I.4 : profil de température des ions  $O^+$  (trait pointillé) et  $NO^+$  (trait plein) pour deux champs électriques. D'après [HUB92].

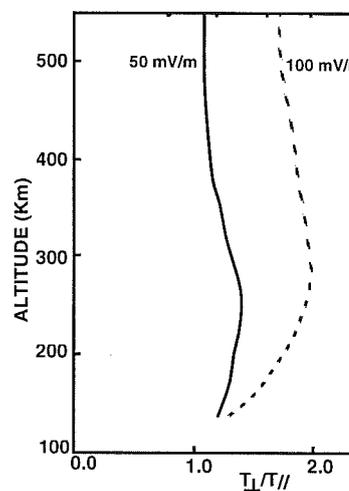


figure I.5 : anisotropie de température des ions  $O^+$  en fonction de l'altitude pour deux champs électriques : 50 mV/m (trait plein) et 100 mV/m (traits pointillés). D'après [HUB92].

Les profils de température  $T_{O^+}$  (pointillé) et  $T_{NO^+}$  (trait plein) sont représentés sur la figure I.4 [HUB92] pour deux valeurs de champs électriques 50 et 100 mV/m. Au dessus de 140 km les températures ioniques croissent à cause de l'augmentation de  $T_n$ . Les températures ioniques atteignent ainsi un maximum autour de 250 km.

Nous observons aussi que la température des ions  $NO^+$  est supérieure à celle des ions  $O^+$ . Cette différence de température est d'autant plus importante que le champ électrique est grand. Elle diminue au dessus de 200 km d'altitude. Son maximum dépend de la composition de l'atmosphère neutre. A plus haute altitude, la prise en compte des collisions ion-ion a également pour effet de réduire la différence entre les températures ioniques.

- Anisotropie

L'anisotropie de température des ions  $O^+$  et  $NO^+$ , qui est le rapport de la température calculée perpendiculairement au champ magnétique sur la température parallèle  $A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$  est également une propriété importante du plasma ionosphérique en présence de fort champ électrique [SCH72].

Cette anisotropie de température pour les ions  $O^+$  et  $NO^+$  a été observée pour la première fois avec EISCAT respectivement par Perraut et al [PER84a], [PER84b] et Lathuillère et al [LAT91]. Une des propriétés de l'anisotropie de température de l'ion  $O^+$  est qu'elle est plus faible lorsque l'atmosphère neutre est composée, d'un mélange d'espèce neutres ( $O$ ,  $N_2$  et  $O_2$ ) car l'interaction de polarisation  $O^+-N_2$  (de même que  $O^+-O_2$ ) est moins "anisotrope" que l'interaction d'échange de charge  $O^+-O$ . Les collisions ion-ion ont le même effet.

Comme l'atmosphère neutre est variable avec l'altitude, l'anisotropie de température l'est également, avec une variation plus importante pour l'ion  $O^+$  (figure I.5). L'anisotropie de l'ion  $O^+$  est plus importante que celle de l'ion  $NO^+$  du fait de l'interaction d'échange de charge  $O^+-O$  qui conduit à de plus fortes différences entre  $T_{\perp}$  et  $T_{\parallel}$ . L'anisotropie est maximale vers 280 km, puis diminue en raison des interactions ion-ion.

→ Nous venons de voir comment la fonction de distribution des vitesses ioniques était décrite analytiquement par la résolution de l'équation de Boltzmann. Le résultat de cette description analytique n'est pas totalement exact puisque le développement polynomial doit être interrompu à un certain ordre (en l'occurrence D. Hubert considéra un développement avec des polymômes d'ordre 4), et bien qu'elle reste valable pour des champs électriques de moyenne intensité, la distribution n'est plus aussi fiable pour des champs supérieurs à 150 mV/m [BAR90]. De plus elle est dépendante du modèle de section efficace, du modèle d'atmosphère neutre et des fréquences de collisions qui ne sont pas calculées de manière auto-cohérente.

## I.2 Fonctions de distribution "Monte-Carlo"

Une autre approche pour évaluer la fonction de distribution des vitesses ioniques, après les descriptions analytique et semi-empirique [RAM81] (introduite dans la prochaine section), a vu le jour en 1983. Barakat et al. [BAR83] ont mis au point une résolution numérique par la méthode de Monte-Carlo. Ces simulations numériques procurent des résultats quelle que soit l'intensité du champ électrique considéré et, assurent une même précision dans toutes les directions de l'espace. Il subsiste néanmoins quelques limitations à ces simulations Monte-Carlo. Basées sur un processus itératif lié au nombre de collisions choisi, l'inconvénient majeur de ces simulations est leur coût en temps de calcul.

Winkler et al. [WIN92] ont repris le programme de simulation Monte-Carlo de Barakat et al. Ils l'ont perfectionné en incluant un modèle plus précis d'interaction : ils n'utilisent plus une interaction du type "sphères dures" , mais un potentiel d'interaction variant, comme il sera explicité, en  $1/r^4$  et  $1/r^{12}$ . C'est avec leur programme que nous avons obtenus les résultats présentés au chapitre II.

### I.2.1 Présentation des simulations numériques Monte-Carlo

Le but des simulations numériques de Monte-Carlo est, comme précédemment, d'évaluer la fonction de distribution des vitesses ioniques ( $O^+$  et  $NO^+$  principalement) dans l'ionosphère terrestre lors de forts champs électriques. Le principe de ces simulations est d'enregistrer la vitesse d'une particule test (ion  $O^+$  ou  $NO^+$ ) se déplaçant sous l'influence du champ magnétique terrestre et d'un champ électrique normal à ce dernier. L'ion subit de multiples collisions avec les particules présentes dans le milieu ambiant (espèces neutres  $O$  et  $N_2$ ), qui ont pour effet de modifier sa vitesse. En supposant que l'hypothèse de quasi-équilibre est vérifiée, le principe d'ergodicité est applicable : la moyenne temporelle de la fonction de distribution des vitesses ioniques obtenue au bout d'un certain nombre de collisions est égale à la moyenne statistique sur l'ensemble des ions de chaque espèce. Dans le milieu où l'ion évolue, la fonction de distribution des espèces neutres est Maxwellienne. De plus, la densité ionique est très inférieure à la densité des neutres ce qui implique que les collisions ion-ion (qui ont tendance à rendre Maxwellienne la fonction de distribution des vitesses ioniques) sont négligeables.

*En se plaçant sous ces hypothèses, nous sommes en présence des conditions typiques régnant dans l'ionosphère entre des altitudes d'environ 160 à 350 kilomètres. Typiquement à ces altitudes, la fréquence de collision ion-neutre  $v_{in}$  est très inférieure à la fréquence cyclotron  $\Omega_i$  ( $v_{in} / \Omega_i \ll 1$ ), qui constitue ainsi une limite à notre étude.*

La caractéristique principale de la méthode de Monte-Carlo est son caractère aléatoire présent par le biais de plusieurs jeux de nombres utilisés pour décrire la trajectoire de l'ion dans l'ionosphère. Le mouvement de l'ion est simulé comme suit :

- entre deux collisions la trajectoire de l'ion est gouvernée par les champs électrique et magnétique : l'ion est soumis à la force de Lorentz

$$\vec{F}_i = m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = q_i (\vec{E} + \vec{v}_i \wedge \vec{B}) \quad (I.35)$$

où  $q_i$  est la charge de l'espèce ionique,  $E$  et  $B$  les champs électrique et magnétique,  $v_i$  la vitesse de l'ion. L'ion décrit alors un cercle dans l'espace des vitesses, centré au point  $\vec{E} \wedge \vec{B}$ , avec une vitesse angulaire  $\vec{\Omega}_i = \frac{q_i \vec{B}}{m_i}$ .

- le temps entre deux collisions successives est évalué par un jeu de nombres aléatoires
- la vitesse de l'ion après une collision est également déterminée par un deuxième jeu de nombres aléatoires qui tient compte du processus collisionnel qui vient d'avoir lieu et qui dépend de la nature des espèces en présence.

Lors de ces simulations, la vitesse de l'ion est constamment enregistrée. Après chaque intervalle de temps pré défini, la vitesse de l'ion est reportée sur une grille à deux dimensions dans l'espace des vitesses (dans des directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique  $\vec{B}$ ) et dont l'origine a pour coordonnées la vitesse de dérive  $\vec{v}_d = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}$  (figure I.1). Le temps que passe l'ion dans chaque case de la grille divisé par le volume de la boîte ( $dv_{//} dv_{\perp}$ ) est ainsi proportionnel à la fonction de distribution des vitesses ioniques prise au centre même de la case.

### I.2.1.1 Temps entre deux collisions

Le temps entre deux collisions successives est déterminé de la manière suivante :

- Dans le cas simple où la fréquence de collision est indépendante de la vitesse de l'ion, la probabilité pour que l'ion ne rencontre aucun neutre pendant l'intervalle de temps  $t$  est donnée par :

$$P(t) = \exp^{-\nu t} \quad (I.36)$$

où  $\nu$  est la fréquence de collision. Le temps entre deux collisions successives est alors égal à

$$t = -\frac{1}{\nu} \text{Log}(P(t)) = -\frac{1}{\nu} \text{Log}(R) \quad (I.37)$$

où  $R$  est un nombre aléatoire compris entre 0 et 1 [LIN77].

Ce cas se rencontre lorsque l'interaction entre l'ion et le neutre est du type "molécule de Maxwell". Nous reviendrons plus en détail sur les différents types de collisions, car ils sont à la base même des résultats obtenus.

- Dans les autres cas, il faut tenir compte du fait que la fréquence de collision dépend elle-même de la vitesse relative entre les particules entrant en collision. Pour évaluer le temps entre deux collisions successives, il est nécessaire d'introduire un concept de collision nulle développé par Lin et Bardsley en 1972 [LIN77]. Il s'agit de générer au bout d'un intervalle de temps  $t$ , une collision dont l'effet est nul : c'est à dire que les particules ne subissent aucune modification de leur vitesse initiale.

Pour déterminer si oui ou non une collision peut se produire, il faut considérer sa section efficace totale de collision

$$\sigma_{\text{tot}} = \pi b_{\text{max}}^2 \quad (\text{I.38})$$

où  $b_{\text{max}}$  est le paramètre d'impact maximum en dessus duquel la collision n'a pas lieu : la déflexion et le changement de vitesse après la collision ne sont pas assez significatifs. Dans ces simulations numériques ce paramètre dépend de la résolution que l'on veut adopter pour l'espace des vitesses : nous considérons qu'une collision a effectivement lieu lorsque la différence entre les vitesses avant et après la collision est supérieure à cette résolution.

La fréquence de collision ion-neutre  $\nu_{\text{in}}$  est alors proportionnelle à la section efficace de collision, à la densité des neutres  $n_n$  et à la vitesse relative  $g_{\text{in}}$  :

$$\nu_{\text{in}} = n_n g_{\text{in}} \sigma(g) \quad (\text{I.39})$$

et où  $g_{\text{in}} \sigma(g)$  définit le taux de collision  $k$ .

En supposant un taux de collision maximum  $k_{\text{max}}$ , nous avons alors accès par l'intermédiaire de l'équation (I.37) à un temps minimum entre deux chocs :

$$t_{\text{min}} = -\frac{1}{n_n k_{\text{max}}} \text{Log}(R) \quad (\text{I.40})$$

Pour trouver le temps "réel", qui est obligatoirement plus long, il faut corriger du fait que le taux réel de collision est inférieur à  $k_{\text{max}}$ . La probabilité qu'une collision soit réelle,  $P(g)$ , est donnée par :

$$P(g) = \frac{\sigma(g)}{\sigma_{\text{tot}}(g)} = \frac{g\sigma(g)}{k_{\text{max}}} \quad (\text{I.41})$$

où  $\sigma(g)$  est la section efficace d'une collision "réelle" et  $\sigma_{\text{tot}}(g)$  se rapporte à la section efficace donnant le taux de collision maximum.

Si la section efficace de collision est inférieure à  $\sigma(g)$  alors la collision a réellement lieu. Si au contraire la section efficace est plus grande que  $\sigma(g)$  mais inférieure à  $\sigma_{\text{tot}}(g)$  la collision ne se produit pas mais le temps est comptabilisé. Les intervalles de temps sont alors sommés les uns aux autres jusqu'à ce qu'une collision "réelle" ait lieu. Cette somme des temps entre deux collisions "réelles" définit le temps effectif entre deux chocs successifs : la dépendance de la fréquence de collision  $\nu_{\text{in}}$  en fonction de la vitesse relative des particules est ainsi prise en compte.

### I.2.1.2 Nature des processus d'interaction

Afin de pouvoir caractériser les collisions et ainsi estimer la fonction de distribution ionique, la connaissance de deux grandeurs physiques est indispensable :

- l'angle de déflexion  $\chi$  afin de déterminer la vitesse de l'ion après le choc. Cet angle dépend de la nature du processus collisionnel qui a lieu par l'intermédiaire du potentiel d'interaction  $V(r)$ .  $\chi(b,g)$  est donné, dans le référentiel du centre de masse, par la relation bien connue [DEL94] :

$$\chi(b,g) = \pi - 2b \int_{r_c}^{\infty} \left( 1 - \frac{V(r)}{\mu g^2 / 2} - \frac{b^2}{r^2} \right)^{-1/2} \frac{dr}{r^2} \quad (\text{I.42})$$

où  $b$  est le paramètre d'impact,  $\mu$  la masse réduite,  $g$  la vitesse relative initiale des particules, et  $r_c$  la distance de plus proche approche.

- la section efficace de collision qui indique, comme nous venons de le voir, si la collision peut effectivement se produire. Cette section efficace dépend elle aussi de la nature de la collision.

Les interactions mises en jeu lors des processus de collision sont donc prépondérantes et le résultat final de la fonction de distribution dépend des potentiels d'interaction pris en compte. Plus le potentiel d'interaction sera proche de la réalité physique, meilleure sera l'estimation de la fonction de distribution. Il existe deux types de processus collisionnel : le premier se rencontre lorsque l'ion entre en collision avec son parent neutre (type échange de charge), typiquement dans notre étude le cas de la collision  $O^+ - O$ , et le second pour toutes les autres collisions ion ( $O^+, NO^+$ ) - neutre ( $O, N_2, O_2$ ) (type polarisation).

- Interaction du type polarisation :

Considérons dans un premier temps ces dernières interactions. Afin de modéliser ce type de collision, Winkler et al. [WIN92] utilisent dans leurs simulations numériques Monte-Carlo une force d'attraction à longue portée dont le potentiel est proportionnel à  $1/r^4$  et une force répulsive à courte portée ( $1/r^{12}$ ). Le potentiel ainsi choisi est donné par Mason et Schamp [MAS58] : il sera par la suite désigné sous le nom de potentiel "4-12".

$$V(r) = \frac{\varepsilon}{2} \left\{ \left( \frac{r_m}{r} \right)^{12} - 3 \left( \frac{r_m}{r} \right)^4 \right\} \quad (\text{I.43})$$

où  $r$  est la distance inter-particule,  $\varepsilon$  la profondeur du puits de potentiel et  $r_m$ , la valeur de  $r$  où  $V(r)$  est minimum.  $\varepsilon$  et  $r_m$  sont propres à chaque collision : de l'ordre de  $10^{-8}$  cm pour  $r_m$  et de 0.1 eV pour  $\varepsilon$ . Les valeurs utilisées dans les simulations Monte-Carlo suivantes proviennent de Winkler et al [WIN92].

	$\varepsilon$ (eV)	$r_m$ ( $10^{-8}$ cm)	A ( $10^{-8}$ cm)	B ( $10^{-8}$ cm)
NO <sup>+</sup> - O	0.110	2.44	0.00	0.00
NO <sup>+</sup> - N <sub>2</sub>	0.110	2.93	0.00	0.00
O <sup>+</sup> - O	0.075	2.75	10.99	0.95
O <sup>+</sup> - N <sub>2</sub>	0.110	2.93	0.00	0.00

**Table I.2** : Paramètres des simulations numériques Monte-Carlo pour chaque collision

Ce potentiel  $V(r)$  est le plus réaliste pour décrire une interaction entre un ion et un neutre. D'autres études ont déjà été menées avec des potentiels différents, qui ne sont en fait que des simplifications du potentiel de Mason et Schamp [MAS58]:

- interaction du type "sphères dures" : on ne considère que la force répulsive en  $r^{-n}$ , et l'on fait tendre  $n$  vers l'infini.

- interaction du type "molécule de Maxwell" : seule l'interaction de polarisation en  $1/r^4$  est présente

La section efficace de collision de ces modèles dépend différemment de la vitesse relative des particules ce qui conduit à des fonctions de distributions différentes. Dans les cas particuliers que sont les interactions "sphères dures" et "molécule de Maxwell", la section efficace est respectivement constante et proportionnelle à  $1/g$ .

*Remarque* : Dans leurs simulations Monte-Carlo Barakat et al considèrent comme première approche un modèle "sphères dures" pour les angles de déflexion (équiprobabilité des angles de déflexion) mais ils gardèrent la dépendance de la section efficace de collision par rapport à la vitesse relative  $g$  du modèle "molécule de Maxwell"  $\sigma = 1/g$ .

• Interaction d'échange de charge (RCE)

Le second type de collision, dit à échange de charge (RCE), concerne l'interaction entre un ion et son parent neutre (O<sup>+</sup> - O). Un électron de la couche externe de l'atome d'oxygène se trouve arraché par l'ion O<sup>+</sup> qui devient ainsi atome. Cette réaction d'échange de charge ne se produit pas systématiquement, pour chaque collision, mais seulement une fois sur deux. En effet l'électron ainsi délocalisé ne sait plus à

quel noyau d'oxygène il appartient et va indistinctement sur l'un ou sur l'autre. Cette collision est typiquement décrite par un angle de déflexion  $\chi = \pi$ .

En plus de cette réaction d'échange de charge, il faut toujours considérer la réaction de type polarisation dont le potentiel vient d'être donné par (I.43).

Lors de la rencontre de l'ion avec son parent neutre, il faut déterminer quel processus collisionnel s'instaure. Si plusieurs types d'interaction sont susceptibles de se produire, la probabilité  $P(g)$  qu'une collision d'un type donné ait lieu dépend du paramètre d'impact  $b^2 = Rb_{\text{tot}}^2$ , où  $R$  est une réalisation d'un processus aléatoire, à densité de probabilité uniforme entre 0 et 1. De (I.41), on tire  $P(g)$ :

$$P(g) = \frac{\max[b_{\text{max}}^2(\text{rce}), b_{\text{max}}^2("4-12")] \times \pi}{Q_{\text{tot}}} = \frac{\max[b_{\text{max}}^2(\text{rce}), b_{\text{max}}^2("4-12")] }{b_{\text{tot}}^2} \quad (\text{I.44})$$

où  $Q_{\text{tot}}$  est la section efficace totale.

### I.2.1.3 Sections efficaces de collision

Les sections efficaces de collision dépendent du type d'interaction choisi. Pour le potentiel d'interaction "4-12", utilisé par la suite pour générer les fonctions de distribution Monte-Carlo, la section efficace  $\sigma = \pi b_{\text{max}}^2$  dépend de la vitesse relative  $g_{\text{in}}$  des particules entrant en collision :  $\sigma = f(g)$ .

Pour une réaction de type échange de charge, cette dernière est donnée par Banks [BAN66] :

$$\sigma(g) = (A - B \log_{10} E_c) \quad (\text{I.45})$$

où  $E_c$  est l'énergie cinétique relative des particules,  $A$  et  $B$  sont des constantes propres à chaque espèce d'ion. Les valeurs de  $A$  et  $B$ , choisies par Winkler et al, pour simuler les fonctions de distributions sont reportées dans la table 1.2.

### I.2.1.4 Choix de l'espèce neutre

Enfin, lorsqu'est étudiée la fonction de distribution d'un ion dans une atmosphère neutre constituée de plusieurs espèces, ce qui est le cas aux altitudes où nous travaillons ( $O$ ,  $N_2$ ,  $O_2$ ), il faut préciser à chaque collision quelle est la particule neutre qui subit le choc. A partir de l'abondance de chaque espèce neutre, les simulations Monte-Carlo déterminent quelle espèce participe à la collision. La vitesse de cette dernière est une réalisation d'un processus Maxwellien qui décrit toutes les vitesses neutres possibles. La distribution des vitesses neutres est centrée sur la vitesse thermique  $V_{\text{thn}} = \sqrt{\frac{2kT_n}{m_n}}$ ,

où  $T_n$  est la température des neutres et  $m_n$  la masse du constituant neutre.

→ Nous avons ici présenté les techniques utilisées pour générer les fonctions de distribution numériques. On s'aperçoit notamment que les simulations numériques de Monte-Carlo sont dépendantes, à travers la section efficace de collision et l'angle de déflexion, de la nature de l'interaction mise en jeu.

Mais comme nous l'avons vu précédemment le modèle analytique est lui dépendant d'un modèle de sections efficaces de collisions.

La prochaine section consistera à faire une étude de sensibilité aux modèles et paramètres fixes choisis pour la génération des fonctions de distribution. Dans un premier temps nous nous intéresserons au comportement des simulations numériques en fonction du nombre de collisions, paramètre qui n'a, pour l'instant, pas été mentionné. Nous déterminerons le nombre de collisions adéquat à l'obtention d'une bonne précision en respectant les domaines de validité et tout en adoptant un temps de calcul raisonnable. Nous regarderons aussi comment la température neutre influence le résultat.

## I.2.2 Sensibilité des simulations numériques

### I.2.2.1 Sensibilité au nombre de collisions

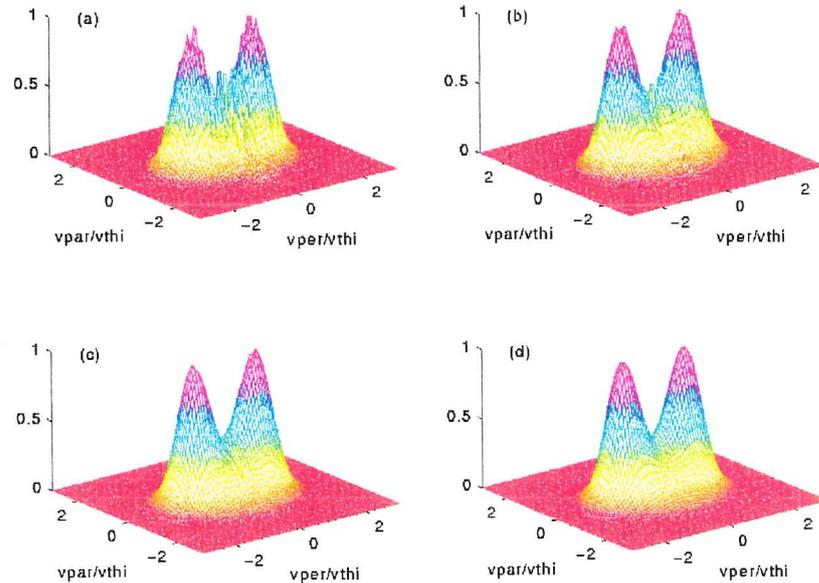
La précision de la fonction de distribution finale est liée au nombre de collisions que subit l'ion au cours de son déplacement dans le milieu ambiant. L'erreur de calcul de la technique de Monte-Carlo est proportionnelle à  $N^{-1/2}$  où  $N$  est le nombre de réalisations (ici le nombre de collisions) : si on désire un résultat avec une précision deux fois plus grande, il faut alors effectuer quatre fois plus de collisions.

Nous allons tester sur deux exemples bien précis, l'influence du nombre de collisions non seulement sur la qualité de la fonction de distribution mais également sur les grandeurs physiques déduites directement des simulations numériques Monte-Carlo : température parallèle, perpendiculaire (relativement à la direction du champ magnétique), et anisotropie. Auparavant, afin d'éviter une éventuelle pseudo-périodicité, le générateur de nombres aléatoires est réinitialisé tous les millions de collisions.

Considérons le cas de l'ion  $O^+$  dans une atmosphère neutre d'atome d'oxygène  $O$ , avec une température neutre égale à 1000 °K, une densité neutre de  $10^9$  particules par  $cm^3$  et sous un fort champ électrique de 200 mV/m. Nous étudions le comportement des fonctions de distribution de  $10^5$  collisions à  $10^8$  collisions.

En s'intéressant à la fonction de distribution en trois dimensions pour un nombre croissant de collisions, nous constatons, comme nous nous y attendions, que la fonction est de moins en moins bruitée (figure I.6). A partir du seuil de 10 millions de collisions la forme de la fonction de distribution reste identique. Il ne sera donc pas nécessaire de considérer plus de 10 millions de collisions car au delà,

quelque soit le nombre de collisions subies par l'ion  $O^+$ , la forme de la fonction de distribution est identique, seule sa qualité est améliorée.



**figure 1.6 :** Fonction de distribution à 3 dimensions pour : (a) 1 million, (b) 5 millions, (c) 10 millions et (d) 50 millions de collisions

Quel est le comportement des grandeurs physiques, comme les températures parallèle et perpendiculaire lorsque le nombre de collisions utilisé lors des simulations augmente ?

Si l'on trace les températures parallèle et perpendiculaire en fonction du logarithme du nombre de collisions on s'aperçoit que pour un nombre d'itérations inférieur à un million, les températures parallèles et perpendiculaires ne coïncident pas exactement pour deux simulations indépendantes : la différence la plus importante s'élevant à 4% sur la température parallèle (figure I.7). Les simulations numériques ont donc un nombre d'itérations minimal au dessous duquel la précision sur les résultats des grandeurs physiques n'est plus suffisante. Nous pouvons facilement nous affranchir de cette imprécision, due au nombre insuffisant d'itérations, en générant des fonctions de distribution avec au moins  $10^6$  collisions.

Des résultats analogues ont été obtenus pour d'autres collisions, en l'occurrence  $O^+ - O$  avec un champ électrique de 100 mV/m, et une collision mettant en jeu un type différent de processus collisionnel, à savoir  $NO^+ - O$  à 200 mV/m. Ces collisions ont été étudiées afin de s'assurer que les comportements observés précédemment ne sont pas caractéristiques de la collision de type échange de charge  $O^+ - O$ , ni d'un champ électrique élevé.

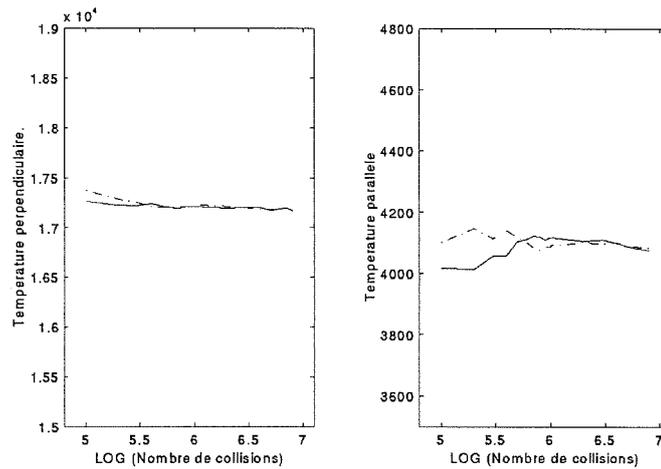


figure 1.7 : Températures parallèle et perpendiculaire en fonction du Log du nombre de collisions, pour deux séries indépendantes.

Au vu de ces résultats, le nombre d'itérations donnant des résultats cohérents est compris entre 1 et 10 millions de collisions. Nous reprendrons, comme Winkler [WIN92], un nombre de collisions égal à 2 millions, bon compromis entre la précision et le temps de calcul.

### I.2.2.2 Température de l'atmosphère neutre

Un paramètre physique restera fixé dans la suite de notre étude : il s'agit de la température des neutres  $T_n$  qui sera prise égale à 1000 K. Auparavant, une étude à  $T_n = 2000$  K, nous permettra de connaître le comportement des fonctions de distribution en fonction de  $T_n$  :  $T_n = 1000$  K étant une température neutre moyenne et 2000 K constituant une valeur extrême supérieure.

Les fonctions de distribution des ions  $O^+$  et  $NO^+$  sont étudiées, ici, dans une atmosphère neutre composée de 50% d'atomes d'oxygène et de 50% d'atomes d'azote. Pour chaque ion, la distribution est générée avec des températures égales à 1000 K et à 2000 K, et pour des champs électriques variant de 0 à 250 mV/m, par pas de 50 mV/m. Les fonctions de distribution à trois dimensions sont représentées par leur contour, dans une grille à deux dimensions où l'on a projeté respectivement sur l'axe des abscisses et sur l'axe des ordonnées les vitesses parallèle et perpendiculaire normalisées par rapport à la vitesse thermique des ions :

$$V_{thi} = \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}} \quad (I.46)$$

où  $T_i$  est la température ionique obtenue par St-Maurice et Schunk [SMT77]:

$$T_i = \frac{1}{3}T_{//} + \frac{2}{3}T_{\perp} \quad (I.47)$$

Nous constatons tout d'abord que la distribution des ions  $\text{NO}^+$  est sensiblement la même pour une valeur de  $T_n$  de 1000 K et de 2000 K, à champ électrique identique. Par contre, le comportement est différent pour l'ion  $\text{O}^+$ . En effet une variation de la température des neutres entraîne une légère différence sur la forme des distributions perceptible à partir d'un champ électrique de 100 mV/m. Nous observons sur les figures I.8 et I.9, que pour une température neutre de 2000 K, la déformation de la distribution par rapport à une Maxwellienne (cas rencontré pour un champ électrique de 0 mV/m : planche (a)), est moins importante que pour une température neutre de 1000 K : ce comportement s'accroît avec le champ électrique.

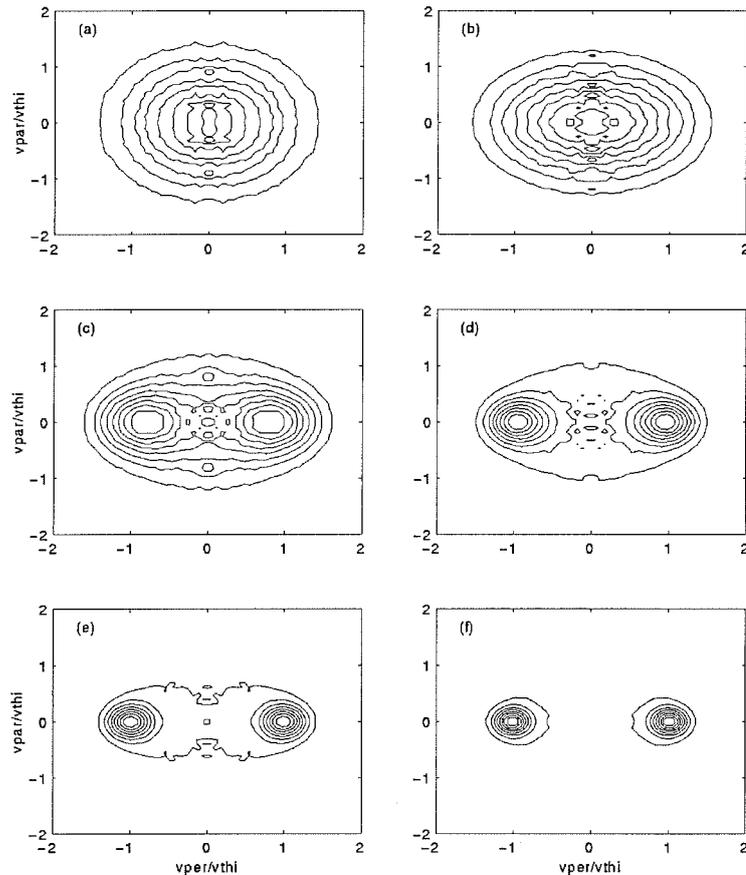


figure I.8 : Contours de la fonction de distribution  $\text{O}^+ . 50.5\text{N}_2$ , à  $T_n = 1000$  K et pour différents champs électriques : (a) 0 mV/m, (b) 50 mV/m, (c) 100 mV/m, (d) 150 mV/m, (e) 200 mV/m et (f) 250 mV/m.

En ce qui concerne les températures parallèle et perpendiculaire, celles-ci sont proportionnelles à la température neutre par :

$$T_{//} = T_n (1 + \beta_{//} D^2) \quad (\text{I.48})$$

$$T_{\perp} = T_n (1 + \beta_{\perp} D^2) \quad (\text{I.49})$$

où  $\beta_{//}$  et  $\beta_{\perp}$  sont des paramètres scalaires dépendant principalement du modèle de collision ion-neutre et du rapport des masses et dans une moindre mesure du champ électrique [STM77].

Ainsi pour  $T_n$  égal à 2000 K, les températures parallèle et perpendiculaire sont supérieures à celles calculées avec  $T_n = 1000$  K, mais assez rapidement le second terme de (I.50), devient prépondérant par rapport à  $T_n$  et à partir de 150 mV/m la contribution de  $T_n$  ne représente plus que 10% et ne joue plus un grand rôle.

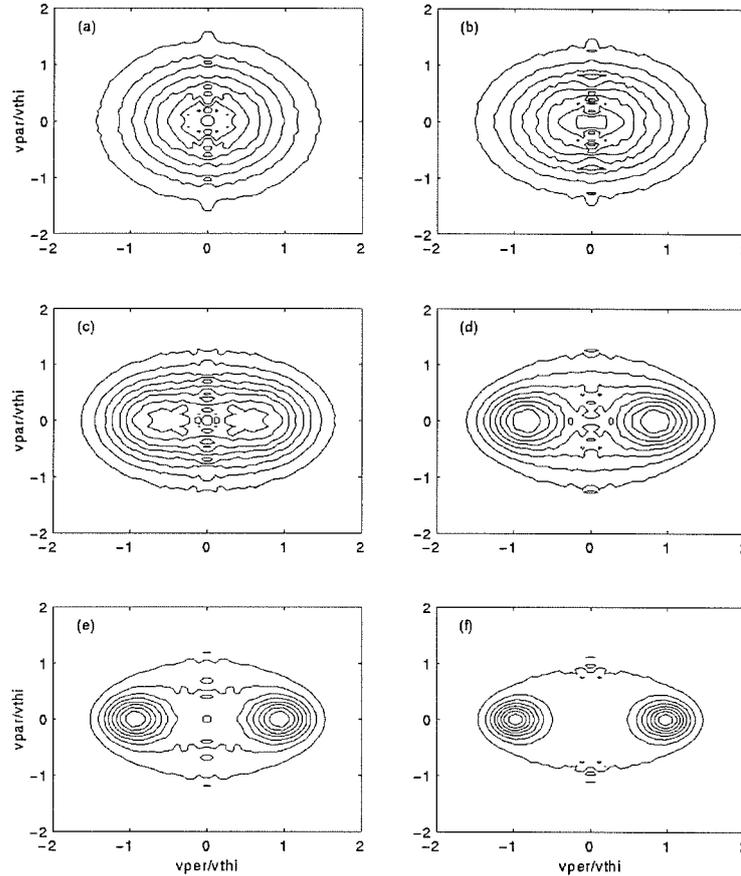
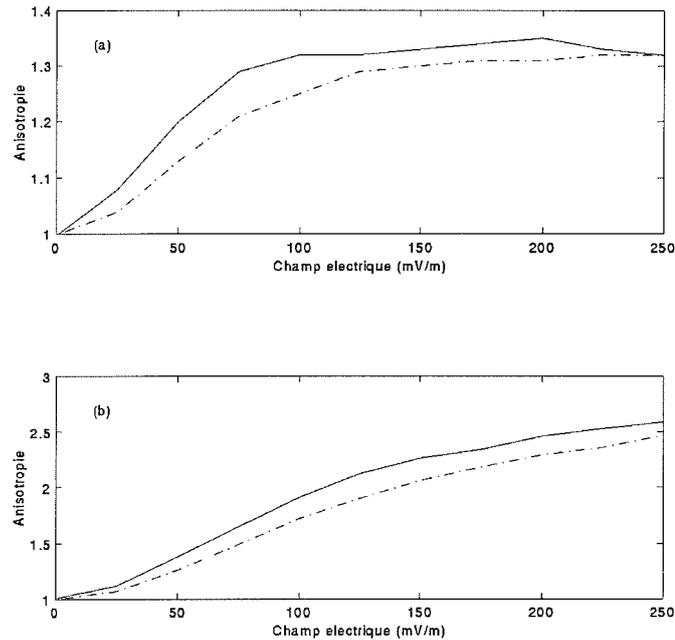


figure I.9 : Identique à la figure 1.8 mais avec  $T_n = 2000$  K

Lorsque nous calculons l'anisotropie de température  $A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$ , nous constatons que pour les deux ions celle-ci est supérieure pour une température neutre de 1000 K (figure I.10). La différence d'anisotropie la plus élevée se rencontre, aussi bien pour les ions  $O^+$  que  $NO^+$ , pour des champs électriques entre 50 et 150 mV/m : écart relatif d'environ 10% pour  $NO^+$  à 75 mV/m. Cet écart tend à diminuer lorsque l'on considère de plus forts champs électriques.



**figure I.10** : Anisotropie des ions  $\text{NO}^+$  (a) et  $\text{O}^+$  (b), dans une atmosphère neutre de 50 % d'oxygène et 50 % d'azote. La courbe en trait plein correspond à  $T_n = 1000$  K et la courbe en pointillés à  $T_n = 2000$  K.

Par contre lorsque nous regardons ces mêmes anisotropies (pour chaque ion  $\text{NO}^+$  et  $\text{O}^+$ ) en fonction du champ électrique divisé par la racine de la température neutre, nous constatons (résultats non présentés ici) que les deux courbes (anisotropie à  $T_n = 1000$  K et à  $T_n = 2000$  K) deviennent très proches l'une de l'autre : résultats auxquels nous nous attendions puisque les expressions des températures parallèle et perpendiculaire montrent qu'elles dépendent du rapport de la vitesse différentielle sur la racine carré de la température neutre.

→ Globalement, même si une atmosphère neutre à température plus élevée conduit à des fonctions moins "anisotropes", le comportement des distributions est très proche et le paramètre  $T_n$ , ne va pas beaucoup influencer la fonction de distribution. En effet, l'anisotropie n'est pas principalement due à l'atmosphère neutre mais, comme nous l'avons vu au paragraphe I, à la différence de vitesses entre les espèces neutres et ioniques : plus cette différence est importante, plus l'anisotropie est élevée.

→ Nous avons, dans ces dernières pages, présenté les fonctions de distribution numériques calculées par les simulations Monte-Carlo de Winkler et al [WIN92], qui incluent un modèle d'interaction ion-neutre plus adéquat que celui de Barakat et al [BAR83].

### I.3 Distribution de Raman

Enfin pour être complet sur la description des fonctions de distribution des vitesses ioniques non-Maxwellienne, il ne faut pas oublier la détermination semi-empirique élaborée par Raman [RAM79], [RAM81] et utilisée dans le traitement des spectres EISCAT par [WIN87], [LOC88], [WIN89], [SUV89b]. Nous reprendrons par la suite l'étude de ses spectres avec notre analyse afin de mettre en avant les différences entre chaque analyse.

La fonction de distribution de Raman est décrite comme étant une extension empirique de la fonction analytique de St-Maurice [STM73].

$$f_{i0} = \frac{n_0}{(2\pi kT^*/m_i)^{3/2}} I_0 \left( 2D^* \sqrt{(v_x^2 + v_y^2)/(2kT^*/m_i)} \right) \exp\left(-D^{*2} - (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2kT^*/m_i\right) \quad (I.51)$$

mais le paramètre  $D'$  a été remplacé par  $D^*$  et la température neutre  $T_n$  par  $T^*$ .  $T^*$  et  $D^*$  sont maintenant des paramètres ajustables qui doivent être déterminés empiriquement.

La température ionique est alors définie comme :

$$T_i = T^* \left( 1 + \frac{2}{3} D^{*2} \right) \quad (I.52)$$

et les températures parallèle et perpendiculaire données respectivement par :

$$T_{//} = T^* \quad (I.53)$$

$$T_{\perp} = T^* (1 + D^{*2}) \quad (I.54)$$

La relation (I.52) est semblable à l'expression de la température ionique obtenue par la résolution de l'équation de Boltzmann avec le modèle de relaxation qui est :

$$T_i = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} D^2 \right) \quad (1.55)$$

où  $D$  est défini par l'équation I.8.

La température  $T^*$  est proche de la température des espèces neutres, sans pour autant lui être égale, de même que le paramètre  $D^*$  est relié empiriquement à  $D$  (c'est à dire à l'intensité du champ électrique  $\vec{E}$ ). Pratiquement pour un champ électrique et une température neutre donnés,  $T^*$  sera supérieure à  $T_n$  et, au contraire,  $D^*$  sera inférieur à  $D$ .

↳ La distribution de Raman a été notamment utilisée, comme je l'ai déjà souligné, pour étudier des spectres de diffusion incohérente par Winsor et al [WIN89] car l'analyse de ces spectres donne accès aux paramètres  $T^*$  et  $D^*$ .

Maintenant que les fonctions de distribution non-Maxwelliennes ont été décrites, nous allons dans un second chapitre faire une étude comparative entre les fonctions de distribution obtenues par simulations numériques et celles issues de la résolution analytique.

## Chapitre II

# ETUDE COMPARATIVE DES FONCTIONS DE DISTRIBUTION DES VITESSES CALCULEES ANALYTIQUEMENT ET NUMERIQUEMENT

Des études comparatives entre les différents modèles de fonctions de distribution de vitesses ioniques existent déjà. Hubert et Barakat [HUB90] et Barakat et Hubert [BAR90] comparèrent la fonction de distribution polynomiale généralisée avec les simulations numériques de Barakat et al. [BAR83], qui prennent en compte un modèle simplifié d'interactions ion-neutre : ils utilisèrent en particulier les moments des fonctions des distributions numériques afin de tester la convergence du développement polynomial. Winkler et al [WIN92] s'intéressèrent aux fonctions semi-empiriques de Raman et al. [RAM81] et aux fonctions de distribution obtenues numériquement par leurs simulations Monte-Carlo.

Dans cette partie, nous comparerons les fonctions analytiques de D. Hubert [HUB83] à celles des simulations numériques Monte-Carlo de Winkler [WIN92] ce qui nous permettra de définir dans quels domaines et sous quelles conditions les deux approches donnent des résultats équivalents, mais aussi de préciser les différences entre les deux modèles.

Ces deux approches sont basées sur deux techniques différentes mais décrivent la même réalité physique : les variables sont identiques et l'on peut comparer ces modèles pour une même atmosphère neutre (température et composition) et sous les mêmes conditions de perturbations électromagnétiques.

Par contre, dans la résolution analytique, les fréquences de collisions ne sont pas calculées de manière auto-cohérente et dépendent intrinsèquement de la température ionique, elle même fonction des fréquences de collision. La résolution de D. Hubert fait appel à un modèle de rapport de section efficace de collision, alors que les simulations de Monte-Carlo calculent des sections efficaces à partir des paramètres de la collision.

## II.1 Forme des distributions 3-Dimensions

Nous allons comparer, dans ce chapitre, les fonctions de distributions des ions  $O^+$  et  $NO^+$  dans des atmosphères neutres d'oxygène et d'azote, pour des champs électriques variant de 0 mV/m à une valeur maximale de 250 mV/m.

Les fonctions de distributions numériques seront évaluées avec un nombre de collisions égale à deux millions. Pour les deux modèles, la température neutre est prise égale à 1000 K, le champ magnétique terrestre à 0.5 Gauss. Enfin la description analytique sera étudiée avec le modèle B de sections efficaces de collisions de St-Maurice et Schunk [STM77] et le cas échéant nous regarderons aussi le comportement avec le modèle A. Le modèle B est le modèle de sections efficaces de collisions le plus couramment utilisé et de plus ce choix sera justifié par la suite de ce travail.

### II.1.1 Etude en fonction du champ électrique

La principale variation de la fonction de distribution est due à la valeur du champ électrique. Les figures II.1 à II.6 montrent l'influence du champ sur les fonctions des ions  $O^+$  et  $NO^+$ . Sur ces figures sont représentés les contours des fonctions de distributions pour les différentes approches.

Nous comparons l'évolution de la forme de la fonction analytique (modèle B de sections efficaces) avec l'évolution de la forme de la fonction numérique, en fonction du champ électrique.

Nous menons cette étude pour deux collisions :  $O^+-O$  (interaction RCE et polarisation) et  $NO^+-O$  (uniquement interaction de polarisation).

*Remarque* : de façon générale, les contours provenant d'une fonction de distribution numérique sont beaucoup moins lisses que ceux provenant de la fonction analytique, ceci étant dû, au caractère aléatoire des simulations numériques Monte-Carlo.

#### • Distribution 3-D des ions $O^+$

Sur les figures II.1 et II.2, la même fonction de distribution est représentée pour des champs électriques variant de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m. Nous constatons que :

- la forme de la distribution  $O^+-O$  évolue rapidement avec le champ électrique, quel que soit le modèle de fonction : à 0 mV/m, nous sommes en présence de la forme classique Maxwellienne, caractéristique de l'état d'équilibre ; dès 50 mV/m, la fonction de distribution s'aplatit dans la direction perpendiculaire et, à 100 mV/m on distingue déjà deux pics dans la direction perpendiculaire, qui sont bien prononcés à 150 mV/m (en  $v_{per} = \pm v_{thi}$  et  $v_{par} = 0$ ).

- jusqu'à 150 mV/m, l'expression analytique de D. Hubert représente correctement la fonction numérique Monte-Carlo, mais au delà de cette limite l'évolution des deux approches est différente : la fonction de D. Hubert présente des pics qui s'élargissent en "développant des épaules" dans la direction parallèle au champ magnétique, tandis que pour la fonction numérique, les pics s'affinent de plus en plus avec le champ électrique. Cette différence de comportement entre les deux modèles de distributions est due en partie au fait que le développement polynomial dans l'expression analytique est tronqué à l'ordre quatre, et ne donne donc pas des résultats exacts. La différence est notable à partir d'un champ électrique de 150 mV/m,

Le caractère toroïdal de la fonction de distribution  $O^+$  dans une atmosphère neutre d'atome d'oxygène est donc très présent, pour les deux modèles de fonctions de distribution, pour des champs électriques supérieurs à 100 mV/m.

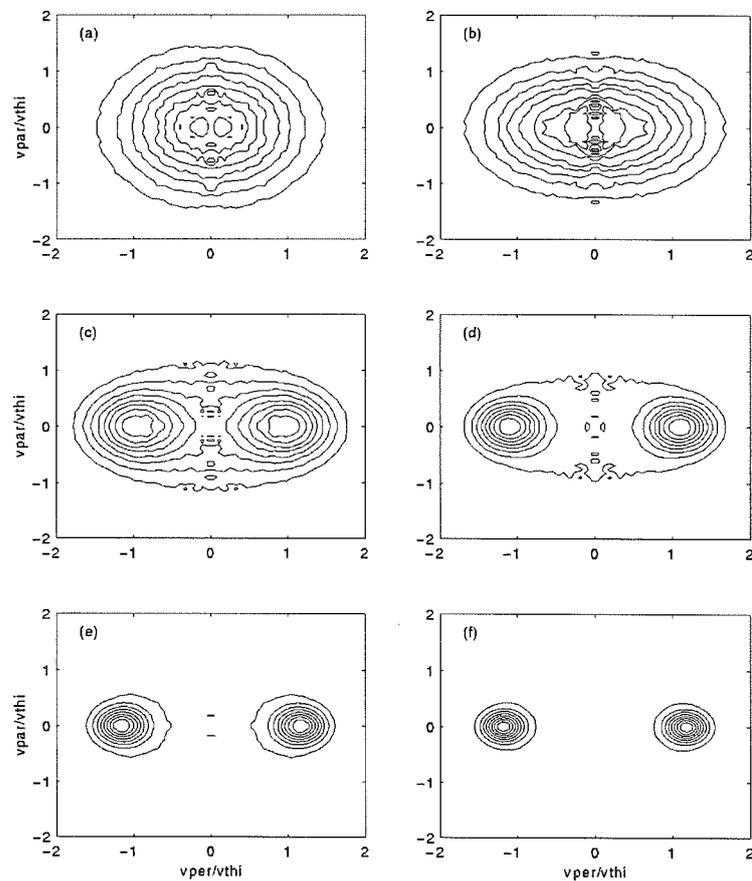


figure II.1 : Evolution de la fonction de distribution numérique des ions  $O^+$ , en fonction du champ électrique de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m.

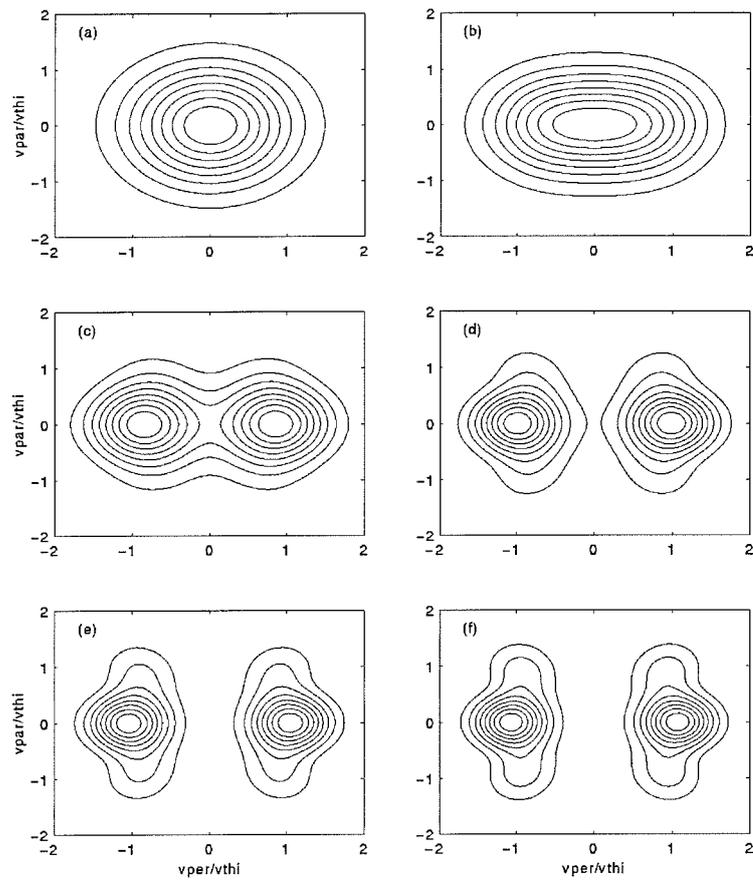


figure II.2 : Evolution de la fonction de distribution analytique des ions  $O^+$ , en fonction du champ électrique de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m.

• Distribution 3-D des ions  $NO^+$

Contrairement au cas précédent, l'évolution de la distribution en fonction du champ électrique est ici très lente (figures II.3 et II.4) :

- la fonction de distribution numérique s'aplatit légèrement jusqu'à 150 mV/m, pour ensuite rester constante quel que soit l'intensité du champ : ce phénomène de saturation des fonctions  $NO^+-O$  a été mis en évidence par Winkler et al [WIN92] et Hubert [HUB83].

- par contre la fonction analytique ne présente pas ce phénomène : la fonction continue à s'aplatir après 150 mV/m. A 250 mV/m deux pics peu prononcés, toujours dans la direction perpendiculaire, font leur apparition et se creusent très lentement pour des champs supérieurs à 250 mV/m.

Malgré l'absence de saturation le modèle analytique décrit néanmoins correctement les simulations numériques jusqu'à 150 mV/m.

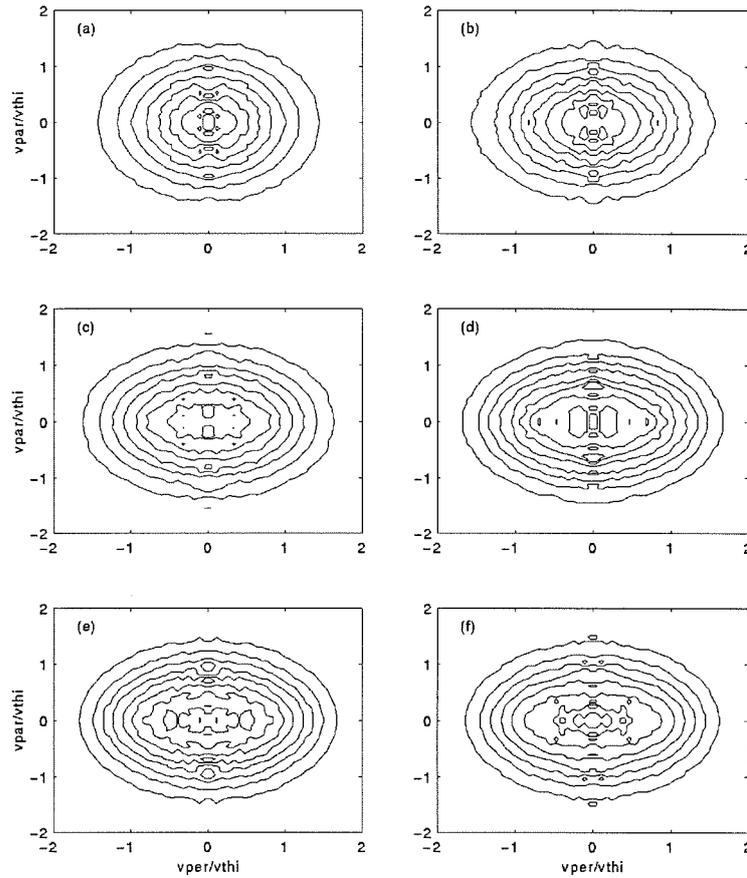
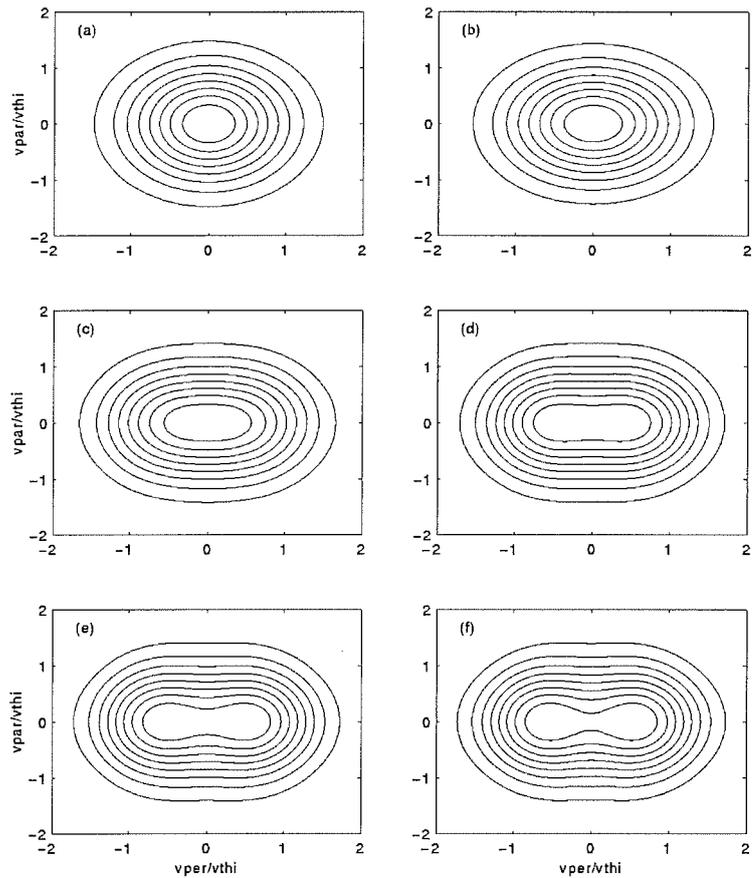


figure II.3 : Evolution de la fonction de distribution numérique des ions  $\text{NO}^+$ , en fonction du champ électrique de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m.

Les caractéristiques rencontrées pour la collision  $\text{NO}^+-\text{O}$ , sont aussi présentes pour l'interaction  $\text{O}^+-\text{N}_2$  (résultats non présentés ici car identiques), également du type polarisation.

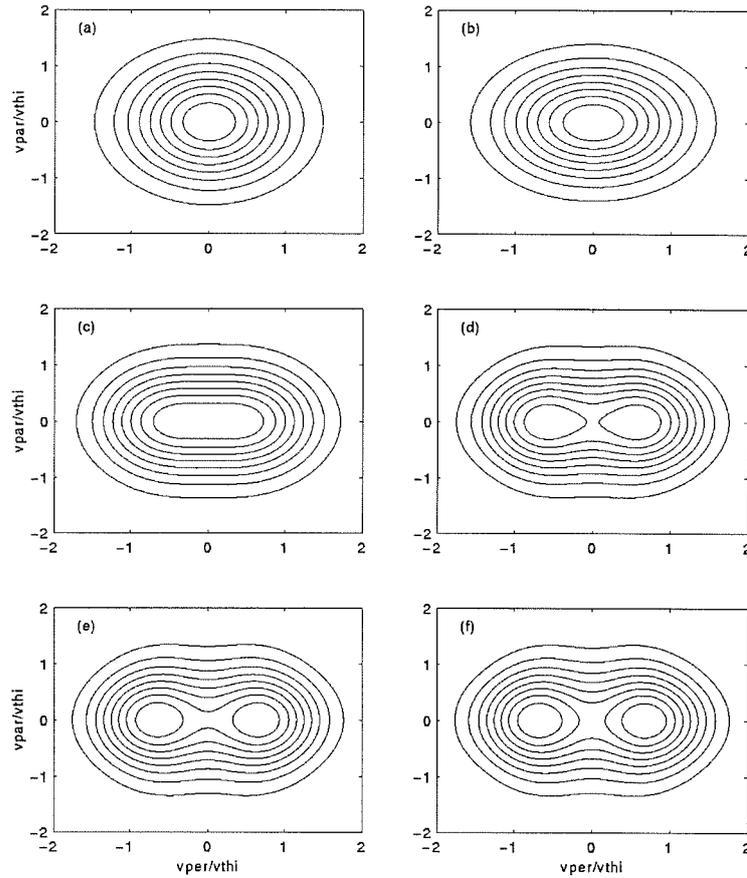
→ Au vu de ces deux exemples, nous retrouvons le fait que les deux types d'interaction, RCE et polarisation, n'influent pas pareillement sur les fonctions de distributions des vitesses ioniques : le processus d'échange de charge étant plus anisotrope que celui de polarisation.

De plus nous avons constaté que le modèle analytique de D. Hubert décrivait correctement les simulations numériques pour des champs électriques jusqu'à 150 mV/m.



**figure II.4** : Evolution de la fonction de distribution analytique des ions  $\text{NO}^+$ , en fonction du champ électrique de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m.

Des fonctions analytiques ont également été générées avec le modèle A de sections efficaces. On constate (figures II.5 et II.6) que le comportement de ces distributions est différent de celui du modèle B. Ainsi pour la collision  $\text{O}^+-\text{O}$ , l'évolution de la distribution est moins rapide : l'aplatissement dans la direction perpendiculaire est plus faible, et si avec le modèle B les pics étaient séparés dès 100 mV/m, il faut attendre 250 mV/m pour observer leur détachement dans le cas du modèle A. En ce qui concerne les collisions  $\text{NO}^+-\text{O}$ , le phénomène inverse se produit puisque ce sont les fonctions de distribution générées avec le modèle A qui subissent l'évolution la plus marquée : déjà pour 150 mV/m deux pics sont discernables dans la direction perpendiculaire. Ceux-ci sont de plus en plus prononcés en fonction du champ électrique et sont très bien visibles pour 250 mV/m, alors que pour le modèle B ils apparaissaient seulement pour cette valeur.



**figure II.5 :** Evolution de la fonction de distribution analytique (avec modèle A de sections efficaces) des ions  $\text{NO}^+$ , en fonction du champ électrique de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m.

↳ L'évolution de la forme des fonctions de distribution est différente pour un modèle ou l'autre de section efficace et ceci quelque soit le type d'interaction étudié (échange de charge ou polarisation), mais les fonctions analytiques générées avec le modèle B restent dans tous les cas plus proches des fonctions numériques de Monte-Carlo. Le choix fait au début de ce paragraphe et qui consistait à travailler sur le modèle B, semble donc pleinement justifié.

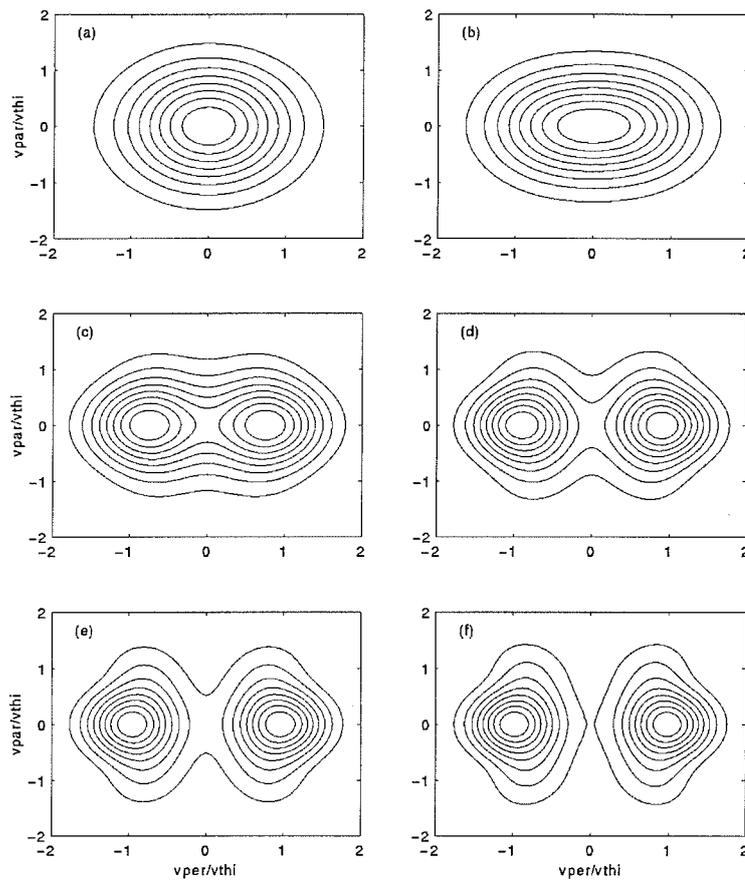


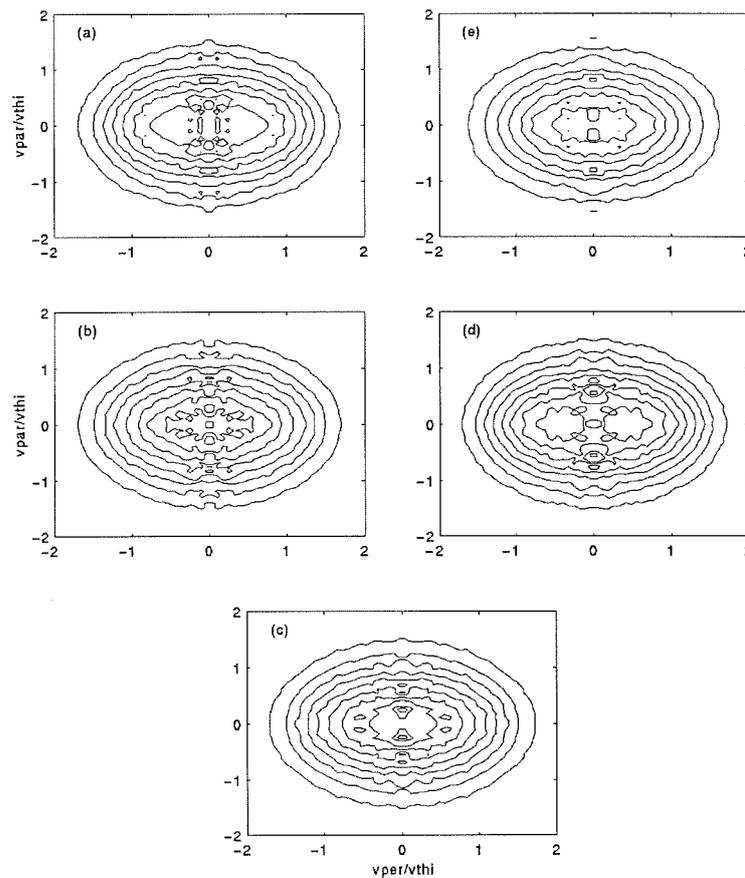
figure II.6 : Evolution de la fonction de distribution analytique (avec modèle A de sections efficaces) des ions  $O^+$ , en fonction du champ électrique de 0 mV/m (a) à 250 mV/m (f) par pas de 50 mV/m.

### II.1.2 Etude en fonction de la composition de l'atmosphère neutre

Dans le paragraphe précédent, l'atmosphère neutre était composée à 100 % d'atomes d'oxygène. Or les molécules d'azote  $N_2$  présentes dans l'atmosphère terrestre vont apporter des modifications aux fonctions de distributions des ions  $NO^+$  et surtout  $O^+$ . Pour chacune de ces distributions, les contours ont été représentés pour un champ électrique de 100 mV/m et pour une atmosphère neutre variant progressivement de 100 % d'oxygène (planche (e)) à 100 % d'azote (planche (a)).

- Influence de l'atmosphère neutre sur les collisions  $NO^+$ -neutre

- Pour un champ électrique donné, la forme de la fonction de distribution obtenue par les simulations Monte-Carlo est peu altérée par le changement de composition (figure II.7). La nature de l'interaction reste inchangée, bien que l'oxygène soit plus léger que l'azote, puisque les collisions  $NO^+-O$  et  $NO^+-N_2$  sont toutes deux du type polarisation.



**figure II.7** : Evolution de la fonction de distribution numérique des ions  $\text{NO}^+$ , à 100 mV/m, en fonction de la composition de l'atmosphère neutre : de 100%  $\text{N}_2$  (a) à 100% O (e) par pas de 25% O.

- Nous retrouvons un comportement similaire pour les fonctions générées avec le modèle analytique (figure II.8). Toutefois, nous constatons que pour une atmosphère composée exclusivement de molécules neutres  $\text{N}_2$ , la distribution analytique est imperceptiblement plus large (de 3 à 4%) que pour une atmosphère pure en oxygène. De plus une déplétion à l'origine est discernable alors que dans une atmosphère pure en oxygène, le maximum de la fonction de distribution se trouve encore à l'origine. Ceci est dû uniquement à la masse des constituants neutres en présence, puisque comme nous l'avons déjà signalé, la nature de l'interaction est identique.

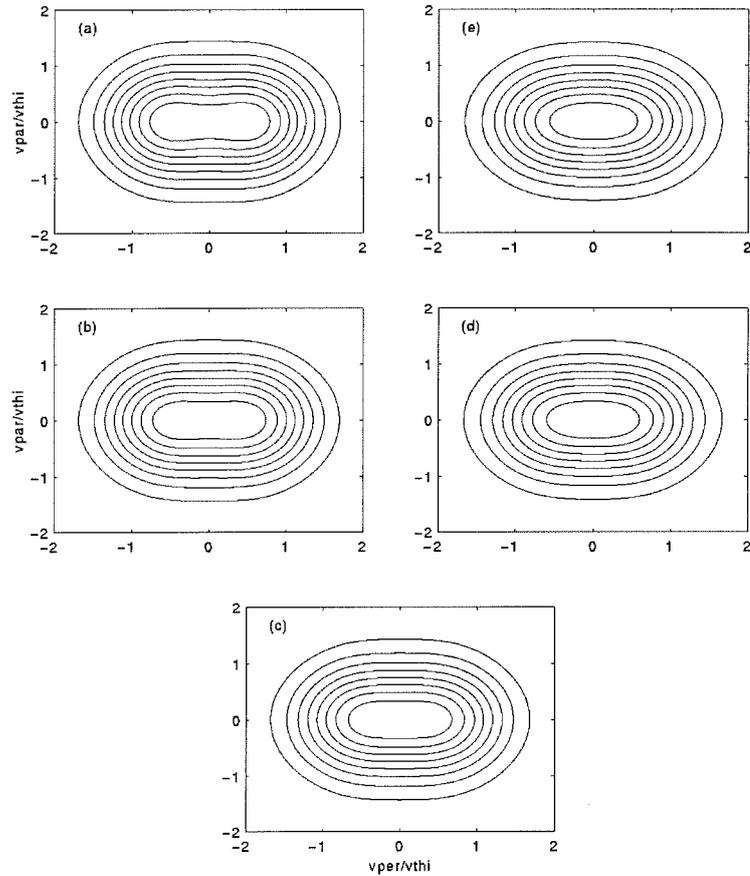


figure II.8 : Evolution de la fonction de distribution analytique des ions  $\text{NO}^+$  en fonction de la composition de l'atmosphère neutre : de 100%  $\text{N}_2$  (a) à 100% O (e) par pas de 25% O.

• Influence de l'atmosphère neutre sur les collisions  $\text{O}^+$ -neutre

L'évolution de la forme des distributions des ions  $\text{O}^+$  est très différente (figure II.9 et II.10) de celle des ions  $\text{NO}^+$ , les simulations numériques Monte-Carlo et le modèle analytique se comportant de manière identique.

En effet, si lorsque l'atmosphère neutre est composée essentiellement d'azote la déformation par rapport à la Maxwellienne est relativement modérée (uniquement un élargissement de la fonction dans la direction perpendiculaire à  $\mathbf{B}$ ), celle-ci devient plus importante dès que l'atmosphère neutre est enrichie en oxygène. Pour un mélange contenant seulement un quart d'atomes d'oxygène, nous observons déjà une déplétion des ions à l'origine. Celle-ci s'accroît très rapidement lorsque la proportion d'atome O dans l'atmosphère neutre s'accroît ; pour une atmosphère pure en oxygène, nous sommes en présence de deux pics bien distincts à  $v_{\text{per}} = \pm v_{\text{thi}}$  (même distribution étudiée au paragraphe précédent).

Dans une atmosphère neutre composée seulement d'un quart d'atomes d'oxygène, nous observons déjà le caractère toroidal (déplétion à l'origine).

Cela s'explique par le fait, qu'en plus d'une différence de masse entre les espèces neutres, la nature de l'interaction entre les ions  $O^+$  et les espèces neutres  $N_2$  et  $O$  est différente. Dans le cas  $O^+-N_2$  il y a une interaction de type polarisation et dans le second cas  $O^+-O$  en plus de cette interaction il peut exister une interaction d'échange de charge. Nous constatons donc, sur ces deux exemples, comme l'avait déjà montré Winkler et al [WIN92], que la collision d'échange de charge prédomine largement sur la collision  $O^+-N_2$ .

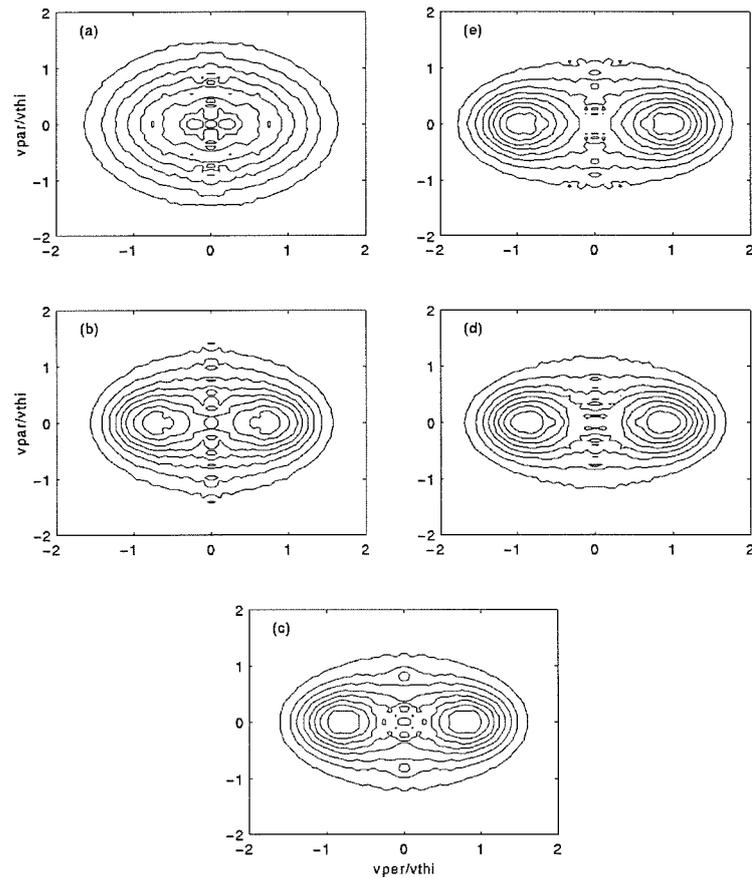


figure II.9 : Evolution de la fonction de distribution numérique des ions  $O^+$ , à 100 mV/m, en fonction de la composition de l'atmosphère neutre : de 100%  $N_2$  (a) à 100%  $O$  (e) par pas de 25%  $O$ .

Remarque : des fonctions générées pour un champ électrique de 200 mV/m montrent que le comportement des distributions des ions  $O^+$  et  $NO^+$  est identique, mais avec une évolution en fonction de la composition de l'atmosphère encore plus rapide, notamment pour l'ion  $O^+$ .

↪ Un mélange d'atomes d'oxygène et de molécules d'azote agit donc différemment, sur les fonctions de distribution des ions  $O^+$  et celle des ions  $NO^+$ .

Dans le cas des ions  $NO^+$ , le fait d'ajouter des molécules neutres  $N_2$  a peu d'influence sur les simulations numériques Monte-Carlo et tend à rendre la distribution analytique légèrement plus toroïdale. En revanche, pour les ions  $O^+$ , l'apport de molécules  $N_2$  tend à isotropiser la fonction de distribution car il modère le fort caractère toroïdal de l'interaction de type échange de charge  $O^+-O$ .

Remarque : la même étude faite à partir de fonctions analytiques générées avec le modèle A de sections efficaces de collision (résultats non présentés ici), présente la même évolution en fonction de la composition de l'atmosphère neutre, mais avec un caractère encore plus marqué à l'anisotropie.

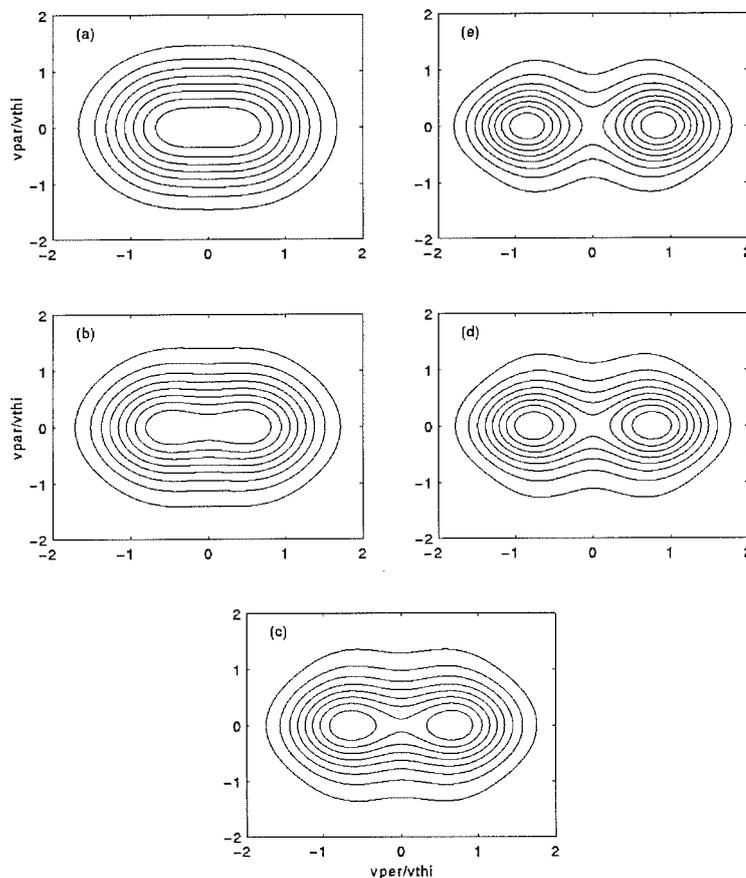


figure II.10 : Evolution de la fonction de distribution analytique des ions  $O^+$ , à 100 mV/m, en fonction de la composition de l'atmosphère neutre : de 100%  $N_2$  (a) à 100% O (e) par pas de 25% O.

## II.2 Températures et anisotropies

Les discussions des derniers paragraphes portaient sur la forme 3-D des fonctions de distributions. Certaines grandeurs physiques (température parallèle, température perpendiculaire, anisotropie) sont également accessibles par les deux modèles de fonctions de distributions. Les méthodes Monte-Carlo et analytique ne donnent néanmoins pas des résultats strictement identiques. Nous allons maintenant nous intéresser à ces différences afin de pouvoir déterminer dans quelles limites le modèle analytique de D.Hubert décrit les simulations numériques.

### II.2.1 Températures parallèles, perpendiculaires et anisotropies

- Températures des ions NO<sup>+</sup>

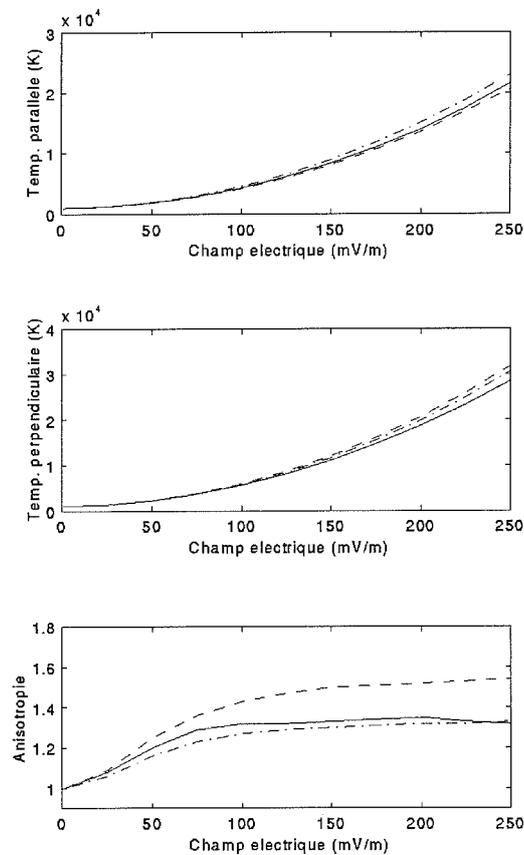
La première remarque que nous pouvons faire est que la température parallèle résultant des simulations Monte-Carlo est comprise entre les températures parallèles déduites du modèle analytique avec les modèles de sections efficaces A et B (figure II.11). La température parallèle déduite avec le modèle A est globalement plus proche de celle de Monte-Carlo (entre 3% et 5%) que celle déduite avec le modèle B (jusqu'à 10% de différence pour les plus forts champs électriques). L'écart entre les simulations numériques et les modèles analytiques augmente avec le champ électrique mais n'atteint jamais plus de 10% (à 250 mV/m). La composition de l'atmosphère neutre influe également sur les températures parallèles puisque pour une composition pure en oxygène la température parallèle vaut 5911 K, et atteint près du double dans une atmosphère pure d'azote (à 150 mV/m). Par contre, l'écart entre les deux modèles de distributions ne varie guère avec la composition (il reste toujours entre 5 et 10%), avec néanmoins de meilleurs résultats lorsque la seule espèce neutre est N<sub>2</sub>.

*Remarque :* le modèle A a tendance à sous-estimer légèrement la température parallèle trouvée par les simulations Monte-Carlo, et le modèle B à la surestimer.

Lorsque nous nous intéressons à la température perpendiculaire, nous nous apercevons qu'elle est bien supérieure à la température parallèle (+ 30% environ) et qu'elle est également fonction de la composition de l'atmosphère neutre : pour un champ de 150 mV/m elle passe de 8049 K pour une atmosphère d'oxygène à 13372 K pour une atmosphère d'azote (alors que dans le même temps la température parallèle varie de 5 911 K à 10 161 K). La température perpendiculaire des ions NO<sup>+</sup> est très bien décrite par le modèle B de sections efficaces jusqu'à 100 mV/m, puisque la différence entre les simulations numériques et la résolution analytique n'excède jamais 2%, quelle que soit l'atmosphère neutre considérée. Au delà de 100 - 150 mV/m, cet écart croît progressivement pour atteindre 10% aux

plus forts champs électriques. Enfin nous retrouvons que c'est pour une atmosphère composée uniquement de molécules  $N_2$ , que les résultats entre le modèle analytique de D. Hubert et les simulations numériques sont en meilleur accord.

*Remarque* : la température perpendiculaire donnée par la résolution analytique est dans l'ensemble supérieure à celle obtenue par simulations numériques, le modèle A de sections efficaces présentant dans ce cas de moins bons résultats que le modèle B.



**figure II.11** : Températures et anisotropie des ions  $NO^+$  en fonction du champ électrique pour les simulations Monte-Carlo (trait plein) et la résolution analytique : modèle A (tirets) et modèle B (tirets-pointés) dans une atmosphère neutre de 50% O et 50%  $N_2$ .

L'anisotropie de température est le rapport de la température perpendiculaire sur la température parallèle. Nous venons de constater que la température parallèle analytique était la plus proche de la température parallèle Monte-Carlo si l'on considérait le modèle A de sections efficaces, et que le contraire se produisait pour la température perpendiculaire. Qu'en est-il pour l'anisotropie de température ?

En ce qui concerne sa valeur absolue, l'anisotropie augmente avec le champ électrique : elle vaut 1 à 0 mV/m (cas où la fonction de distribution est Maxwellienne et où  $T_{//} = T_{\perp}$ ), augmente jusqu'à 1.3 vers 100 mV/m, pour ensuite se stabiliser à cette valeur jusqu'à 250 mV/m.

Comparativement aux températures parallèle et perpendiculaire, la composition de l'atmosphère neutre n'a que peu d'influence sur l'anisotropie. Sous un champ électrique de 100 mV/m, elle est égale, pour les simulations numériques, à 1.34 pour une atmosphère d'oxygène et à 1.29 pour une atmosphère d'azote. Nous constatons tout de suite que le modèle B de sections efficaces de collision décrit très bien les valeurs trouvées par les simulations Monte-Carlo : la différence la plus importante est de 4.8% pour un champ électrique de 75 mV/m. Ensuite le rapport de ces deux anisotropies tend vers 1 à 250 mV/m.

Par contre, les anisotropies analytiques trouvées avec le modèle A sont plus éloignées des anisotropies numériques : la différence est de 12.8% à 150 mV/m.

Ainsi dans l'anisotropie, en référence aux comparaisons faites sur les températures, la température perpendiculaire prévaut sur la température parallèle. Nous retrouvons que le modèle B de sections efficaces - pour lequel la température perpendiculaire est la plus proche de la température issue des simulations numériques - reproduit le mieux les valeurs des simulations Monte-Carlo. Ceci est dû au fait que la température perpendiculaire est bien plus élevée que la température parallèle pour les mêmes conditions de champ électrique et d'atmosphère neutre.

↳ *En résumé, nous pouvons dire que jusqu'à 150 mV/m, les températures parallèles des ions  $NO^+$ , obtenues par la résolution analytique et utilisant le modèle B de sections efficaces sont en accord à 7% près avec les valeurs obtenues par les simulations numériques Monte-Carlo, les températures perpendiculaires et les anisotropies s'ajustant à moins de 5%. La précision est ensuite moins bonne pour de plus forts champs électriques (jusqu'à 10% de différence).*

*De plus, pour un champ électrique donné, les températures varient beaucoup avec la composition de l'atmosphère neutre : la température parallèle double et la température perpendiculaire est multipliée par 1.5, lorsque l'on passe d'une atmosphère d'oxygène à une atmosphère d'azote. Par contre l'anisotropie est peu sensible à ce paramètre.*

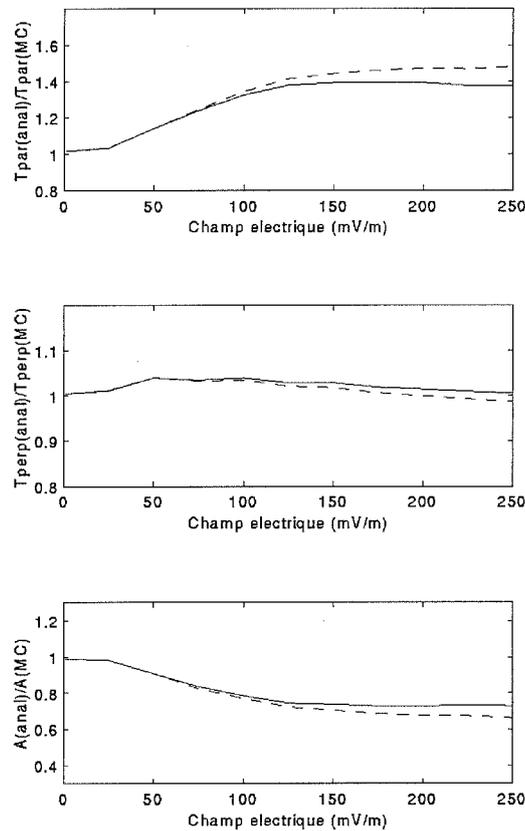
#### • Températures des ions $O^+$

Considérons maintenant le cas de l'ion  $O^+$ . Tant que nous sommes en présence d'une atmosphère neutre d'azote, le comportement des températures et de l'anisotropie est semblable à celui de l'ion  $NO^+$ . En présence d'atomes d'oxygène, des différences notables apparaissent :

- comme précédemment la température parallèle décroît lorsque la proportion d'atomes d'oxygène croît : de 10909 K pour une atmosphère d'azote elle descend à 2819 K pour une atmosphère d'oxygène (à 150 mV/m, pour les simulations numériques).

- en présence d'une faible quantité d'oxygène (<25%) la température perpendiculaire diminue de manière analogue à celle des ions NO<sup>+</sup>. Par contre au delà de cette proportion elle se stabilise. Nous constatons de nouveau le rôle prépondérant des collisions de type RCE O<sup>+</sup>-O sur les interactions O<sup>+</sup>-N<sub>2</sub>.

- dans le cas des ions O<sup>+</sup> (figure II.12) les écarts entre températures parallèles issues des simulations numériques et de la résolution analytique sont plus importants que pour les ions NO<sup>+</sup>, et ceci d'autant plus que la composition en oxygène est élevée : pour une atmosphère pure d'oxygène la différence entre les deux modèles atteint 23.6% à 150 mV/m, avec le modèle B de sections efficaces (le modèle A étant encore plus éloigné). Par contre pour les températures perpendiculaires, les résultats trouvés par l'une ou l'autre des deux méthodes sont en parfait accord : en effet, les différences sont autour de 2% quels que soient le champ électrique et la composition neutre de l'atmosphère, avec cependant un maximum de 6.7% qui s'observe autour de 100 mV/m lorsque l'atome d'oxygène est minoritaire.



**figure II.12** : Rapport des températures et anisotropie obtenues par le modèle analytique avec le modèle A (tirets) et B (traits pleins) sur les températures et anisotropie issues des simulations numériques. Pour l'ion O<sup>+</sup> et dans une atmosphère neutre de 50% O et 50% N<sub>2</sub>..

- enfin en ce qui concerne l'anisotropie des ions O<sup>+</sup>, dans un mélange d'espèces neutres, nous retrouvons le résultat déjà admis [HUB92], à savoir qu'elle est plus élevée que celle des ions NO<sup>+</sup> : à

150 mV/m, dans une atmosphère de 50% d'oxygène et 50% d'azote, elle atteint 2.47 contre 1.33 pour les ions  $\text{NO}^+$ . En présence de collisions de type RCE, c'est à dire tant que l'oxygène est présent, l'anisotropie des ions  $\text{O}^+$  est supérieure à celle des ions  $\text{NO}^+$ . Par contre lorsque nous considérons uniquement une atmosphère d'azote, les anisotropies des deux ions sont équivalentes (à 150 mV/m  $A_{\text{O}^+} = 1.24$  et  $A_{\text{NO}^+} = 1.32$ ) : nous retrouvons le résultat du paragraphe II.1, à savoir que les interactions d'échange de charge conduisent à une plus forte anisotropie. Si précédemment les résultats des anisotropies du modèle analytique étaient en bon accord avec les simulations numériques, la différence atteint maintenant 35% à 150 mV/m.

Sur la figure II.12 on distingue deux régions ; une première région jusqu'à 125 mV/m où le rapport  $\frac{A_{\text{O}^+(\text{mod B})}}{A_{\text{O}^+(\text{MC})}}$ , entre l'anisotropie "analytique" et l'anisotropie "numérique" décroît jusqu'à 0.75 ; et une seconde région supérieure à 125 mV/m où ce rapport tend à se stabiliser. Ce comportement se retrouve également lorsque d'autres proportions de mélange seront considérés. Par contre, pour une atmosphère de 100% de molécules d'azote le rapport devient identique à celui des ions  $\text{NO}^+$ .

↳ Les ions  $\text{O}^+$  ont ainsi un comportement différent des ions  $\text{NO}^+$  lorsque l'interaction de type RCE,  $\text{O}^+-\text{O}$ , est présente. Les différences sur les températures parallèles et les anisotropies obtenues par simulations numériques et par la résolution analytique (avec le modèle B de sections efficaces) sont plus importantes que précédemment : même si on se limite à un champ électrique de l'ordre de 100 à 150 mV/m, elles peuvent atteindre 35%. La divergence entre les résultats issus des deux modèles augmente avec la quantité d'oxygène présent. Par contre, l'accord sur les températures perpendiculaires est meilleur.

En fait il faut relier ces résultats sur les températures ioniques, aux coefficients de partition  $\beta_{//}$  et  $\beta_{\perp}$ , qui dépendent du modèle de section efficace de collision (A et B), et qui permettent de calculer les températures parallèle et perpendiculaire :

$$T_{//} = T_n(1 + \beta_{//}D'^2) \quad (\text{II.1})$$

$$T_{\perp} = T_n(1 + \beta_{\perp}D'^2) \quad (\text{II.2})$$

où  $D'$  est donné par l'expression I.32.

Nous constatons alors que pour la collision  $\text{O}^+-\text{O}$ ,  $\beta_{//}$  et  $\beta_{\perp}$  sont respectivement égaux à 0.24 et 0.88 pour le modèle B de section efficace de collision, tandis que ces mêmes coefficients sont égaux à 0.20 et 0.89, à 100 mV/m, par les simulations Monte-Carlo [WIN92]. Nous nous apercevons alors que la différence entre les deux approches, sur le coefficient  $\beta_{//}$  est plus important que sur  $\beta_{\perp}$  : 18% au lieu de 1%. Notons aussi que pour le modèle analytique ces coefficients,  $\beta_{//}$  et  $\beta_{\perp}$ , sont constants quel que soit le champ électrique (ils dépendent uniquement du modèle de section efficace), tandis que pour les simulations numériques ils varient en fonction du champ électrique.

## II.2.2 Température ionique et différence de température ionique

Dans le paragraphe précédent, les températures parallèlement et perpendiculairement au champ magnétique terrestre ont été étudiées séparément, ce qui nous permettait aussi d'étudier l'anisotropie de température. Nous allons maintenant considérer la température ionique moyenne des ions  $O^+$  et  $NO^+$ , donnée par  $T_i = \frac{1}{3}T_{//} + \frac{2}{3}T_{\perp}$ . Hubert et Kinzelin [HUB92] mirent en évidence une différence de température entre les ions  $O^+$  et  $NO^+$ . Les simulations numériques Monte-Carlo confirment-elles cette différence de température entre les deux ions ?

- température thermodynamique :  $T_i$

Avant de s'intéresser à la différence de température entre les ions  $O^+$  et  $NO^+$ , regardons rapidement si les températures moyennes analytiques sont en accord avec celles des simulations numériques.

Les températures des deux ions dans le modèle analytique sont différentes à condition que l'atmosphère neutre soit constituée de plusieurs espèces. En effet dans le cas contraire, la masse moyenne neutre  $\langle m_n \rangle$  devient égale à  $m_n$  et la température :

$$T_i = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{\langle m_n \rangle}{m_i} D'^2 \right) \quad (\text{II.3})$$

(où  $D'$  est la vitesse différentielle normalisée à la vitesse thermique des ions à température neutre :  $D' = \frac{|v_i - v_n|}{\sqrt{2kT_n / m_i}}$ )

peut s'écrire :

$$T_i = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{|\bar{v}_i - \bar{v}_n|}{\sqrt{V_{\text{thn}}}} \right)^2 \right) \quad (\text{II.4})$$

avec  $V_{\text{thn}}$  la vitesse thermique des neutres.

La température ionique moyenne est ainsi indépendante de la masse des ions et les deux températures ioniques s'égalent  $T_{O^+} = T_{NO^+}$ .

Mais lorsque l'atmosphère est constituée d'un mélange d'espèces neutres ( $O$  et  $N_2$ ), cette simplification n'existe plus ( $\langle m_n \rangle \neq m_n$ ), il faut alors utiliser la masse moyenne des neutres donnée par Schunk et Walker [SCH72] qui tient compte des fréquences de collisions ions-neutres (équation I.25). Les températures des ions  $O^+$  et  $NO^+$  deviennent ainsi différentes (voir section I.1.3.2).

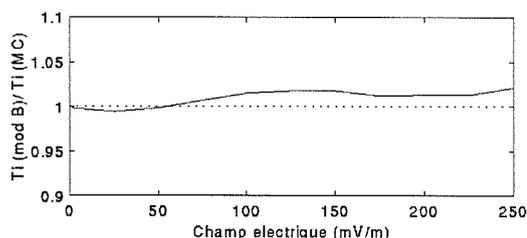
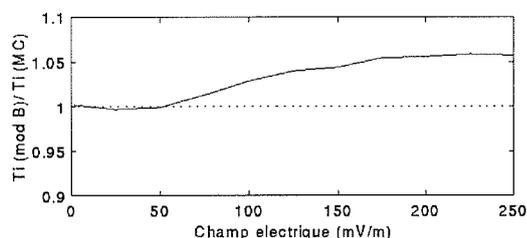
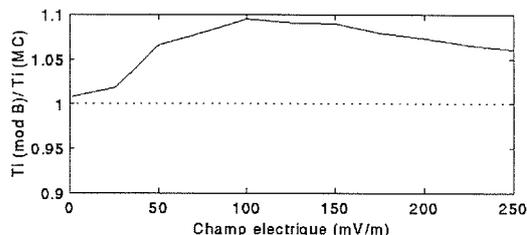
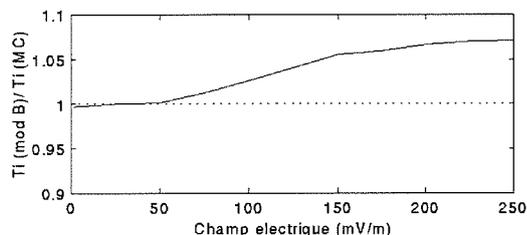
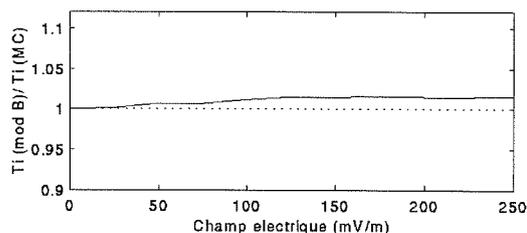
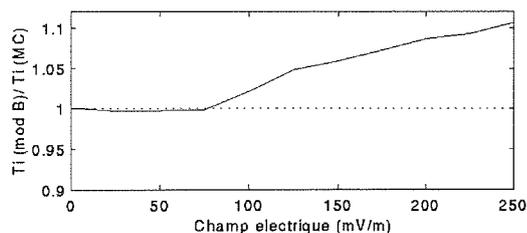


figure II.13 : Rapport de la température déduite du modèle analytique sur la température calculée par les simulations Monte-Carlo, pour les ions  $\text{NO}^+$  et pour différentes atmosphères neutres : de haut en bas, 100% O, 50% O + 50%  $\text{N}_2$ , et 100%  $\text{N}_2$ .

figure II.14 : Rapport de la température déduite du modèle analytique sur la température calculée par les simulations Monte-Carlo, pour les ions  $\text{O}^+$  et pour différentes atmosphères neutres : de haut en bas, 100% O, 50% O + 50%  $\text{N}_2$ , et 100%  $\text{N}_2$ .

Par contre, la température des ions  $\text{O}^+$  ou  $\text{NO}^+$  est indépendante du modèle de sections efficaces de collision choisi : il n'intervient pas dans le rapport de fréquence de collision présent dans le paragraphe I.2. Nous comparerons donc uniquement les simulations numériques avec la résolution analytique employant le modèle B de sections efficaces.

Pour l'ion  $\text{NO}^+$  (figure II.13), les résultats sont cohérents pour des champs électriques d'intensité inférieure à 150 mV/m puisque les écarts relatifs entre les deux modèles sont inférieurs à 5.8% (les températures ioniques sont même en accord parfait jusqu'à 75 mV/m), et ceci quelle que soit la composition de l'atmosphère neutre. Ensuite l'écart s'accroît légèrement, notamment tant que l'espèce neutre majoritaire est l'oxygène.

Pour l'ion  $\text{O}^+$  (figure II.14), le comportement est différent puisque c'est pour des champs électriques entre 100 et 150 mV/m, et pour des atmosphères neutres mixtes, que le modèle analytique et les simulations numériques présentent des températures les plus distinctes. L'écart relatif entre les deux modèles augmente avec la proportion de molécules neutres  $\text{N}_2$  et peut atteindre 12% lorsqu'elle atteint les 3/4 de l'atmosphère. Par contre pour une atmosphère pure d'azote ou d'oxygène, les résultats

analytiques se rapprochent à 1.5% des températures numériques et ceci indépendamment du champ électrique.

• différence de température ionique

Revenons maintenant à la différence de température entre les deux ions. Nous retrouvons effectivement que la température analytique des ions  $\text{NO}^+$  est supérieure ou égale à la température des ions  $\text{O}^+$  (figure I.4), et constatons qu'une différence de température existe également entre les deux ions pour les simulations numériques.

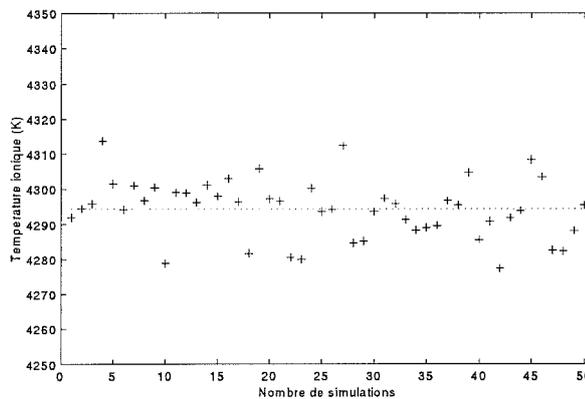


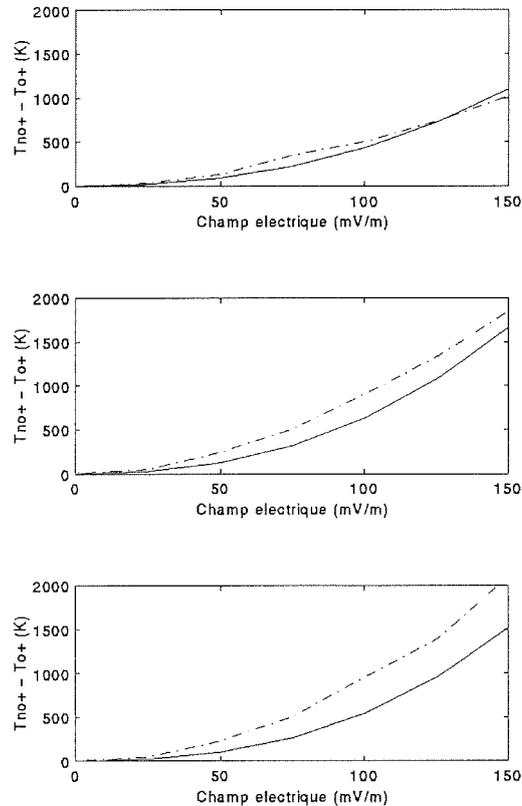
figure II.15 : Fluctuation de la température ionique, pour plusieurs simulations Monte-Carlo.

Afin de s'assurer que cette différence n'est pas due uniquement aux erreurs numériques de la méthode, nous générons plusieurs fois la même fonction de distribution et pouvons ainsi chiffrer l'incertitude de la simulation Monte-Carlo sur les températures ioniques. Sur l'exemple de la figure II.15, l'ion considéré est  $\text{O}^+$  et le champ électrique égale 100 mV/m. Les valeurs de la température ionique fluctuent de  $\pm 20$  K autour d'une valeur moyenne de 4294 K. Cette erreur est donc très faible (4.4% dans ce cas), et n'influence en aucune manière les résultats qui suivent.

Les résultats sur les différences de températures sont les suivants :

- lorsque l'atmosphère neutre est composée d'un mélange d'espèces, la température des ions  $\text{NO}^+$  est supérieure à celle des ions  $\text{O}^+$  - figure II.16 -. De plus la composition de l'atmosphère neutre influe sur la différence  $T_{\text{NO}^+} - T_{\text{O}^+}$  et ceci, essentiellement pour les simulations Monte-Carlo puisque cette différence croît avec l'abondance de  $\text{N}_2$ . Par contre lors de la résolution analytique elle est maximale quand les deux espèces neutres se trouvent en même quantité. Ceci conduit à des différences entre les modèles : l'écart maximum s'observant pour une atmosphère composée de 3/4 de molécules  $\text{N}_2$ , où la différence de température ionique trouvée par simulations numériques atteint 16,8% de la température de l'ion  $\text{NO}^+$  contre 9.25% pour le modèle analytique. Mais tant que l'oxygène est majoritaire la différence  $T_{\text{NO}^+} - T_{\text{O}^+}$  trouvée par les simulations Monte-Carlo est voisine de celle donnée

par le modèle analytique : à 150 mV/m elle est de 1800 K pour les simulations numériques et de 1650 K pour la résolution analytique, dans le cas de concentrations similaires pour O et N<sub>2</sub>.



**figure II.16** : Différence de température entre les ions O<sup>+</sup> et NO<sup>+</sup>, pour les deux approches de fonctions de distributions : analytique (traits pleins) et numérique (tirets). L'atmosphère neutre est composée de haut en bas : 75% O - 25% N<sub>2</sub>, 50% O - 50% N<sub>2</sub>, 25% O - 75% N<sub>2</sub>.

- pour des champs électriques supérieurs à 150 mV/m, la différence de température ionique continue d'augmenter pour les deux modèles. A partir de 150 mV/m le rapport  $\frac{T_{NO^+}}{T_{O^+}}$  reste constant dans le cas des simulations numériques, et croît avec l'intensité du champ électrique pour le modèle analytique utilisant le modèle B de section (résultats non présentés ici).

• profil de différence de température ionique en fonction de l'altitude

Hubert et Kinzelin [HUB92] tracèrent le profil de la différence de température en fonction de l'altitude et observèrent un maximum autour de 200 km pour 100 mV/m. Nous allons essayer de retrouver un comportement analogue pour les simulations Monte-Carlo. Il nous faut alors considérer une atmosphère neutre, d'après le modèle MSIS90 [HED91] : atmosphère au dessus de Tromsø à 12h00 UT et lors de conditions perturbées ( $A_p = 60$  et flux solaire = 120). Pour chaque altitude entre 140 km et 300 km (tous les 20 km), le modèle nous indique la température et la densité de l'atmosphère neutre

ainsi que sa composition en espèce atomique et moléculaire :  $T_n$  varie de 695 K à 1085 entre 140 et 300 km, et le rapport de densités neutres  $\frac{[N_2] + [O_2]}{[O]}$ , respectivement de 4.44 à 0.62.

De l'utilisation de ces paramètres lors de la résolution analytique avec le modèle B de sections efficaces de collision, et lors des simulations numériques, on obtient les profils de différence de températures ioniques pour chaque approche : figure II.17 (les profils de différence de même que les températures de chaque ion ont été tracés pour des champs électriques de 100 et 200 mV/m). Il faut rappeler ici que nous avons une différence de température entre les deux ions uniquement du au fait que nous sommes dans une atmosphère neutre composée d'un mélange d'espèces.

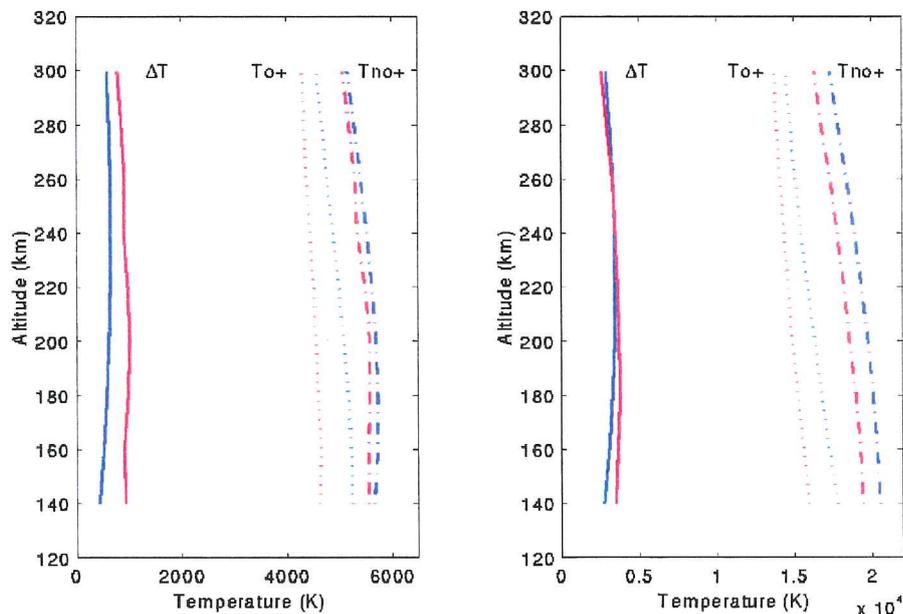


figure II.17 : Profils de température des ions  $O^+$  (pointillés) et  $NO^+$  (tirets pointés) ainsi que leur différence pour les deux modèles de fonction de distribution (analytique en bleu et numérique en rouge). La figure de gauche est pour un champ électrique de 100 mV/m et celle de droite pour un champ électrique de 200 mV/m.

Pour un champ électrique de 100 mV/m nous constatons que la température des ions  $O^+$  obtenue par les simulations numériques est inférieure à celle donnée par le modèle analytique. Cela provient en fait des modèles d'interactions mis en jeu. Dans l'approche analytique les interactions  $O^+-O$  sont modélisées par une interaction qui conserve l'énergie des particules ( $\beta_{//} + 2\beta_{\perp} = 2$ ). Par contre dans les simulations Monte-Carlo le modèle d'interaction introduit une perte d'énergie des ions  $O^+$  qui se retrouvent alors à une température inférieure (dans ce cas là  $\beta_{//} + 2\beta_{\perp} < 2$ ).

Revenons maintenant à la différence de température  $\Delta T$  entre les deux ions :

- à 100 mV/m, les deux profils correspondant aux deux approches sont assez éloignés l'un de l'autre et ce d'autant plus que l'altitude est basse. Nous sommes alors dans le cas d'une atmosphère où l'espèce moléculaire  $N_2$  est majoritaire, et comme nous l'avons constaté précédemment, c'est dans ce cas que l'accord entre les deux modèles est le moins bon. Le maximum du profil se situe à une altitude

plus basse pour les simulations numériques - 200 km (lorsque le profil est lissé) - que pour le modèle analytique - 240 km -.

- à 200 mV/m, la différence de température ionique est évidemment plus importante et les deux modèles ont des profils qui s'accordent relativement bien, avec un maximum rencontré autour de 200 - 220 km. Comme pour 100 mV/m, l'écart le plus important se situe aux basses altitudes, inférieures à 220 km où  $N_2$  est majoritaire.

→ La différence de température entre les ions  $O^+$  et  $NO^+$ , présente dans le modèle analytique, se retrouve également dans les simulations numériques Monte-Carlo. Cette différence est fonction de l'atmosphère neutre considérée : elle est d'autant plus importante que l'espèce neutre  $N_2$  est majoritaire.

Ce comportement est également présent chez Hubert et Kinzelin [HUB92] qui tinrent compte dans leurs calculs de températures des collisions ion-ion.

### II.2.3 Sections efficaces de collisions

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu que la solution analytique généralisée était dépendante d'un modèle de sections efficaces de collision choisi parmi ceux donnés par St-Maurice et Schunk [STM77]. Ces sections efficaces de collisions, utilisées dans la théorie analytique, sont des valeurs moyennées sur un ensemble de collisions qui sont définies pour des conditions données (champs électriques, températures ioniques par exemple). En effet il serait beaucoup trop compliqué de considérer que les sections efficaces varient pour chaque collision avec la vitesse relative  $g_{in}$ .

Par contre dans les simulations numériques Monte-Carlo, les sections efficaces de collisions sont spécifiques à chaque collision en fonction de la vitesse relative des particules. Elles sont calculées intrinsèquement à partir de l'angle de diffusion et des paramètres de la collision. Leurs moyennes seront donc dépendantes des conditions de la simulation.

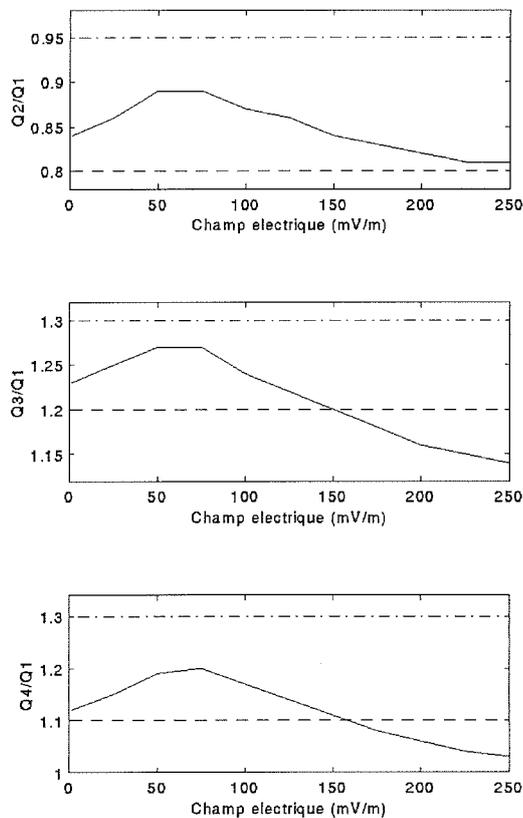
Nous allons travailler non pas sur la section efficace différentielle de collision telle qu'elle est exprimée sur la formule (I.38), mais sur le rapport des sections efficaces de transfert  $Q_{in}^k$  définies par l'expression (I.10).

Dans un premier temps nous comparerons les rapports  $Q_{in}^k / Q_{in}^1$  issus des simulations numériques aux modèles de sections efficaces A et B de St-Maurice and Schunk. Ensuite si ces valeurs sont cohérentes entre elles, nous réinjecterons les sections efficaces de Monte-Carlo, dans le modèle de D.Hubert pour générer de nouvelles fonctions analytiques. Comme auparavant, nous étudierons les deux ions séparément. Pour chaque ion, les rapports  $Q_{in}^2 / Q_{in}^1$ ,  $Q_{in}^3 / Q_{in}^1$  et  $Q_{in}^4 / Q_{in}^1$  sont étudiés en fonction du champ électrique et de la composition de l'atmosphère neutre.

• Sections efficaces des ions NO<sup>+</sup>

Les rapports des  $Q_{in}^k$  obtenus par simulations numériques sont fonction de l'intensité du champ électrique, tandis que ceux utilisés dans le modèle analytique sont des constantes (figure II.18, collision NO<sup>+</sup>-O) :

- pour le rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$ , les valeurs issues des simulations numériques varient entre celles du modèle A (0.8) et celles du modèle B (0.95). Le maximum du rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$  numérique se situe entre 50 et 150 mV/m : il est alors le plus proche de la valeur du modèle B. Pour des champs électriques de plus forte intensité, le rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$  diminue et tend, à 250 mV/m, vers les valeurs du modèle A.



**figure II.18** : Rapport des  $Q_{in}^k$  des ions NO<sup>+</sup>, en fonction du champ électrique. Les résultats du modèle numérique sont présentés en traits pleins et les valeurs utilisées par le modèle analytique en tirets pour le modèle B et en tirets-pointés pour le modèle A.

- le rapport  $Q_{in}^3/Q_{in}^1$  dépend également du champ électrique : jusqu'à 150 mV/m il est compris entre les valeurs des modèles A et B, mais à partir de 150 mV/m il devient inférieur à celui du modèle A (égal à 1.2). Ici aussi le maximum est rencontré pour des champs électriques compris entre 50 et 100 mV/m (et c'est alors qu'il décrit le mieux le rapport du modèle B (égal à 1.3)).

- le rapport  $Q_{in}^4/Q_{in}^1$  quant à lui suit le même comportement que  $Q_{in}^3/Q_{in}^1$ .

De plus quelle que soit la composition de l'atmosphère, le comportement de ces 3 rapports reste sensiblement identique : nous sommes ici dans le cas où quelle que soit l'espèce neutre considérée, l'interaction avec  $NO^+$  est toujours du type polarisation.

Nous venons de constater que jusqu'à 150 mV/m les rapports de sections efficaces de polarisation des simulations numériques étaient compris entre les rapports des modèles A et B. Les valeurs asymptotiques des sections efficaces numériques correspondent :

- pour de forts champs électriques, à celles données par St-Maurice et Shunk ([STM77] - figure 3,4 et 5) dans un régime dominé par l'interaction répulsive en  $1/r^{12}$  ( $Q_{in}^2/Q_{in}^1 = 0.8$ ,  $Q_{in}^3/Q_{in}^1 = 1.1$ ,  $Q_{in}^4/Q_{in}^1 = 1.0$ )

- et pour de faibles champs électriques, à celles d'un régime dominé par l'attraction en  $1/r^4$  ( $Q_{in}^2/Q_{in}^1 = 0.8$ ,  $Q_{in}^3/Q_{in}^1 = 1.2$ ,  $Q_{in}^4/Q_{in}^1 = 0.9$ )

Nous proposons ici un nouveau modèle de sections efficaces, que nous appelons C, dont les rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  varient en fonction du champ électrique et ont des valeurs intermédiaires entre celles des modèles A et B. Le tableau II.1 donne les valeurs de ce nouveau modèle.

$NO^+$	0 mV/m	25 mV/m	50 mV/m	75mV/m	100 mV/m	125 mV/m	150 mV/m
$Q_{in}^2/Q_{in}^1$	0.84	0.85	0.88	0.89	0.89	0.88	0.86
$Q_{in}^3/Q_{in}^1$	1.23	1.24	1.26	1.27	1.26	1.24	1.22
$Q_{in}^4/Q_{in}^1$	1.12	1.14	1.18	1.21	1.20	1.17	1.14

table II.1 : valeurs du modèle C en fonction du champ électrique pour l'interaction  $NO^+-O$ .

• Sections efficaces des ions  $O^+$

Il faut ici distinguer les deux types d'interaction mis en jeu : polarisation pour la collision  $O^+-N_2$ , et somme d'interactions de type polarisation et échange de charge pour  $O^+ - (O + N_2)$ . Les sections efficaces de polarisation se comportant de manière identique à celles des ions  $NO^+$ , nous ne reviendrons donc pas sur ce résultat. Par contre, lorsque l'interaction de type RCE est présente, l'évolution des rapports des  $Q_{in}^k$  est différente.

Sur la figure II.19 sont tracés les rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  des modèles A et B (respectivement en pointillés et tirets) et ceux donnés par les simulations numériques Monte-Carlo (traits pleins) pour différentes atmosphères neutres : (a) 25%, (b) 50%, (c) 75% et (d) 100 % d'oxygène. Pour chaque modèle A et B apparait deux séries de valeurs : les sections efficaces pour les interactions de type polarisation (valeurs supérieures) et celles pour les interactions de type échange de charge (valeurs

inférieures) puisque pour les ions  $O^+$  les deux types doivent être considérés. Les résultats des simulations Monte-Carlo vont se situer par rapport à ces deux séries.

Pour une atmosphère neutre donnée :

- le rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$  numérique est maximum pour un champ électrique d'intensité nulle, et décroît ensuite progressivement pour des champs électriques de plus forte intensité. Il reste toujours inférieur aux sections efficaces de polarisation des modèles A et B et, selon l'atmosphère neutre, il devient, à des champs électriques de plus ou moins forte intensité, inférieur aux sections efficaces d'échange de charge des modèle A et B.

- le rapport  $Q_{in}^3/Q_{in}^1$  est maximum à l'origine et tend plus ou moins rapidement selon la composition de l'atmosphère vers la valeur unique ( $Q_{in}^3/Q_{in}^1(A) = Q_{in}^3/Q_{in}^1(B)$ ) de la collision de type RCE.

- le comportement de  $Q_{in}^4/Q_{in}^1$  est identique à celui de  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$ .

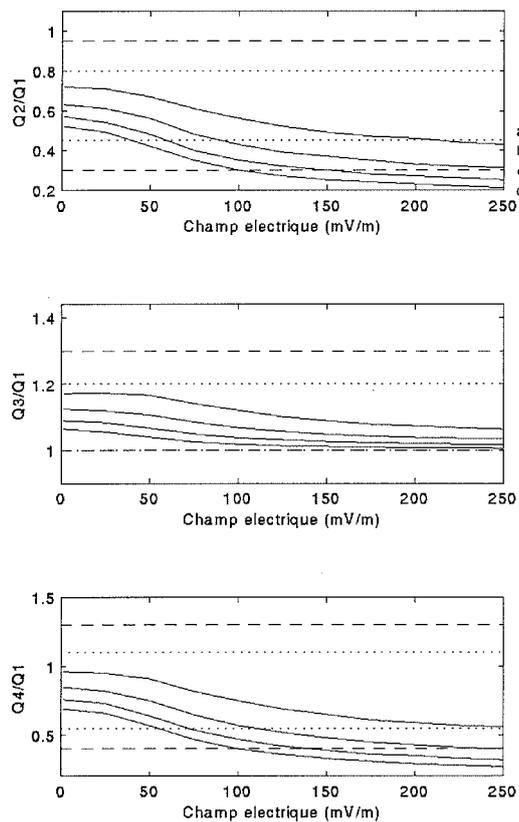


figure II.19 : Rapport des  $Q_{in}^k$  des ions  $O^+$ , en fonction du champ électrique, pour des atmosphères neutres variables : (a) 25%, (b) 50%, (c) 75% et (d) 100 % d'O. Les résultats du modèle numérique sont présentés en traits pleins et les valeurs utilisées par le modèle analytique en tirets pour le modèle B et en pointillés pour le modèle A.

Auparavant les sections efficaces des ions  $NO^+$  étaient indépendantes de l'atmosphère neutre, or il n'en est pas de même pour l'ion  $O^+$ . En effet plus l'espèce neutre atomique O est abondante, plus les collisions d'échange de charge seront nombreuses et plus ce type d'interaction dominera. Ainsi

l'atmosphère neutre joue un rôle sur les rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  : la figure II.19 nous montre l'évolution des rapports pour différentes atmosphères. Nous constatons que plus l'espèce neutre O est majoritaire, plus les rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  sont petits : ils se rapprochent en fait des valeurs de la collision RCE des modèles A et B : pour 100 mV/m, le rapport  $Q_i^3/Q_i^1$  est respectivement, de (a) à (d), à 12%, 8%, 4%, 2% du rapport donné par les modèles A et B. Les sections efficaces de polarisation qui sont plus élevées que celles d'échange de charge sont de moins en moins prises en compte.

Nous donnons comme précédemment, dans la table II.2, les nouvelles valeurs des rapport  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  pour l'ion  $O^+$ , entre 0 et 150 mV/m, dans une atmosphère neutre d'oxygène, c'est à dire pour l'interaction d'échange de charge  $O^+-O$  :

$O^+ - O$	0 mV/m	25 mV/m	50 mV/m	75mV/m	100 mV/m	125 mV/m	150 mV/m
$Q_{in}^2/Q_{in}^1$	0.52	0.49	0.42	0.35	0.30	0.27	0.25
$Q_{in}^3/Q_{in}^1$	1.06	1.06	1.04	1.03	1.02	1.01	1.01
$Q_{in}^4/Q_{in}^1$	0.69	0.66	0.57	0.47	0.40	0.36	0.33

table II.2 : valeurs du modèle C en fonction du champ électrique pour l'interaction  $O^+-O$ .

Ces valeurs étant également comprises entre les valeurs des modèles A et B de sections efficaces de collision.

En ce qui concerne les collisions du type polarisation des ions  $O^+$ ,  $O^+-N_2$  (table II.3), les valeurs des rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  sont sensiblement identiques à celles de la table II.1.

$O^+ - N_2$	0 mV/m	25 mV/m	50 mV/m	75mV/m	100 mV/m	125 mV/m	150 mV/m
$Q_{in}^2/Q_{in}^1$	0.84	0.86	0.89	0.89	0.87	0.85	0.86
$Q_{in}^3/Q_{in}^1$	1.24	1.25	1.27	1.26	1.23	1.21	1.19
$Q_{in}^4/Q_{in}^1$	1.12	1.16	1.19	1.19	1.16	1.12	1.09

table II.3 : valeurs du modèle C en fonction du champ électrique pour l'interaction  $O^+-N_2$ .

↳ Les modèles A et B de sections efficaces de collision de St-Maurice et Schunk [STM77] sont des approximations des sections efficaces réelles, puisque celles-ci sont en fait dépendantes de l'intensité du champ électrique. Nous avons amélioré ces modèles en proposant de nouvelles valeurs de sections efficaces de collision, déduites des simulations numériques Monte-Carlo, pour des champs électriques variant de 0 mV/m à 150 mV/m.

Nous allons donc maintenant, utiliser les sections efficaces issues des simulations numériques comme nouveau modèle (nommé C) et les injecter dans la résolution analytique. Que deviennent alors les températures ioniques parallèle, perpendiculaire et l'anisotropie ?

• Modèle C de sections efficaces

Nous avons remarqué que pour les collisions de type polarisation, le rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$  du modèle C variait entre ceux des modèles A et B. Or les températures parallèle et perpendiculaire ne dépendent des modèles de sections efficaces que par l'intermédiaire de ce rapport [STM77]:

$$T_{//} = T_n + \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{m_n}{m_i} \right) \frac{Q_{in}^{(2)}}{Q_{in}^{(1)}} \left[ 1 + \frac{3}{4} \frac{m_n}{m_i} \frac{Q_{in}^{(2)}}{Q_{in}^{(1)}} \right]^{-1} \frac{m_n D^2}{k} \quad (II.5)$$

$$T_{\perp} = T_n + \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( 2 \frac{m_n}{m_i} - 1 \right) \frac{Q_{in}^{(2)}}{Q_{in}^{(1)}} \right] \times \left[ 1 + \frac{3}{4} \frac{m_n}{m_i} \frac{Q_{in}^{(2)}}{Q_{in}^{(1)}} \right]^{-1} \frac{m_n D^2}{k} \quad (II.6)$$

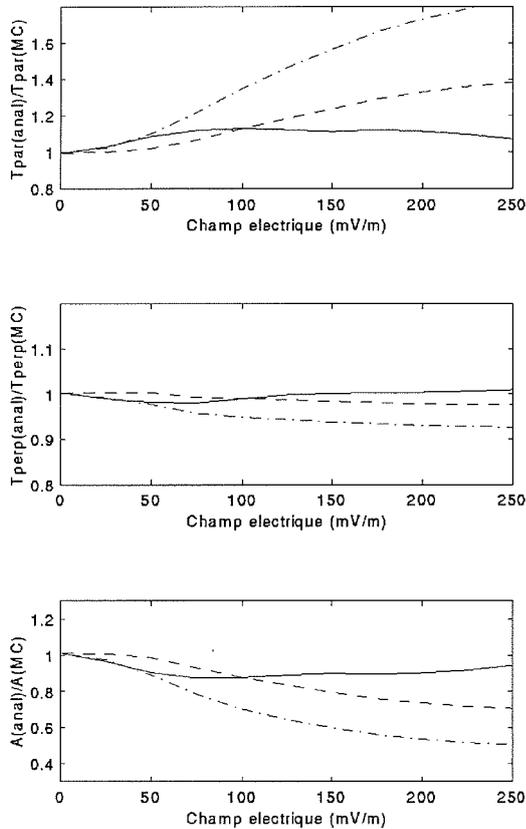
où D est la vitesse de dérive des ions, k la constante de Boltzmann et  $m_n$  et  $m_i$  les masses des espèces neutres et ioniques.

Seul le rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$  sera donc intéressant lorsque nous comparerons les nouvelles températures analytiques (obtenues avec le modèle C) avec les températures des simulations numériques.

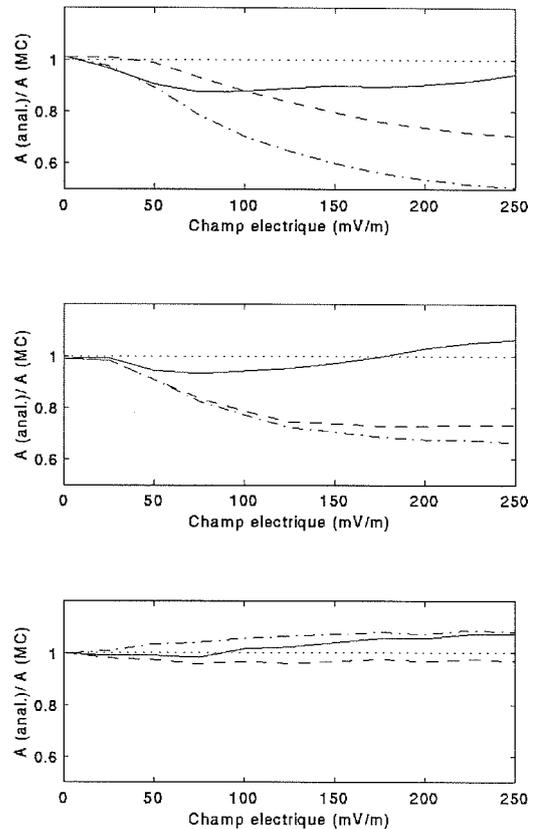
En ce qui concerne les ions  $NO^+$ , nous retrouvons le fait que l'atmosphère neutre mise en jeu a très peu d'influence sur le résultat. Jusqu'à 100-150 mV/m, les températures ainsi que l'anisotropie trouvées avec le modèle C sont en bon accord avec les résultats des simulations numériques : à 150 mV/m l'anisotropie du modèle C est à 6.6% de celle des simulations numériques pour une atmosphère neutre d'oxygène, à 8.3 % pour un mélange équilibré en oxygène et en azote, et retombe à 6.8% pour une atmosphère d'azote. Au delà de cette valeur les températures parallèle et perpendiculaire, obtenues avec le modèle C, sont égales aux températures issues du modèle A, mais elles restent à 5% des valeurs des simulations numériques. L'anisotropie, quant à elle tend vers l'anisotropie du modèle A. Ces résultats sont cohérents puisque nous avons vu qu'à partir de 100-150 mV/m le rapport  $Q_{in}^2/Q_{in}^1$  se rapprochait de celui du modèle A.

Pour les ions  $O^+$ , la collision qui ne met en jeu que l'interaction de type polarisation (c'est à dire  $O^+-N_2$ ) donne des résultats analogues à ceux des ions  $NO^+$ . Et comme précédemment pour les sections efficaces de collisions, le comportement se différencie dès qu'il y a présence d'interactions de type échange de charge. La première constatation que nous sommes amenés à faire lorsque nous comparons les résultats obtenus avec les modèles A, B et C, est que de manière générale, les températures issues de la

résolution analytique utilisant le modèle C décrivent beaucoup mieux les résultats des simulations numériques, que lorsque les modèles A et B sont utilisés (figure II.20).



**figure II.20** : Rapport des températures et anisotropie de l'ion  $O^+$  déduite du modèle analytique, (pour les trois modèles de sections efficaces : A en tirets-pointés, B en tirets et C en traits pleins) sur les températures et anisotropie calculées par les simulations numériques.



**figure II.21** : Rapport des anisotropies obtenues analytiquement (pour les modèles A (tirets-pointés), B (tirets) et C (traits pleins)) sur les anisotropies numériques. L'atmosphère neutre est de haut en bas de 100%  $O_2$ , 50%  $O_2$  - 50%  $N_2$  et de 100%  $N_2$ .

Si l'on s'intéresse au cas d'une atmosphère d'oxygène pure, nous nous apercevons qu'à partir de 100 mV/m les températures parallèles obtenues avec le modèle C deviennent plus proches des températures des simulations numériques que ne l'étaient les températures parallèles obtenues avec le modèle B. La température perpendiculaire est cette fois en très bon accord avec les simulations numériques quel que soit le champ électrique (l'écart relatif entre les deux modèles n'excède pas 2%). Quant à l'anisotropie (figure II.21), le modèle C donne, jusqu'à 100 mV/m, des valeurs un peu plus éloignées (9% à 50 mV/m) des simulations numériques que ne le donnait le modèle B. Mais à partir de 100 mV/m l'anisotropie du modèle C est de nouveau beaucoup plus fidèle aux simulations numériques que les anisotropies des modèles A et B : en accord à 11%, contre 26% pour le modèle B et 67% pour le modèle A.

Lorsque l'atmosphère neutre est un mélange d'azote et d'oxygène, le comportement global des températures est analogue à celui d'une atmosphère d'oxygène, si ce n'est que la température parallèle est dès 50 mV/m mieux décrite par le modèle C que par le modèle B. A partir de 25 mV/m l'anisotropie donnée par le modèle C est plus proche de l'anisotropie des simulations numériques que celle donnée par le modèle B.

Au vu de ces résultats, nous pouvons aussi en déduire que le modèle C conduit à des anisotropies plus importantes, même pour des champs électriques d'intensité modérée (75-100 mV/m), que les modèles A et B, puisque les nouvelles valeurs de l'anisotropie sont proches des anisotropies trouvées numériquement qui sont supérieures aux anisotropies des modèles analytiques.

→ *Même si des différences existent entre la résolution analytique utilisant le modèle C de sections efficaces de collision et les simulations numériques, elles sont petites devant celles que présentaient les modèles A et B de sections efficaces. Les différences observées au paragraphe III.2 provenaient donc principalement, non pas de la solution polynomiale généralisée, mais des modèles A et B de sections efficaces de collisions utilisés, qui ne sont que des valeurs approchées des sections efficaces réelles puisque les rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  restent constants quel que soit le champ électrique considéré.*

→ *L'approximation polynomiale généralisée est capable de décrire les fonctions de distribution des simulations numériques, à condition de choisir un nouveau modèle de sections efficaces de collision et de ne pas considérer des champs électriques de trop forte intensité (pour les ions  $NO^+$ , les résultats des différents modèles ne sont pas trop éloignés tant que l'on considère des champs inférieurs à 150 mV/m, pour les ions  $O^+$  cette limite se situe vers 100 mV/m).*

## II.3 Fonctions de distribution 1-D

Les fonctions de distributions ont été jusqu'à présent étudiées en trois dimensions. Or les radars géophysiques, notamment ceux à diffusion incohérente d'EISCAT, ne nous fournissent pas des mesures en chaque point de l'espace, mais des données suivant la ligne de visée du radar. Dans cette optique, nous allons étudier les fonctions de distribution 1-D des vitesses ioniques suivant une direction particulière. Les directions privilégiées seront choisies en considérant les caractéristiques expérimentales des radars EISCAT. Ainsi nous attacherons plus particulièrement d'importance aux lignes de visée suivantes (repérées par un angle  $\phi$  qui est l'angle entre le champ magnétique terrestre et la ligne de visée de l'antenne à Tromsø) :

- la direction parallèle au champ magnétique terrestre ( $\phi=0^\circ$ )
- une direction à grand angle,  $\phi=75^\circ$  (maximum que peuvent atteindre les antennes d'EISCAT)
- et deux directions intermédiaires,  $\phi=25^\circ$  et  $\phi=50^\circ$ , qui nous permettront d'appréhender l'évolution de la fonction 1-D suivant la ligne de visée.

### II.3.1 Distributions 1-D des ions $\text{NO}^+$ et $\text{O}^+$

Comme auparavant nous comparerons pour chaque ion ( $\text{NO}^+$  et  $\text{O}^+$ ) les distributions 1-D pour les deux approches (résolution analytique et simulations numériques), pour des atmosphères neutres de différentes compositions et sous des champs électriques de 0 à 250 mV/m.

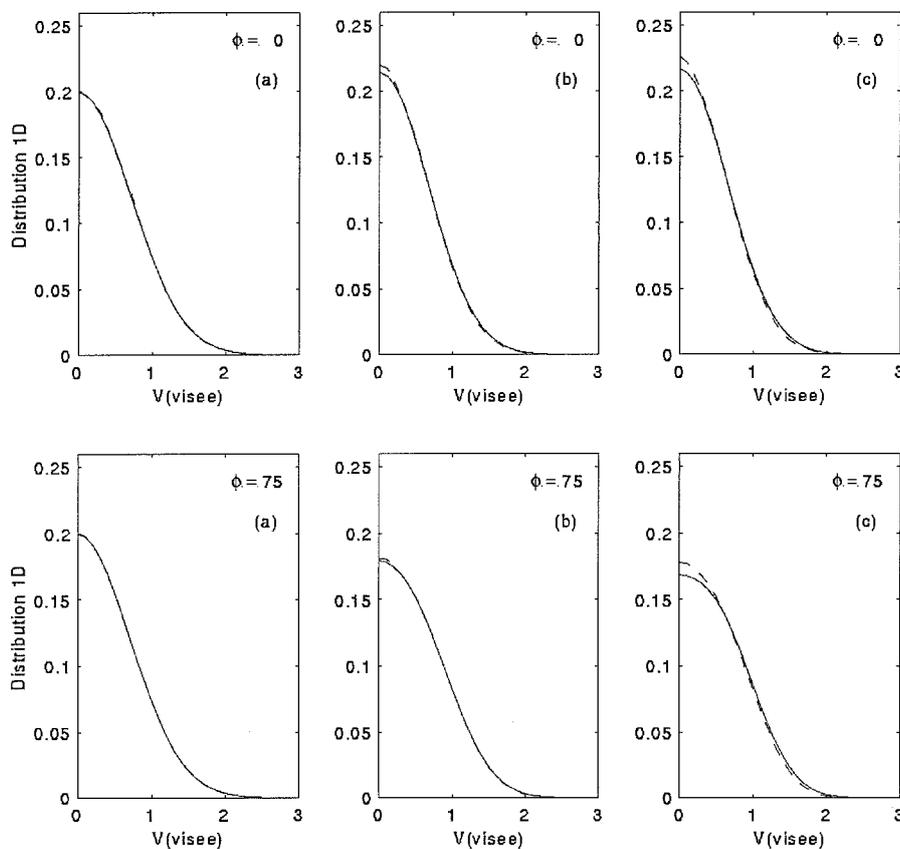
#### • Ions $\text{NO}^+$

Avant de s'intéresser à la comparaison des fonctions de distribution 1-D "Monte-Carlo" avec les distributions 1-D de la solution analytique nous allons examiner comment évolue, de manière générale, la distribution 1-D. La première constatation est que la composition de l'atmosphère neutre influence très peu les distributions le long de la ligne de visée : en effet, nous retrouvons les mêmes caractéristiques pour la collision  $\text{NO}^+-\text{O}$  que pour  $\text{NO}^+-\text{N}_2$ . Nous observons que :

- pour  $\phi=0$ , la fonction 1-D se rétrécit légèrement pour les forts champs électriques, ce qui a pour effet de la rendre légèrement plus piquée à l'origine
- pour  $\phi=75^\circ$ , contrairement au cas précédent, plus le champ électrique est intense plus la distribution 1-D a tendance à s'aplatir et à s'élargir.
- pour les angles intermédiaires l'évolution en fonction du champ électrique est comprise entre celle des angles  $\phi = 0^\circ$  et  $\phi = 75^\circ$ .

Par contre pour un champ donné nous constatons que la direction d'observation a son importance. En effet plus l'angle  $\phi$  est élevé, plus la distribution 1-D s'élargit et s'aplatit : la valeur à l'origine de la distribution s'abaisse de 16% à 100 mV/m et de 21% à 200 mV/m lorsque la direction d'observation passe de  $0^\circ$  à  $75^\circ$ .

Si nous revenons à l'étude comparative entre les deux modèles de fonctions de distribution, nous pouvons également faire abstraction de l'atmosphère neutre puisqu'elle a peu d'effet sur la position de la distribution analytique par rapport à la distribution numérique : nous prenons donc l'exemple de la figure II.22, où les distributions 1-D des simulations numériques (tirets) et de la résolution analytique (trait plein) sont représentées pour trois champs électriques (0, 100 et 200 mV/m).



**figure II.22** : Fonction de distribution 1-D des ions  $\text{NO}^+$ , pour les solutions analytique (traits pleins) et numérique (tirets) à  $\phi = 0^\circ$  et  $75^\circ$  et sous des champs électriques de (a) 0 mV/m, (b) 100 mV/m et (c) 200 mV/m.

Jusqu'à 50 mV/m, aucune différence notable n'est perceptible quel que soit l'angle d'observation, et les distributions 1-D sont identiques. Par contre pour des champs électriques supérieurs à 100 mV/m les deux distributions se dissocient, avec cependant la même position relative à  $0^\circ$  et à  $75^\circ$  : la distribution des simulations numériques devient plus piquée que celle issue de la résolution analytique et parallèlement, la queue de la distribution numérique se situe légèrement en dessous de la distribution analytique. A 200 mV/m l'écart à l'origine entre les deux approches est de 8.3% pour  $\phi=0^\circ$  comme pour

75°. A 100 mV/m par contre, la différence est beaucoup plus faible : 4% à 0° et quasiment inexistante à 75°. Pour des directions d'observation intermédiaires, les deux fonctions de distributions s'ajustent beaucoup mieux que pour les angles extrêmes.

↳ Les distributions 1-D des ions  $NO^+$  issues des simulations numériques deviennent avec le champ électrique, plus piquée que celles obtenues par la résolution analytique : la différence augmente avec l'intensité du champ électrique et s'élève jusqu'à 10%. Les écarts les plus importants sont remarqués pour des directions parallèles au champ magnétique et pour celles faisant un grand angle avec ce champ ( $\phi=75^\circ$ ).

#### • Ions $O^+$

Comme nous nous y attendions, l'atmosphère neutre a un effet sur la distribution 1-D des ions  $O^+$  (résultat logique puisque les distributions 3-D présentaient déjà une forte évolution avec la composition de l'atmosphère). Pour une atmosphère pure d'azote, les distributions 1-D sont semblables, à tout angle, à celles observées pour les ions  $NO^+$  et nous ne reviendrons pas sur ces résultats.

Lorsque nous sommes en présence d'une atmosphère contenant l'espèce atomique O, la distribution suivant la ligne de visée évolue en fonction du champ électrique et de la direction de visée :

- à  $\phi = 0^\circ$  plus l'intensité du champ augmente et plus la distribution se rétrécit : à l'origine la distribution devient de plus en plus pointue

- à  $\phi = 75^\circ$  l'évolution en fonction du champ est remarquable : à 0-50 mV/m nous observons une distribution "classique", à 100 mV/m la distribution à l'origine est pratiquement plate, et à plus fort champ le maximum n'est plus situé à  $v_\phi = 0$  mais est déplacé vers  $v_\phi = v_{thi}$  (figure II.23) ; apparition d'un pic qui se retrouve aussi à  $v_\phi = -v_{thi}$  : on parlera alors de double pic.

- aux angles intermédiaires, le comportement précédent est déjà présent.

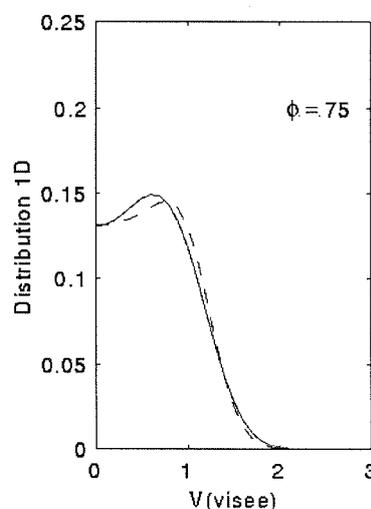


figure II.23 : Fonction de distribution 1-D des ions  $O^+$  à 150 mV/m pour un angle  $\phi = 75^\circ$  : la fonction analytique est présentée en traits pleins et la fonction numérique en tirets.

Pour un champ électrique donné, les distributions 1-D sont donc très différentes suivant la direction d'observation. La figure II.24 nous montre cette évolution sur les fonction numériques, pour la collision  $O^+-O$  à 150 mV/m.

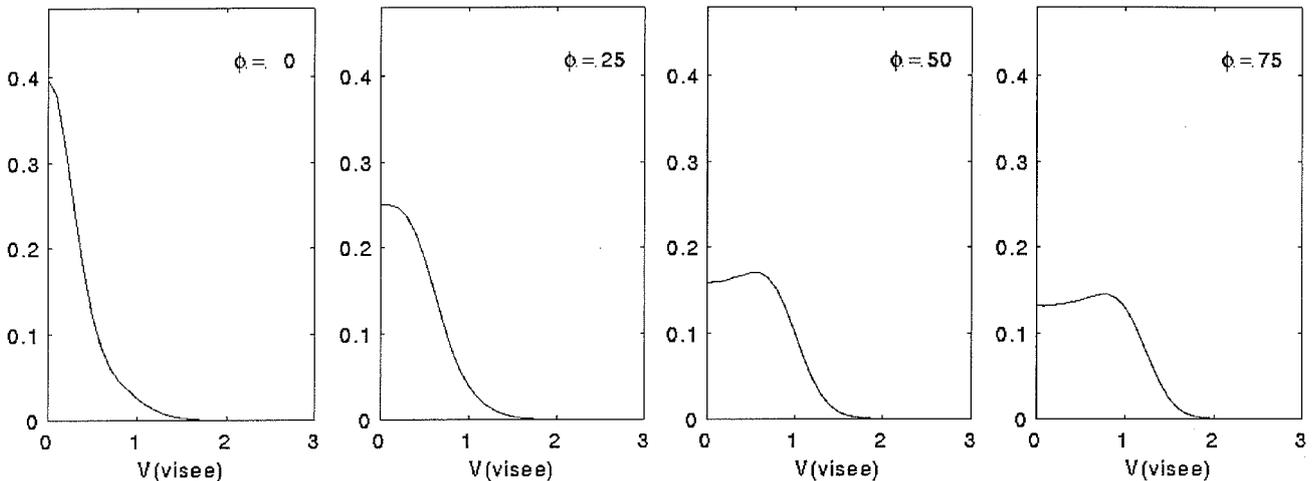


figure II.24 : Fonction de distribution numérique 1-D des ions  $O^+$  à 150 mV/m pour quatre angles  $\phi$  :  $0^\circ$ ,  $25^\circ$ ,  $50^\circ$  et  $75^\circ$ .

Les distributions 1-D des fonctions analytiques et numériques, même si elles possèdent des évolutions identiques en fonction du champ électrique et de la direction d'observation, présentent tout de même quelques différences qui s'accroissent rapidement avec le champ.

Nous comparons tout de suite les distributions de la collision  $O^+-N_2$ . Pour  $\phi=0^\circ$  et  $75^\circ$ , les distributions 1-D des fonctions analytiques et numériques sont quasiment identiques quel que soit le champ électrique considéré. Une légère différence apparaît toutefois pour des angles intermédiaires: les valeurs à l'origine des distributions 1-D des simulations numériques sont, à champ électrique élevé, très légèrement inférieures à celles des distributions 1-D analytiques : à 150 mV/m l'écart relatif est de 6.25%.

Ensuite lorsque l'espèce atomique O représente plus de 25% de l'atmosphère neutre nous ne nous occuperons pas de la proportion d'oxygène car elle influence peu la position relative des distributions. Comme pour le cas de l'ion  $NO^+$ , nous avons représenté sur la figure II.25, les distributions à 0, 100 et 200 mV/m pour  $\phi=0^\circ$  et  $\phi=75^\circ$ , dans une atmosphère mixte d'oxygène et d'azote. Jusqu'à 50 mV/m les distributions 1-D des deux modèles sont identiques quel que soit l'angle de visée  $\phi$ . Mais à partir de 100 mV/m les distributions se dissocient : à  $\phi=0^\circ$  la distribution numérique est à l'origine supérieure de 11% à la distribution analytique (aux autres angles la différence n'est pas aussi importante). A 200 mV/m, les deux distributions sont maintenant différentes et même très différentes dans certaines directions :

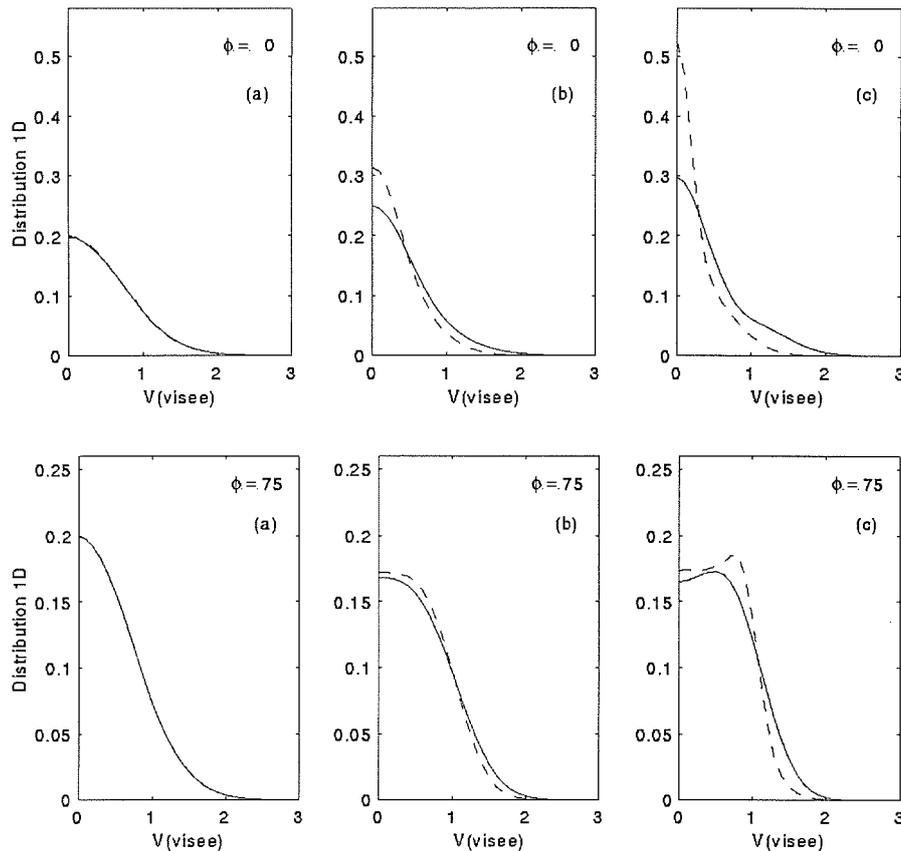


figure II.25 : Fonction de distribution 1-D des ions  $O^+$ , pour les solutions analytique (traits pleins) et numérique (tirets) à  $\phi = 0^\circ$  et  $75^\circ$  et sous des champs électriques de (a) 0 mV/m, (b) 100 mV/m et (c) 200 mV/m.

- parallèlement à  $\bar{B}$ , la distribution Monte-Carlo est beaucoup plus pointue que la distribution analytique (+53%) et la queue de la distribution beaucoup moins importante.

- à  $\phi=75^\circ$  les deux distributions sont assez semblables. Le double pic de la distribution Monte-Carlo étant déplacé par rapport à celui de la distribution analytique :  $v_\phi = 0.92v_{thi}$  contre  $v_\phi = 0.7v_{thi}$ .

- enfin grâce aux angles intermédiaires (résultats non présentés) nous constatons que les distributions n'évoluent pas à la même "vitesse". Le pic apparaît dès  $\phi=25^\circ$  pour la distribution Monte-Carlo et s'accroît pour des angles plus élevés, tandis que la distribution analytique est encore plate à l'origine (elle commence seulement à se creuser autour de  $60^\circ$ ).

↳ Les distributions 1-D des ions  $O^+$  en présence d'espèce neutre  $O$  peuvent être très différentes pour de champs électriques de forte intensité (200 mV/m) suivant que l'on considère les simulations numériques ou analytiques. Mais si l'on se restreint à des champs électriques de l'ordre ou inférieurs à 100 mV/m, nous constatons que les distributions 1-D des fonctions des deux approches (analytique et simulations numériques) s'accordent relativement bien.

Maintenant qu'une première approche a été faite pour des directions d'observation couvrant presque tout l'espace, nous allons vérifier si les simulations numériques Monte-Carlo retrouvent les résultats énoncés par Hubert et al [HUB93], qui ont observé qu'il existait une direction privilégiée où les distributions 1-D des ions  $O^+$  étaient Maxwelliennes.

### II.3.2 Distributions Maxwelliennes

Hubert et al [HUB93] observèrent que pour les directions d'observations qui faisaient un angle de  $\phi = 21 \pm 1^\circ$ , la fonction de distribution 1-D des ions  $O^+$  était Maxwellienne avec une température égale à la température de la ligne de visée  $T_\phi$  donnée par :

$$T_\phi = T_{//} \cos^2 \Phi + T_{\perp} \sin^2 \Phi \quad (\text{II.7})$$

Dans le même temps, la distribution des ions  $NO^+$  approchait, à cet angle, une distribution Maxwellienne, et parallèlement au champ magnétique terrestre elle était Maxwellienne. Est-ce que ce comportement se retrouve avec les simulations numériques Monte-Carlo ?

#### • Distribution des ions $O^+$

Avant d'étudier les distributions 1-D Monte-Carlo suivant la direction  $\phi = 21^\circ$ , nous allons retrouver les résultats de Hubert et al [HUB93] pour les fonctions analytiques.

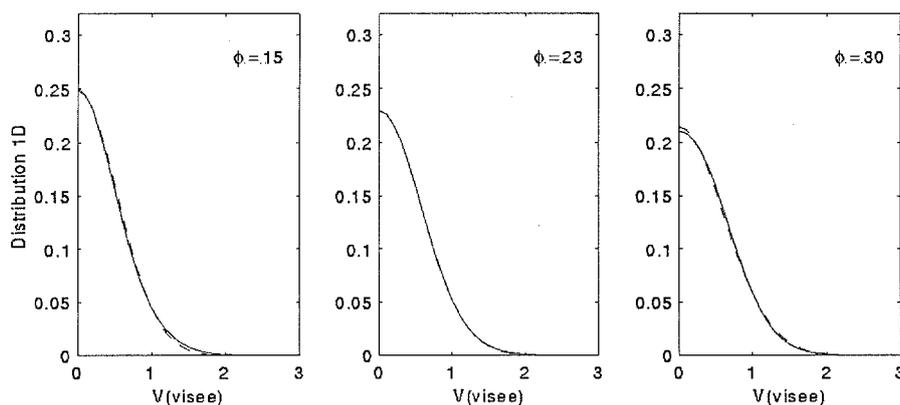


figure II.26 : Fonction de distribution 1-D de l'ion  $O^+$  dans une atmosphère pure d'oxygène, à  $\phi = 15^\circ, 23^\circ$  et  $30^\circ$ , pour un champ électrique de 100 mV/m. La distribution Maxwellienne est représentée par des tirets.

Lorsque nous nous intéressons aux distributions analytiques 1-D suivant la direction  $\phi = 21^\circ$ , construites avec le modèle B de sections efficaces, nous constatons effectivement que les distributions 1-

D sont quasiment Maxwelliennes quelle que soit la composition de l'atmosphère neutre et pour tout champ électrique de 0 à 200 mV/m. Suivant la composition de l'atmosphère neutre, l'angle pour lequel la distribution est une Maxwellienne est légèrement différent de  $21^\circ$ . Par exemple la figure II.26 nous montre à 100 mV/m la distribution 1-D de l'interaction  $O^+-O$  à  $\phi = 15^\circ, 23^\circ$  et  $30^\circ$ . Nous remarquons alors que pour  $15^\circ$  et  $30^\circ$  la distribution est très proche d'une Maxwellienne mais c'est à  $23^\circ$  que la distribution est parfaitement Maxwellienne.

Si l'atmosphère neutre étudiée est composée d'un mélange équivalent d'espèces atomiques O et moléculaires  $N_2$ , l'angle pour lequel la distribution des ions  $O^+$  est la plus proche d'une Maxwellienne est  $30^\circ$  : à  $\phi = 21^\circ$  la distribution reste néanmoins très voisine d'une Maxwellienne, et ceci toujours quel que soit l'intensité du champ électrique. Pour une atmosphère pure d'azote, les distributions 1-D sont quasiment Maxwelliennes pour les angles entre  $0^\circ$  et  $25^\circ$ . Au vu des distributions tracées sur la figure II.27, pour trois atmosphères neutres différentes, nous pouvons supposer que les fonctions de distribution 1-D des ions  $O^+$  sont quasiment Maxwelliennes à cet angle.

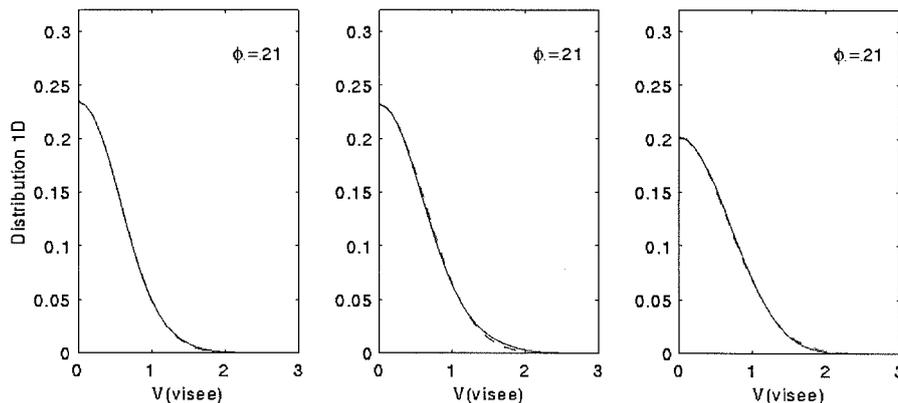


figure II.27 : Fonction de distribution analytique 1-D des ions  $O^+$  pour un champ électrique de 100 mV/m, à  $\phi = 21^\circ$  pour différentes atmosphères neutres ; de gauche à droite ; 100% O, 50% O - 50%  $N_2$  et 100%  $N_2$ . La distribution Maxwellienne est représentée en tirets.

Vérifions si ce comportement se retrouve pour les fonctions numériques.

L'interaction pour laquelle les distributions 1-D sont les plus proches d'une distribution Maxwellienne est  $O^+-N_2$ . La distribution présente alors une forme Maxwellienne pour des angles d'observation allant de  $0^\circ$  jusqu'à  $30^\circ$ , quelle que soit l'intensité du champ électrique. Ensuite lorsque la collision de type échange de charge ( $O^+-O$ ) est présente, la forme de la distribution 1-D autour de  $20^\circ$  est fonction du champ électrique et de la proportion d'oxygène :

- pour 50 mV/m, une distribution Maxwellienne à température  $T\phi$  se rencontre de  $0^\circ$  à  $30^\circ$  quelle que soit la composition de l'atmosphère neutre

- par contre pour 200 mV/m, nous ne retrouvons pas de forme Maxwellienne, aux alentours de  $20^\circ$ , ni pour une atmosphère pure d'oxygène ni pour un mélange d'espèces neutres. La distribution est déjà toroïdale : figure II.28.

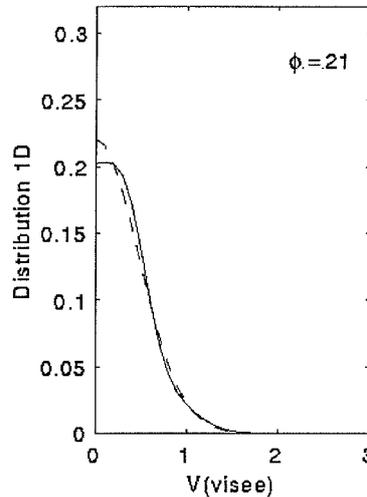


figure II.28 : Fonction de distribution 1-D numérique des ions  $O^+$  dans une atmosphère pure d'oxygène pour un champ électrique de 200 mV/m et à  $\phi = 21^\circ$ .

- pour des champs de 100 - 150 mV/m la distribution 1-D est Maxwellienne pour des angles qui fluctuent entre  $13^\circ$  et  $20^\circ$ , suivant l'intensité du champ et la composition de l'atmosphère. La figure II.29 nous montre les distributions à  $21^\circ$  des ions  $O^+$  pour trois atmosphères. Nous vérifions facilement que l'hypothèse d'une distribution Maxwellienne est satisfaisante.

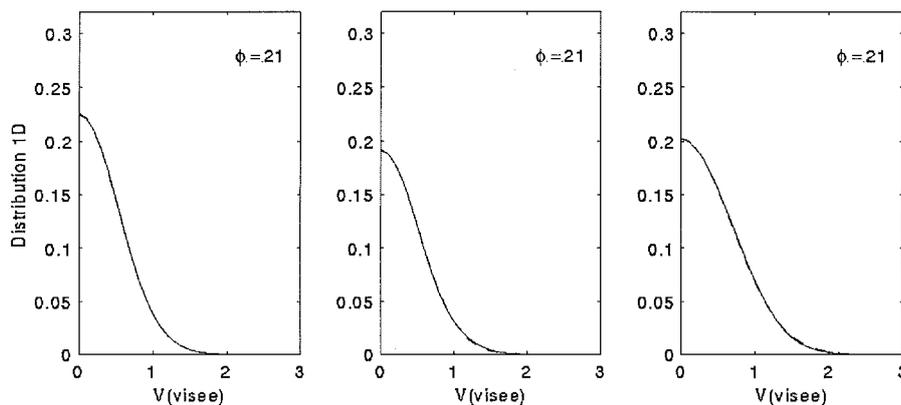


figure II.29 : Fonction de distribution 1-D numérique des ions  $O^+$ , pour un champ électrique de 100 mV/m, à  $\phi = 21^\circ$  et pour trois atmosphères neutres différentes : de gauche à droite, 100%  $O$ , 50%  $O$  - 50%  $N_2$  et 100%  $N_2$ .

Autour de l'angle de  $21^\circ$ , les distributions 1-D des ions  $O^+$ , issues des simulations numériques de Monte-Carlo sont très proches d'une distribution Maxwellienne (figure II.29), pour un champ électrique de 100 mV/m. On retrouve ainsi les résultats énoncés par Hubert et al [HUB93].

• Distribution des ions  $NO^+$

En plus d'une distribution Maxwellienne pour les ions  $O^+$  à  $\phi = 21^\circ$ , Hubert et al [HUB93] annonçaient que la distribution des ions  $NO^+$  devait être pratiquement Maxwellienne à  $\phi = 21^\circ$  et Maxwellienne à  $\phi = 0^\circ$ . Nous retrouvons ces mêmes résultats puisque les distributions 1-D des ions  $NO^+$  des fonctions analytiques, sont parfaitement Maxwellienne à  $\phi = 0^\circ$  pour tout champ électrique et quelle que soit l'atmosphère, et que cette forme perdure encore à  $\phi = 21^\circ$  : figure II.30.

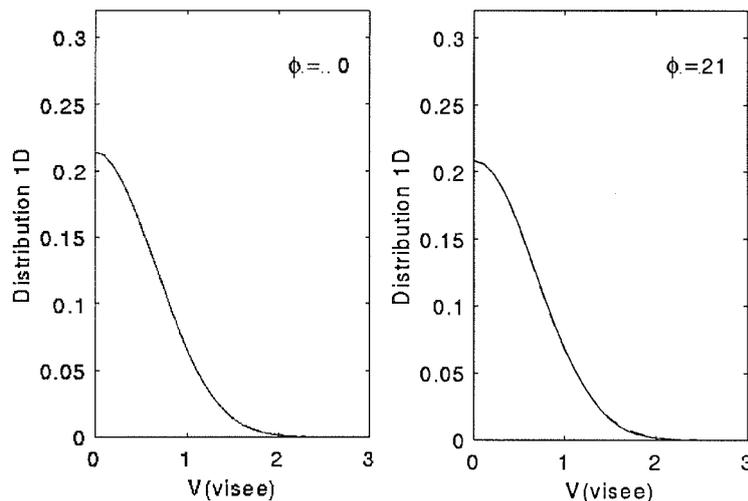


figure II.30 : Fonction de distribution 1-D analytique des ions  $NO^+$  à  $\phi=0^\circ$  et  $\phi=21^\circ$ , pour un champ électrique de 150 mV/m. La distribution Maxwellienne est représentée en tirets.

En ce qui concerne les simulations numériques Monte-Carlo, les distributions 1-D sont dans l'ensemble un peu moins Maxwelliennes que pour les fonctions analytiques. Si pour l'interaction  $NO^+-O$ , nous retrouvons une distribution quasi Maxwellienne jusqu'à  $30^\circ$ , cette limite s'abaisse lorsque l'atmosphère neutre est enrichie en azote : à 100 mV/m, la distribution de  $NO^+-N_2$  est moins Maxwellienne à  $\phi = 21^\circ$ , que pour la distributions  $NO^+-O$ . Mais elle reste cependant dans une limite très acceptable (figure II.31). L'angle pour lequel elle serait la plus proche de la Maxwellienne serait autour de  $15^\circ$ .

Les distributions 1-D Monte-Carlo des ions  $\text{NO}^+$  sont également en accord avec les résultats de Hubert et al [HUB93], à savoir qu'aux faibles angles elles sont proches d'une distribution Maxwellienne.

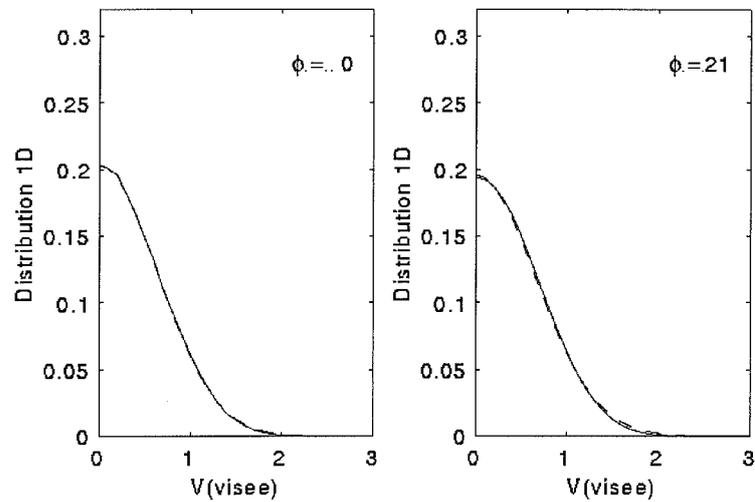


figure II.31 : Fonction de distribution 1-D numérique des ions  $\text{NO}^+$  à  $\phi=0^\circ$  et  $\phi=21^\circ$ , pour un champ électrique de 150 mV/m. La distribution Maxwellienne est représentée en tirets.

→ Les résultats trouvés pour les simulations numériques concernant les distributions des ions  $\text{O}^+$  et  $\text{NO}^+$  (pour des champs électriques de 100 mV/m dans le premier cas et jusqu'à 150 mV/m dans le second cas) viennent ainsi consolider les résultats de la résolution analytique [HUB83]. Ces résultats demanderaient toutefois à être précisés quantitativement afin de déterminer les conséquences sur le calcul des spectres de diffusion incohérente.

## Résumé et conclusion

*L'étude des fonctions de distributions des vitesses ioniques non-Maxwelliennes se justifie par le fait que lorsque d'intenses champs électriques existent au sein de l'ionosphère terrestre, les modèles d'analyse utilisés jusqu'à présent - qui considéraient une distribution Maxwellienne - sont plus valables. C'est pourquoi plusieurs approches se sont développées ces quinze dernières années afin de déterminer la forme de la distribution des vitesses ioniques.*

*Le modèle analytique de fonctions de distributions de D.Hubert [HUB83] est basé sur une expansion polynomiale généralisée de la solution de l'équation de Boltzmann. Quant à Barakat et al. [BAR83] il modélisèrent les fonctions de distribution à partir de simulations numériques qui utilisent la technique de Monte-Carlo. Ces simulations numériques furent ensuite reprises par Winkler et al. [WIN92] qui les améliorèrent en intégrant un modèle de collision plus approprié.*

*Afin d'estimer l'accord entre ces deux approches et par là valider le modèle analytique de D.Hubert, nous avons procédé à une étude comparative de ces deux approches. De cette étude il résulte que globalement le modèle analytique décrit très correctement les simulations numériques :*

*- les formes des distributions 3-D des ions  $O^+$  et  $NO^+$  sont équivalentes tant que l'on ne considère pas de trop forts champs électriques (les différences deviennent importantes à partir d'un champ électrique de 150 mV/m pour l'ion  $NO^+$ , et de 100 mV/m pour l'ion  $O^+$ )*

*- les distributions 1-D restent aussi assez proches, même si parallèlement au champ magnétique les distributions 1-D, des ions  $O^+$  et  $NO^+$ , des simulations numériques sont plus piquées que celles de D.Hubert pour des champs électriques de 100 - 150 mV/m. De plus, nous retrouvons les résultats énoncés par Hubert et al [HUB93], à savoir que les distributions sont proches d'une distribution Maxwellienne aux alentours de  $\phi = 21^\circ$  pour les ions  $O^+$  et de  $\phi = 0^\circ$  pour les ions  $NO^+$ .*

*Un nouveau modèle de sections efficaces de collision, variant en fonction de l'intensité du champ électrique, a également été proposé à partir des résultats numériques. Et à condition de choisir ce nouveau modèle les températures ioniques issues des fonctions analytiques s'accordent assez bien à celles obtenues par simulations numériques.*

*La solution analytique pourra donc être introduite, sans problème majeur, dans le programme standard d'analyse des spectres à diffusion incohérente EISCAT, afin de pouvoir traiter les données enregistrées lors de perturbations magnétiques où le champ électrique n'exède pas 150 mV/m dans le cas de l'ion  $NO^+$  et 100 mV/m dans le cas de l'ion  $O^+$ .*

## Chapitre III

### ANALYSE NON-MAXWELLIENNE

Les spectres de diffusion incohérente - tel que celui présenté dans l'introduction - se déforment lorsque dans l'ionosphère terrestre règne un champ électrique de forte intensité.

L'analyse standard des spectres d'EISCAT disponible aujourd'hui commet systématiquement, en présence de champs électriques, des erreurs sur les paramètres déduits : soit elle les surestime (température ionique), soit au contraire elle les sous-estime (température électronique).

Afin d'étudier l'ionosphère sous de tels champs électriques plusieurs analyses "non-Maxwelliennes" ont vu le jour. Par exemple Raman et al. [RAM81] mirent au point une analyse semi-empirique basée sur la déformation du spectre de diffusion incohérente. Mais l'utilisation de cette analyse [WIN89], [LOC88], [SUV89b] sur données réelles ne permet pas de déduire de manière satisfaisante la composition de l'ionosphère. On peut également citer Kikuchi et al. [KIK89] qui proposèrent de décrire le spectre de diffusion incohérente par la superposition de deux Maxwelliennes.

Nous nous sommes intéressés à une nouvelle analyse : l'idée est de remplacer, dans l'analyse standard d'EISCAT, la fonction de distribution des vitesses ioniques Maxwellienne par la solution polynomiale généralisée. Dans le chapitre précédent, nous avons montré que pour un champ électrique de l'ordre de 100 mV/m, cette approximation était équivalente à celle des simulations Monte-Carlo.

Ce chapitre portera donc sur cette nouvelle analyse non-Maxwellienne, en explicitant dans un premier temps son mode de fonctionnement, et surtout dans une seconde partie en validant notre nouvelle analyse sur plusieurs séries de simulations. Les principaux résultats sont aussi discutés dans les deux publications présentées en annexes.

## III.1 Présentation de l'analyse des spectres d'EISCAT

### III.1.1 Principe de l'analyse standard

Le radar géophysique EISCAT sonde l'atmosphère terrestre en émettant une onde électromagnétique. Cette onde est diffusée par les électrons libres de l'ionosphère et le spectre du signal reçu nous donne des informations sur l'état de l'atmosphère. Le rayonnement rétro-diffusé, capté par les antennes est analysé en étudiant soit la fonction d'autocorrélation, soit le spectre de puissance du signal reçu. Ces deux méthodes sont équivalentes puisque le spectre est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation.

La puissance moyenne  $\langle P_s(R, \omega_s) \rangle$  arrivant sur l'émetteur placé à une distance  $R$  du volume diffusant est proportionnelle à la densité des électrons du volume diffusant dans l'espace de Fourier  $\tilde{n}_e$ , par l'intermédiaire de la fonction de densité spectrale  $S(\vec{k}, \omega)$  qui est définie par [SHE75]:

$$S(\vec{k}, \omega) = \lim \frac{2\gamma}{V_s} \left\langle \frac{|\tilde{n}_e(\vec{k}, \omega - i\gamma)|^2}{n_0} \right\rangle \quad (\text{III.1})$$

où  $\vec{k}$  est la différence entre le vecteur d'onde diffusé et le vecteur d'onde incident  $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$ ,  $\omega$  la différence entre la fréquence de l'onde diffusée et la fréquence de l'onde incidente  $\omega = \omega_s - \omega_i$ ,  $\tilde{n}_e(\vec{k}, \omega - i\gamma)$  la transformée de Fourier spatiale et la transformée de Laplace temporelle de la densité d'électrons et  $V_s$  le volume diffusant.

Il est donc nécessaire d'étudier la fonction  $S(\vec{k}, \omega)$ . Cette fonction décrit les oscillations collectives affectant les électrons, notamment l'onde pseudo-acoustique couplant les ions et les électrons, c'est pourquoi les deux espèces ont une contribution dans la fonction de densité spectrale. Elle s'exprime par :

$$S(\vec{k}, \omega) = 2|H_e / \varepsilon|^2 M_i + 2|1 - (H_e / \varepsilon)|^2 M_e \quad (\text{III.2})$$

où  $\varepsilon = 1 + H_e + H_i$  est la fonction diélectrique du plasma,  $H_e$  et  $M_e$  sont des fonctions relatives aux électrons, dont la distribution de vitesses est supposée Maxwellienne, et  $H_i$  et  $M_i$  des fonctions relatives aux ions. Elles sont données par :

$$H_e = \alpha^2 \left\{ 1 - y_e \exp(-y_e^2) \left[ i\pi^{1/2} + 2 \int_0^{y_e} e^{-y^2} dy \right] \right\} \quad (\text{III.3})$$

$$H_i = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \sum_i \frac{4\pi e^2}{m_i k^2} \int \frac{\bar{k} \cdot \partial f_i / \partial \bar{v}}{[\omega - i\gamma - \bar{k} \cdot \bar{v}]} d\bar{v} \quad (\text{III.4})$$

$$M_e = (\pi^{1/2}/ka) \exp(-y_e^2) \quad (\text{III.5})$$

$$M_i = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \gamma \sum_i \int \frac{f_i / n_i}{[\omega - \bar{k} \cdot \bar{v}]^2 + \gamma^2} d\bar{v} \quad (\text{III.6})$$

avec  $y_e = \omega / ka$  où "a" est la vitesse thermique de l'électron :  $\sqrt{2kT_e / m_e}$

On somme sur toutes les espèces ioniques de masse  $m_i$ , de densité  $n_i$  et de fonction de distribution de vitesses ioniques  $f_i$  et où  $\alpha$  est égal à  $\alpha = 1/k\lambda_D$  avec  $\lambda_D$  la longueur de Debye.

La fonction de distribution  $f_i$  intervient à ce niveau dans le calcul des spectres de diffusion incohérente.

Ce spectre est l'objet de nombreuses études car il nous fournit plusieurs grandeurs atmosphériques comme nous l'indique la figure III.1 :

- sa surface est liée à la densité électronique car elle est proportionnelle au nombre d'électrons qui diffusent,
- sa largeur est une indication de la température ionique, plus exactement du rapport  $\frac{T_i}{m_i}$
- la hauteur des pics traduit le déséquilibre entre la température ionique et la température électronique. Sur la figure III.1a le spectre présente un rapport  $T_e/T_i > 1$  (absence de champ électrique) tandis que le spectre de la figure III.1b présente un rapport  $T_e/T_i = .5$
- le décalage du spectre par rapport à la fréquence d'émission est due au mouvement d'ensemble des ions (effet Doppler).

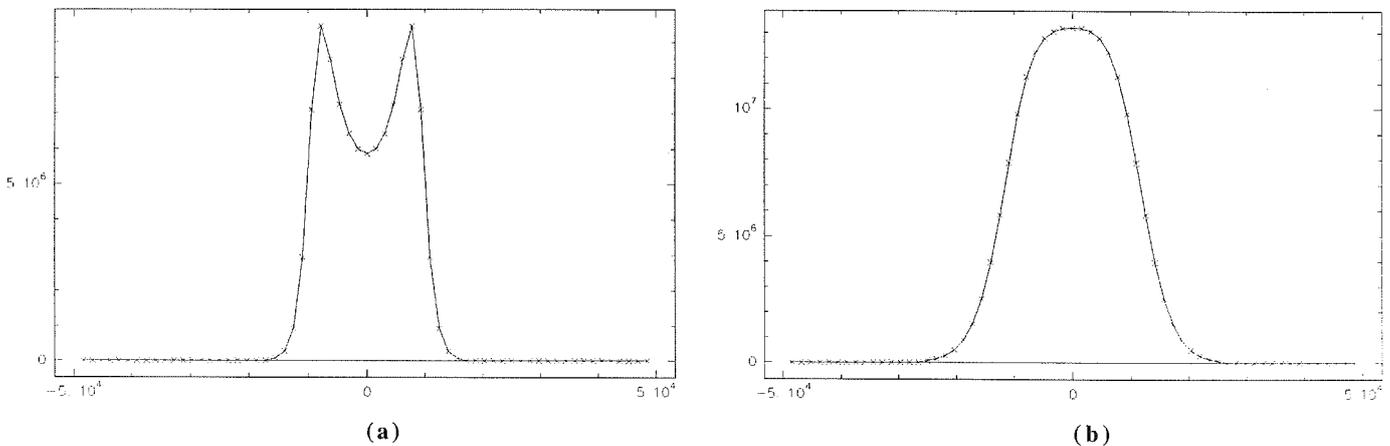
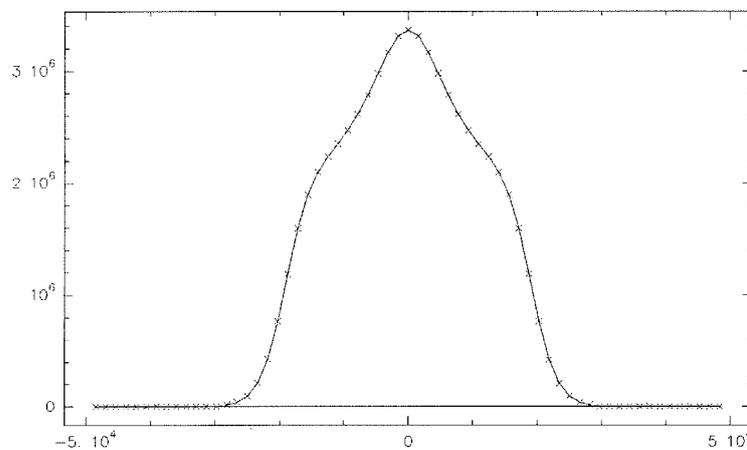


figure III.1 : Spectres classiques de diffusion incohérente d'EISCAT avec deux rapports  $T_e/T_i$  différents

Dans le cas où la fonction de distribution  $f_i$  est Maxwellienne, le spectre de diffusion incohérente peut être calculé analytiquement. Cela est le cas de l'analyse standard d'EISCAT mise au point par G.Lejeune [LEJ79], [LEJ82a] qui consiste en une régression du type « moindres carrés » vers les mesures expérimentales.

Le principe de l'analyse d'EISCAT est de trouver un spectre théorique qui s'ajuste au spectre expérimental. Pour cela l'analyse standard a besoin d'un spectre initial dont les paramètres sont du même ordre de grandeur que les valeurs réelles : ce spectre initial constitue en fait les paramètres d'entrée de l'analyse. Ensuite, l'analyse va chercher à ajuster, par une régression aux moindres carrés, ce spectre au spectre réel en modifiant les valeurs de certains paramètres physiques qui sont les paramètres régressés et que l'on aura auparavant sélectionnés. Le spectre final est alors le résultat de l'analyse, à partir duquel on déduit les paramètres atmosphériques.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, en présence de fort champ électriques, la fonction de distribution des vitesses ioniques devient non-Maxwellienne : le spectre de diffusion incohérente se déforme alors (figure III.2) et l'interprétation Maxwellienne d'un tel spectre non-Maxwellien peut conduire à des erreurs assez importantes [HUB89].



**figure III.2** : Spectre de diffusion incohérente lors de perturbations magnétiques ( $\phi = 70^\circ$ ,  $E=100$  mV/m, ions  $O^+$  )

Hubert et Lathuillere [HUB89] définirent le domaine de validité d'une interprétation bi-Maxwellienne sur des spectres non-Maxwelliens en fonction du paramètre  $D'$  et de la direction d'observation, pour chaque ion :  $O^+$  et  $NO^+$  (figure III.3).

Nous constatons, en ce qui concerne les ions  $O^+$ , que pour  $D' = 0.8$  ( $E = 38$  mV/m) l'interprétation bi-Maxwellienne est déjà mauvaise aux grands angles ( $\phi > 75^\circ$ ) ; cette limite s'élevant à  $D' = 1.8$  ( $E = 85$  mV/m) parallèlement au champ magnétique. Pour les ions  $NO^+$ , l'interprétation Maxwellienne

est valable à des champs électriques plus intenses : elle commence à être insuffisante aux grands angles pour  $D' = 1.2$  ( $E = 57$  mV/m) et parallèlement au champ magnétique pour  $D' = 2$  ( $E = 94$  mV/m).

Lathuillere et Hubert [LAT89] ont montré que lorsque l'on considérait un mélange d'ions  $O^+$  et  $NO^+$ , les températures étaient mal estimées à partir de champs électriques de 25 mV/m.

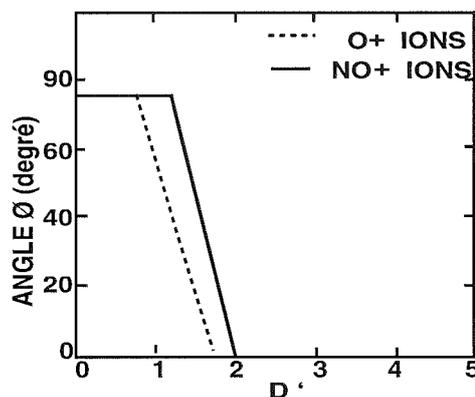


figure III.3 : Domaine de validité de l'interprétation bi-Maxwellienne en fonction de la nature de l'ion, du champ électrique et de la direction d'observation. D'après [HUB89].

C'est pourquoi nous avons choisi de remplacer la fonction de distribution des ions, jusqu'à présent Maxwellienne, par une distribution non-Maxwellienne et plus particulièrement par l'approximation polynomiale généralisée étudiée au chapitre précédent. L'implantation de cette fonction de distribution restreint le domaine d'application : elle est alors valable à des altitudes comprises entre 150 km et 300 km où les interactions ions-ions et ions-électrons sont négligeables. Ceci nous amène à considérer les espèces ioniques  $O^+$  et  $NO^+$  et une atmosphère neutre composée d'oxygène atomique et d'espèces moléculaires ( $N_2$  et  $O_2$ ).

De plus, de part les résultats du chapitre précédent, nous savons que notre analyse, basée sur l'approximation polynomiale généralisée, est valable jusqu'à des champs électriques de 100 mV/m lorsque nous étudions les ions  $O^+$  et jusqu'à 150 mV/m pour les ions  $NO^+$ .

D'autres études ont, je le rappelle, déjà été menées avec l'hypothèse d'une distribution non-Maxwellienne pour les vitesses ioniques : notamment Raman et al. [RAM81] qui par une méthode semi-empirique (cf. chapitre I.3) déterminèrent les caractéristiques de l'ionosphère lors d'une perturbation magnétique. Mais, comme nous le verrons par la suite, l'analyse de Raman et al. connaît quelques restrictions notamment en ce qui concerne la composition ionique et pour de faibles angles de visée.

### III.1.2 Paramètres de l'analyse non-Maxwellienne

L'approximation polynomiale généralisée [HUB83] a été exposée au chapitre I.1, c'est pourquoi nous ne reviendrons pas sur celle-ci. Nous rappellerons uniquement les conclusions, à savoir qu'elle est entièrement définie lorsque les grandeurs physiques suivantes sont connues :

- la vitesse différentielle  $V_{diff} = |\bar{v}_i - \bar{v}_n|$  directement reliée au paramètre  $D''$  présenté en I.1, par :
 
$$D'' = \frac{|\bar{v}_i - \bar{v}_n|}{2kT_n / m_i}$$
- la température des espèces neutres  $T_n$
- la composition de l'atmosphère neutre, par le biais du rapport de densités neutres  $\frac{([N_2] + [O_2])}{[O]}$  que nous dénommerons par la suite  $R_{an}$ , qui intervient dans le rapport de fréquence de collision  $\frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}$  rencontré dans le calcul de la température ionique (chapitre I.1).

Rappelons le problème rencontré lors du calcul de la température ionique avec les fréquences de collisions ion-neutre et plus particulièrement la fréquence de collision  $\nu_{O^+ \cdot O}$ . Au chapitre I.1, nous avons vu que cette fréquence de collision dépendait de la température ionique  $T_{O^+}$  (équation I.23).

Lors de l'analyse des spectres, l'un des premiers paramètres physiques que l'on cherche à déduire est justement la température ionique. Or dans notre analyse "non-Maxwellienne", cette température (pour l'ion  $O^+$ ) sera fonction de la fréquence de collision  $\nu_{O^+ \cdot O}$  qui dépend justement de  $T_{O^+}$  ! Nous voyons que ce problème de dépendance croisée va nous obliger à approximer  $T_{O^+}$ . Le fait que le calcul des fréquences de collision n'est pas auto-cohérent constitue une limitation à notre analyse non-Maxwellienne.

En plus de ces trois paramètres nécessaires à la détermination de la fonction de distribution non-Maxwellienne, l'analyse des spectres de diffusion incohérente dépend également de la densité électronique  $N_e$ , de la température électronique  $T_e$  et de la composition ionique de l'ionosphère  $[O^+]/N_e$  notée  $Comp$ .

Ainsi l'analyse non-Maxwellienne est fonction de ces six paramètres plus ou moins liés les uns aux autres. De plus, il ne faut pas oublier la vitesse ionique  $v_i$  qui est responsable du décalage du spectre (effet Doppler) par rapport à la fréquence d'origine (ce paramètre, dans la suite de notre étude, ne sera pas pris en compte dans le calcul du nombre de paramètres) et l'angle  $\phi$  entre la visée radar et le champ magnétique terrestre qui intervient lors de la prise en compte de la distribution 1D (suivant la ligne de visée) de la fonction de distribution  $f_i$ .

Afin d'apprécier la différence entre l'analyse "Maxwellienne" et l'analyse "non-Maxwellienne" le tableau III.1 résume pour les deux analyse les paramètres nécessaires à la détermination du spectre de diffusion incohérente.

ANALYSE STANDARD	ANALYSE "NON-MAXWELLIENNE"
Densité électronique : <b>Ne</b>	Densité électronique : <b>Ne</b>
Température électronique : <b>Te</b>	Température électronique : <b>Te</b>
Température ionique : <b>Ti<math>\phi</math></b>	Température neutre : <b>Tn</b>
	Vitesse différentielle : <b>Vdiff</b>
	Composition atmosphère neutre : <b>Ran</b>
Composition ionique : <b>Comp</b>	Composition ionique : <b>Comp</b>
+ vitesse ionique (Doppler)	+ vitesse ionique (Doppler)

**Table III.1** : Paramètres mis en jeu pour les deux analyses

*Remarque* : Notons au passage une différence entre l'analyse standard et l'analyse non-Maxwellienne : pour l'analyse classique, les températures ioniques le long de la ligne de visée sont des paramètres sur lesquels une régression est possible, alors que dans notre nouvelle analyse les températures ioniques sont entièrement définies par l'équation I.23.

Parmi l'ensemble des paramètres cités ci-dessus, certains sont déterminés par les conditions expérimentales elles-mêmes. Il s'agit de l'angle  $\phi$  qui est fixé par la géométrie de l'expérience, et du rapport de densités neutres  $Ran$  qui est donné par les conditions locales de l'atmosphère neutre à l'instant de l'enregistrement. Ces deux paramètres, calculés pour chaque spectre, seront fixes dans l'analyse non-Maxwellienne. Par contre, les cinq autres paramètres - la densité électronique, les températures neutre et électronique, la vitesse différentielle et la composition - sont à déterminer par la régression aux moindres carrés de l'analyse non-Maxwellienne.

↪ *Le but de ce chapitre est d'étudier le comportement de l'analyse non-Maxwellienne sur des simulations lorsque nous choisissons de régresser sur un ensemble de paramètres plutôt qu'un autre, avec également une étude de sensibilité aux modèles utilisés dans cette analyse - modèle d'atmosphère neutre et modèle de sections efficaces de collision - afin de mettre au point, dans un second temps, une stratégie d'analyse pour l'étude des spectres de diffusion incohérente d'EISCAT.*

## III.2 Test de l'analyse non-Maxwellienne sur simulations

### III.2.1 Principe des simulations

Théoriquement, l'analyse non-Maxwellienne permet une régression simultanée sur les cinq paramètres cités ci-dessus, mais le bruit présent sur les données réelles rend la convergence très difficile et même impossible dans certains cas. Pratiquement, seules les régressions à trois ou quatre paramètres sont susceptibles de converger et nous nous intéresserons uniquement à ces types de régressions par la suite.

Pour tester notre analyse nous avons généré un jeu de fonctions d'autocorrélation (l'analyse est basée sur la fonction d'autocorrélation et non pas sur le spectre lui-même) avec différentes valeurs cohérentes des paramètres atmosphériques, pour différents angles  $\phi$  entre le champ magnétique et la direction de visée. On fait varier :

- la composition ionique de 100% d'ions  $\text{NO}^+$  (Comp=0) à 100% d'ions  $\text{O}^+$  (Comp=1)
- la température électronique de 1000 K à 3000 K
- la température des espèces neutres de 500 K à 1500 K
- la vitesse différentielle de  $500 \text{ m.s}^{-1}$  - ce qui correspond à un champ électrique de  $23 \text{ mV/m}$  - à  $2500 \text{ m.s}^{-1}$  -  $E = 115 \text{ mV/m}$  - (les valeurs du champ électrique sont calculées en supposant que la vitesse des espèces neutres est nulle)
- la densité électronique est fixée à  $2 \cdot 10^{11}$  particules par mètre cube.

Les fonctions de distribution 1D sont considérées suivant différentes directions : parallèlement à  $\vec{B}$  à très grand angle -  $\phi = 70^\circ$  - et dans deux directions intermédiaires que nous déterminerons par la suite.

De plus pour travailler dans des conditions se rapprochant le plus de la réalité physique, toutes nos fonctions d'autocorrélation sont artificiellement bruitées par une fonction de bruit aléatoire. Le bruit étant choisi de manière à ce qu'il soit équivalent à celui présent sur les spectres standard d'EISCAT, qui en général en région F présentent un bon rapport signal à bruit. Sur la figure III.4(a) le spectre et sa fonction d'autocorrélation ne sont pas bruités tandis que dans le cas III.4(b) ils le sont.

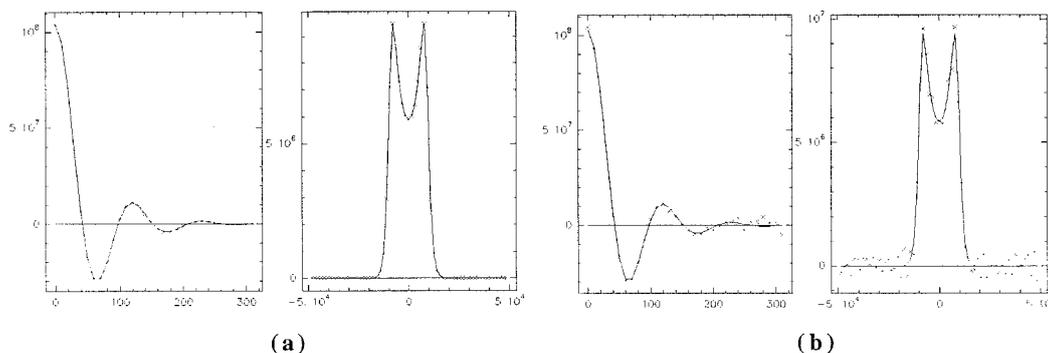
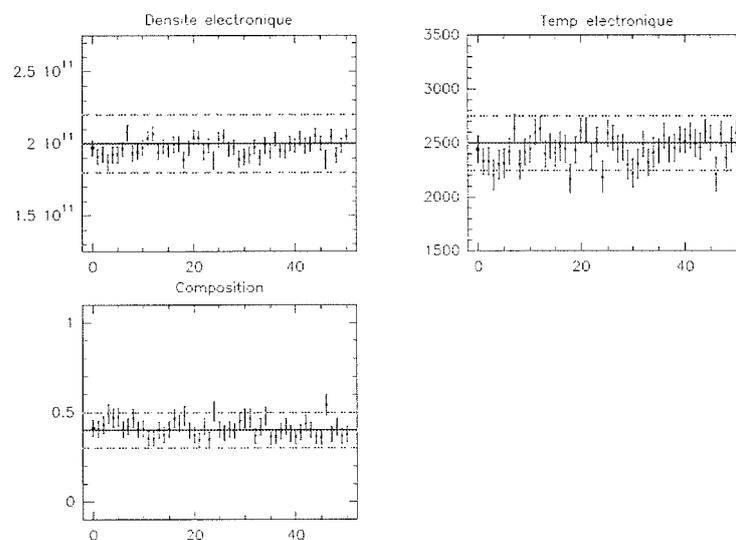


figure III.4 : Spectre de diffusion incohérente et sa fonction d'autocorrélation : (a) non bruités, (b) bruités.

Le bruit est ajouté de façon aléatoire à la fonction d'autocorrélation ce qui nous oblige pour chaque régression testée à considérer plusieurs fonctions d'autocorrélation bruitées (ici 50 réalisations de bruit différentes) et à calculer les valeurs moyennes sur ces différentes réalisations pour chaque paramètre régressé. La figure III.5 nous montre un exemple de calcul pour la régression à trois paramètres {Ne Te Vdiff} : les croix représentent les valeurs estimées des paramètres, pour chaque réalisation et avec leur incertitude (erreur sur le résultat du calcul), la ligne continue la valeur exacte de chaque paramètre (c'est à dire la valeur vers laquelle l'analyse doit converger), les lignes pointillées sont à  $\pm 10\%$  de la valeur exacte et le carré (1<sup>ère</sup> estimation) donne la valeur moyenne sur les différentes estimations avec également sa barre d'erreur associée. Dorénavant pour tous les résultats présentés dans ce chapitre sur les simulations, chaque valeur sera en fait une moyenne sur les cinquante réalisations de bruit indépendantes.

Pour toute régression effectuée lors des simulations nous procéderons comme suit :

- dans un premier temps nous choisirons la régression à tester,
- nous effectuerons cinquante fois la régression sélectionnée avec des réalisations de bruit différentes et calculerons la valeur moyenne pour chaque paramètre régressé,
- nous comparerons enfin les valeurs données par cette analyse aux valeurs exactes et en tirerons les conclusions sur la convergence de la régression.



**figure III.5** : Résultats de la régression à trois paramètres {Ne Te Vdiff} pour 50 réalisations avec un bruit aléatoire différent.

Avant de commencer l'étude des différentes régressions nous présentons sur la figure III.6 un exemple d'évolution d'une régression à trois paramètres sur simulation afin d'avoir un aperçu de la méthode. Nous avons ici considéré un spectre ayant les caractéristiques suivantes : température électronique de 3500 K, composition ionique de 100% d'oxygène (Comp = 1). Le spectre

correspondant aux conditions initiales de la régression est représenté en rouge, les spectres intermédiaires sont dessinés en vert et bleu et le spectre final (résultat de la régression) en noir : le but étant de se rapprocher le plus possible des données simulées (par la suite des données réelles) matérialisées par les croix.

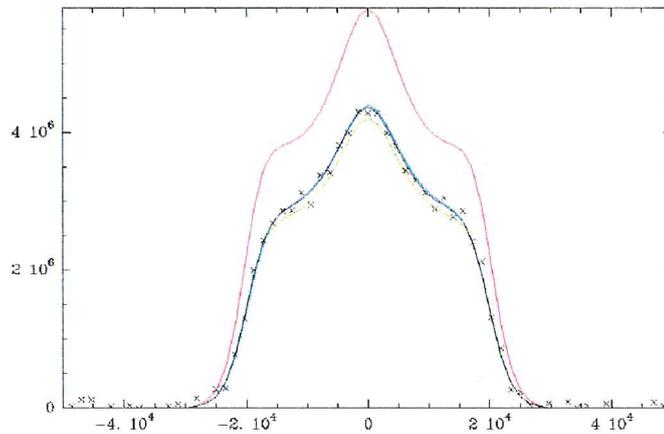


figure III.6 : Évolution de la régression à trois paramètres {Ne Te Comp} sur un spectre non-Maxwellien.

### III.2.2 Régression à trois paramètres

L'analyse standard d'EISCAT (incluant la fonction de distribution Maxwellienne) régresse sur les trois paramètres que sont la densité électronique, la température électronique et la température ionique. Nous allons reprendre dans un premier temps le même schéma et nous intéresser à des régressions comportant trois paramètres, soit l'ensemble des 6 régressions suivantes : {Ne Te Tn}, {Ne Te Vdiff}, {Ne Te Comp}, {Ne Tn Vdiff}, {Ne Tn Comp} et {Ne Vdiff Comp}.

Chaque paramètre atmosphérique va faire l'objet d'une variation dans la gamme des valeurs mentionnées précédemment et à chacune de ces valeurs l'ensemble des six régressions possibles à trois paramètres cité ci-dessus va être étudié. Pour une moitié des régressions, le paramètre ainsi sélectionné sera donc un paramètre fixé et pour la seconde moitié il prendra part à la régression.

Par exemple lorsque nous nous intéressons à la régression {Ne Te Vdiff} la température des espèces neutres Tn ainsi que la composition ionique, Comp, sont fixées à une certaine valeur : lors des simulations elles seront fixées à la valeur utilisée pour générer le spectre sur lequel nous effectuons la régression, par contre lorsque nous analyserons des données réelles cela implique que nous devons avoir une connaissance a priori des paramètres que l'on fixe.

Dans un prochain paragraphe nous ferons justement une étude de sensibilité aux paramètres que l'on fixe toujours, c'est à dire, entre autre, à la composition de l'atmosphère neutre.

Notons aussi dans ce paragraphe que :

- la direction de visée fait un angle de  $70^\circ$  par rapport au champ magnétique (sauf mention contraire) car c'est aux grands angles que le caractère non-Maxwellien est le plus présent.

- les modèles utilisés dans l'analyse sont : le modèle B de St-Maurice and Schunk [SMT77] pour les sections efficaces de collisions, et pour le rapport de densités neutres nous choisissons  $R_n = 0.3$  (la densité des atomes d'oxygène est trois fois supérieure à celle des molécules d'azote : typiquement rencontré vers une altitude de 300 km).

• Étude en fonction du champ électrique

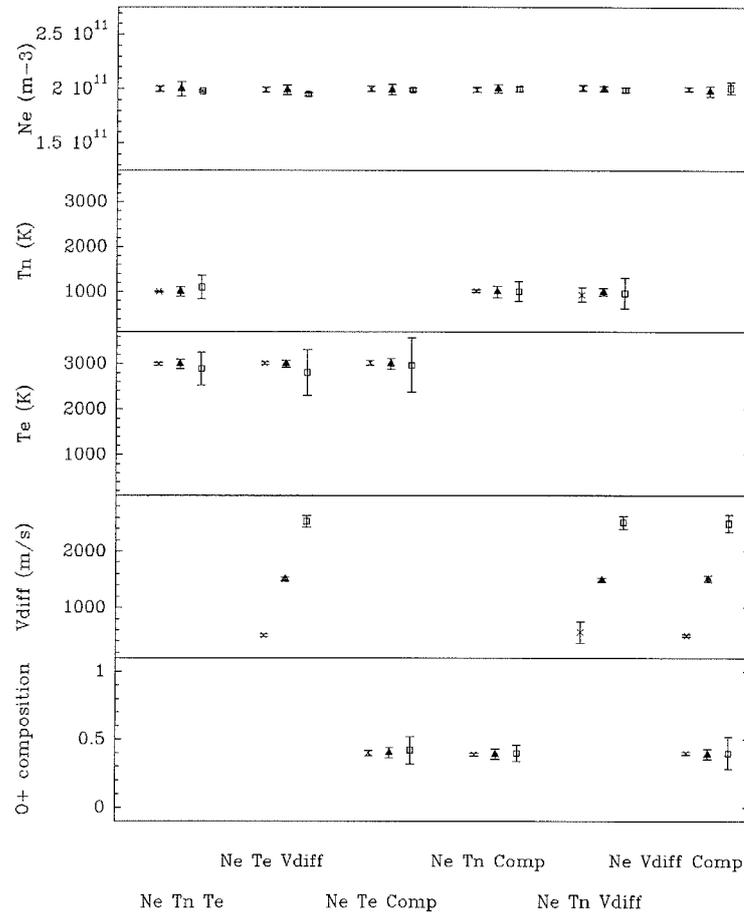
Le premier paramètre que nous choisissons de faire varier est la vitesse différentielle. En effet, la distribution des vitesses ioniques est très sensible à ce paramètre (c'est à dire au champ électrique). Nous nous plaçons dans des conditions équivalentes à celle d'un champ électrique proche de 80 mV/m ce qui nous conduit à une vitesse différentielle de l'ordre de  $1500 \text{ m.s}^{-1}$  (en considérant que la vitesse des espèces neutres est nulle), puis à un champ électrique plus modeste 25 mV/m et à l'inverse à très fort champ électrique 120 mV/m (respectivement 500 et  $2500 \text{ m.s}^{-1}$ ).

La figure III.7 nous montre le résultat de chaque régression pour les trois valeurs de vitesse différentielle sélectionnées. Nous rappelons ici que chaque valeur est la moyenne sur cinquante réalisations de bruit aléatoire, avec sa barre d'erreur associée. La densité électronique est égale à  $2 \cdot 10^{11}$  particules  $\text{m}^{-3}$ , la température neutre à 1000 K, la température électronique à 3000 K et la composition ionique à 40 % d'ions atomiques  $\text{O}^+$ .

Au vu de ces résultats, obtenus pour les trois valeurs du paramètre  $V_{\text{diff}}$ , il en résulte que plus la valeur de  $V_{\text{diff}}$  est faible (c'est à dire pour des périodes faiblement perturbées) meilleure est la convergence des différentes régressions : les valeurs estimées sont proches des valeurs exactes mais surtout les incertitudes sont moins importantes. Ainsi pour  $V_{\text{diff}} = 500 \text{ m.s}^{-1}$  les valeurs déterminées sont toutes dans une barre d'erreur inférieure à 5%. Mais lorsque nous considérons des vitesses différentielles de  $2500 \text{ m.s}^{-1}$  bien que l'ensemble des régressions convergent elles présentent néanmoins des incertitudes beaucoup plus importantes et il est impossible d'estimer les températures - aussi bien électronique que celle des espèces neutres - et la composition ionique avec une précision inférieure à 10%. Plus la valeur de la vitesse différentielle est élevée, moins la convergence des régressions à trois paramètres est bonne.

Nous constatons également, que les régressions dans lesquelles  $V_{\text{diff}}$  est présent ne se distinguent pas de celles où il est fixe (la convergence est identique), si ce n'est le cas de la régression  $\{\text{Ne } T_n V_{\text{diff}}\}$  qui pour de faibles champs électriques ( $V_{\text{diff}} = 500 \text{ m.s}^{-1}$ ) montre des incertitudes de l'ordre de 10% sur la température neutre et 35 % sur la vitesse différentielle. En effet, lorsque nous régressons sur ces trois paramètres, nous cherchons à ajuster la largeur du spectre car la température ionique, corrélée à cette largeur, est donnée par  $T_i = T_n \left(1 + \frac{2}{3} V_{\text{diff}}^2\right)$ . Donc lorsque l'on effectue la régression  $\{\text{Ne}, T_n, V_{\text{diff}}\}$ ,

c'est la température  $T_i$  qui va s'ajuster tout en laissant une certaine marge d'erreur sur la valeur du couple  $(T_n, V_{diff})$  : si on commet une erreur sur  $T_n$ , cela entraînera automatiquement une erreur sur  $V_{diff}$ . Cette régression donne ensuite de meilleurs résultats pour un champ électrique intermédiaire ( $V_{diff}=1500 \text{ m.s}^{-1}$ ).



**figure III.7** : Résultats des simulations pour la fonction d'autocorrélation où  $Ne = 2.10^{11} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_n = 1000 \text{ K}$ ,  $Te = 3000 \text{ K}$ ,  $Comp = 0.4$  et pour différentes vitesses différentielles : les croix correspondent à  $V_{diff} = 500 \text{ m.s}^{-1}$ , les triangles à  $1500 \text{ m.s}^{-1}$  et les carrés à  $2500 \text{ m.s}^{-1}$ .  $\phi = 70^\circ$ .

Si maintenant la composition de l'ionosphère est de 80% d'ions  $O^+$  au lieu de 40% (physiquement à plus haute altitude) le comportement des régressions est similaire. Nous observons seulement que cette fois-ci la régression  $\{Ne \ Te \ Comp\}$  devient moins bonne que  $\{Ne \ Te \ V_{diff}\}$  et ce d'autant plus que l'intensité du champ électrique est grande : en effet pour  $V_{diff} = 1500 \text{ m.s}^{-1}$  les erreurs sont respectivement pour  $Ne$ ,  $Te$  et la composition ionique de 6%, 18% et 19% et pour  $V_{diff} = 2500 \text{ m.s}^{-1}$  de 15%, 40% et de 22%.

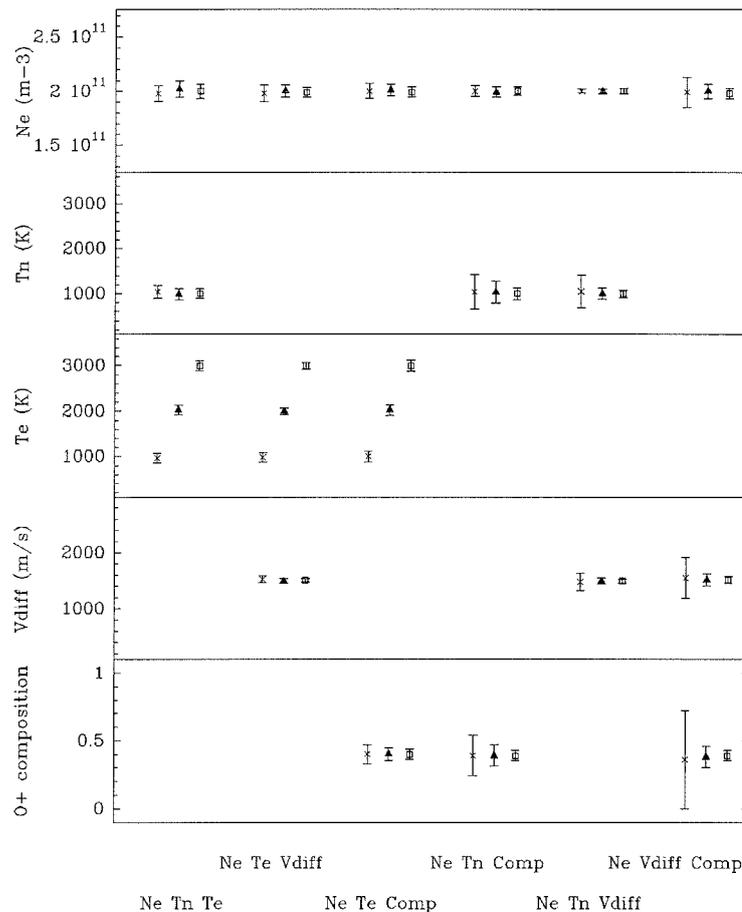
→ Lors de ce premier test, effectué pour de grands angles, nous concluons que de façon générale les six régressions à trois paramètres convergent très bien pour des valeurs de  $V_{diff}$  inférieures ou égales à  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ , soit pour des champs électriques inférieurs à  $75 \text{ mV/m}$ . Lorsque l'intensité du champ électrique est plus élevée la convergence est moins bonne et les incertitudes trop importantes pour donner des résultats satisfaisants. Ce comportement se retrouve aussi bien pour une faible proportion d'ion  $O^+$  que pour une ionosphère composée principalement d'ions  $O^+$ , avec cependant une petite exception pour la régression {Ne Te Comp} qui ne donne pas de bonnes estimations à composition d'ion  $O^+$  élevée. Il faut rappeler que nous sommes dans ce cas à la limite d'applicabilité de notre analyse.

- Étude en fonction des températures neutre et électronique

Revenons maintenant à une vitesse différentielle constante égale à  $1500 \text{ m.s}^{-1}$  et étudions le comportement des régressions lorsque la température électronique est égale successivement à 1000 K, 2000 K et 3000 K. Les autres paramètres ayant des valeurs identiques à celles du paragraphe précédent. Les résultats sont présentés, de manière analogue à une variation de la vitesse différentielle, sur la figure III.8.

Nous constatons que pour un même couple ( $T_n$ ,  $V_{diff}$ ) fixé - ici ( $1000 \text{ K}$ ,  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ ) -, c'est à dire pour une largeur de spectre fixée, toutes les régressions présentent de meilleurs résultats pour une température électronique élevée. Pour une température de 3000 K, les estimations sont même excellentes puisque tous les paramètres atmosphériques sont déduits avec une incertitude inférieure à 5%, et ceci quelle que soit la régression effectuée : seule la température des espèces neutres est obtenue avec une erreur relative proche de 10%, mais ceci est dû au fait que la température neutre est faible devant la température électronique ( $T_n = 1/3 T_e$ ) car nous avons pour les deux températures la même erreur absolue ( $\Delta T_n = \Delta T_e$ ). Par contre pour des températures électroniques plus faibles ( $T_e = 1000 \text{ K}$ ), nous dégagons trois régressions qui déterminent les résultats avec une bonne précision, alors que les trois autres régressions présentent de grandes barres d'erreur : jusqu'à 90% pour la composition ionique et la vitesse différentielle, lors de la régression {Ne  $V_{diff}$  Comp} avec  $T_e = 1000 \text{ K}$ . Plus la température  $T_e$  est faible, et plus la caractéristique des doubles pics apparaît. Ainsi il est plus facile de régresser sur un spectre présentant une bosse centrale ( $T_e$  faible) qu'un spectre présentant deux pics prononcés ( $T_e$  élevé).

Nous remarquons aussi que les trois régressions qui donnent les meilleurs estimations des paramètres sont celles qui régressent sur la température électronique : {Ne  $T_n T_e$ }, {Ne  $T_e V_{diff}$ } et {Ne  $T_e$  Comp}. Chacune de ces trois régressions ajuste les 3 caractéristiques du spectre : sa surface par Ne, la hauteur des pics par  $T_e$  et la largeur du spectre soit par  $T_n$  et  $V_{diff}$ , qui modifient la température ionique, soit par Comp, qui joue directement sur la masse des ions  $m_i$  (donc du rapport  $T_i/m_i$ ).



**figure III.8** : identique à III.7 avec une vitesse différentielle égale à  $1500 \text{ m.s}^{-1}$  et différentes températures électroniques : les croix correspondent à  $T_e = 1000 \text{ K}$ , les triangles à  $2000 \text{ K}$  et les carrés à  $3000 \text{ K}$ .  $\phi = 70^\circ$ .

Un deuxième paramètre physique à mettre en parallèle avec la température électronique est la température des espèces neutres. La valeur de la température des neutres peut être estimée par le modèle d'atmosphère neutre MSIS90 [HED91] : nous la ferons ici varier de  $1000 \text{ K}$  à  $2000 \text{ K}$  (gamme de variation du maximum de la région F), et prendrons le couple  $(T_e, V_{\text{diff}})$  égal à  $(3000 \text{ K}, 1500 \text{ m.s}^{-1})$ . Nous nous apercevons alors, (résultats non présentés) que le comportement de l'analyse en fonction de la température neutre est inverse à celui obtenu avec la température électronique. La tendance est à une détérioration des résultats lorsque la température neutre passe de  $1000 \text{ K}$  à  $2000 \text{ K}$ . Ainsi pour cet exemple, toutes les régressions présentent, pour  $T_n = 1000 \text{ K}$ , des incertitudes inférieures à  $5\%$  (seule la température des neutres est dans une barre d'erreur aux alentours de  $10\%$ ), alors que pour  $T_n = 2000 \text{ K}$ , la moitié des régressions donne des estimations avec moins de précision : environ  $10\%$  sur la composition ionique et la vitesse différentielle, et  $15\%$  sur la température neutre.

Pour la seconde partie des régressions, les valeurs trouvées restent bonnes avec une imprécision légèrement plus forte que pour  $T_n = 1000 \text{ K}$  :  $6\%$  au lieu de  $4\%$  sur les températures électroniques. Par contre nous retrouvons, comme précédemment, que les trois meilleures régressions sont celles que nous

avons déjà remarquées lorsque nous faisons varier  $T_e$  : il s'agit de  $\{Ne\ T_n\ T_e\}$ ,  $\{Ne\ T_e\ V_{diff}\}$  et  $\{Ne\ T_e\ Comp\}$ .

Ainsi, l'étude de l'ensemble des régressions à trois paramètres nous montre que le comportement de l'analyse est équivalent si la température électronique augmente ou si la température des espèces neutres diminue : la convergence des différentes régressions sera donc un compromis entre ces deux résultats en fonction de la valeur des deux températures.

En fait, nous notons que c'est le rapport  $T_e/T_n$  qui joue un rôle plus important que les températures elles-mêmes, dans le comportement des régressions. Plus ce rapport est proche de l'unité, c'est à dire lorsque les deux températures s'égalent, plus les résultats sont mauvais. Nous retrouvons une conclusion similaire à celle de [HUB89] qui constatèrent que le rapport des températures  $T_e/T_i$  ( $T_i$  étant la température ionique) avait un rôle fondamental, et non pas l'une ou l'autre de ces températures prise individuellement. Au dessus d'une valeur critique de ce rapport, l'erreur commise par une interprétation Maxwellienne d'un spectre non-Maxwellien devenait importante.

↳ *L'étude en fonction d'une variation des températures neutre et électronique nous aura permis de constater que le comportement des régressions ne dépend pas de la valeur d'une des températures mais en fait du rapport  $T_e/T_n$ . Plus ce rapport est élevé, meilleure est la convergence. De plus il ressort qu'il y a toujours trois régressions qui donnent de bons, voir d'excellents résultats, quelle que soit la valeur du rapport  $T_e/T_n$  : ce sont celles qui régressent sur la température électronique :  $\{Ne\ T_e\ T_n\}$ ,  $\{Ne\ T_e\ V_{diff}\}$  et  $\{Ne\ T_e\ Comp\}$ .*

#### • Étude en fonction de la composition de l'ionosphère

Regardons maintenant comment se comportent les différentes régressions en fonction de la composition ionique (nous rappelons ici que notre paramètre  $Comp$  est la composition en ion  $O^+$  :  $Comp = [O^+]/Ne$ ). Nous considérons des atmosphères plus ou moins perturbées avec une vitesse différentielle successivement égale à 500 m.s<sup>-1</sup>, 1500 m.s<sup>-1</sup> et 2500 m.s<sup>-1</sup> en faisant, pour chaque valeur de la vitesse différentielle, varier la composition de 0% à 100% d'ion  $O^+$ . La figure III.9 nous montre la convergence des six régressions pour  $V_{diff} = 1500$  m.s<sup>-1</sup>. Nous remarquons tout de suite que toutes les régressions donnent des résultats avec une bonne précision - 3% à 4% sur les températures, 5% sur la vitesse différentielle et  $\pm 0.05$  sur les compositions - sauf la régression  $\{Ne\ T_e\ Comp\}$  qui pour une atmosphère composée principalement d'ions  $O^+$  ( $Comp > 0.8$ ) présente de fortes incertitudes : 15% sur les températures électroniques, 10% sur les densités électroniques et 0.15 sur les compositions (30%).

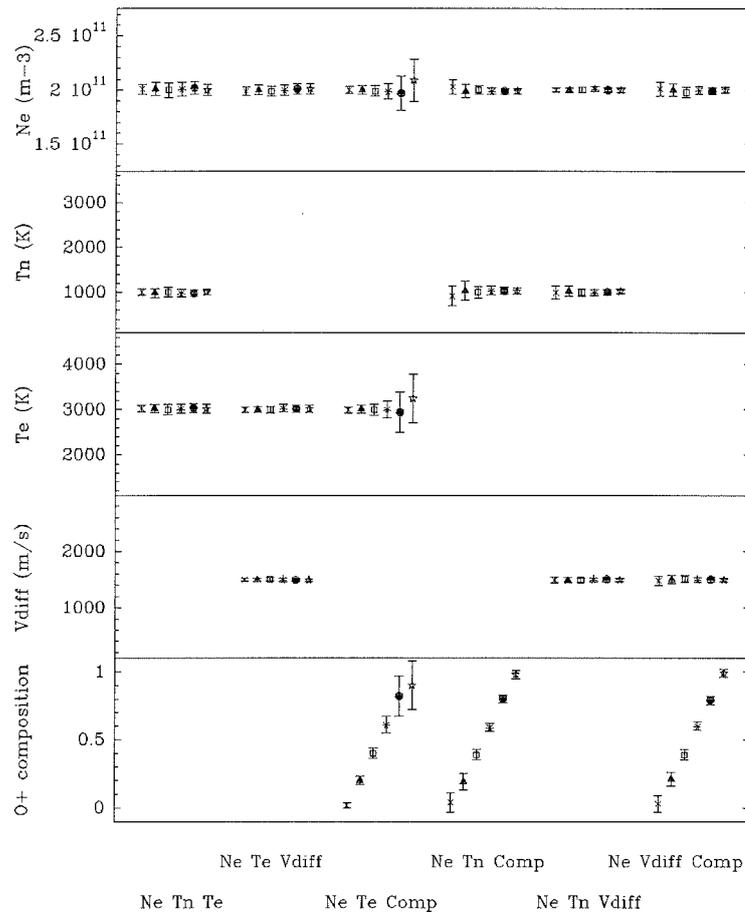


figure III.9 : identique à III.7 avec une vitesse différentielle de  $1500 \text{ m.s}^{-1}$  et avec différentes compositions ioniques allant de 0 % à 100 % d'ions  $\text{O}^+$  par pas de 20%.  $\phi = 70^\circ$ .

Lorsque la vitesse différentielle est plus importante - résultats non présentés ici -, le comportement en fonction de la composition ionique est identique : la régression {Ne Te Comp} estime les paramètres physiques avec de plus grandes incertitudes, tandis que les autres régressions sont capables de déduire correctement les valeurs des fonctions d'autocorrélation simulées.

→ *Quelle que soit la valeur de la vitesse différentielle, la composition en ion  $\text{O}^+$  de l'atmosphère n'influence en aucune manière la convergence des régressions à trois paramètres. Toutes donnent de bonnes estimations à l'exception de {Ne Te Comp} qui à forte composition en ion  $\text{O}^+$  (Comp = 0.8 et 1.0) et à forts champs électriques ( $V_{\text{diff}} > 1500 \text{ m.s}^{-1}$ ) présente d'importantes plages d'erreur.*

- Étude en fonction de l'angle  $\phi$

Toutes les simulations effectuées jusqu'à présent l'étaient pour un angle  $\phi$  égal à  $70^\circ$ . Nous nous intéresserons maintenant à des directions d'observation différentes et bien particulières, mais qui néanmoins "balayent" tout l'espace des possibilités. Cette étude à tout angle d'observation est intéressante

car l'analyse semi-empirique de Raman et al. [RAM81] est incapable de donner des résultats satisfaisants quelle que soit la direction d'observation : pour des angles  $\phi$  inférieurs à  $30^\circ$ , ses résultats ne sont plus fiables. Nous allons donc vérifier si notre analyse est également fonction de ce paramètre et s'il existe une restriction dans son utilisation.

Les angles  $\phi$  considérés ici sont :

- $\phi = 0^\circ$  : direction parallèle au champ magnétique terrestre
- $\phi = 21^\circ$  : angle où les fonctions de distribution 1-D des vitesses ioniques sont proches d'une distribution Maxwellienne [HUB93]
- $\phi = 54.7^\circ$  : angle où la température thermodynamique est égale à la température le long de la ligne de visée [RAM81].

En effet la température thermodynamique est donnée par :  $T_i = \frac{1}{3}T_{//} + \frac{2}{3}T_{\perp}$  (III.7)

et la température le long de la ligne de visée par :  $T_{i\phi} = T_{//} \cos^2 \phi + T_{\perp} \sin^2 \phi$  (III.8)

donc si  $T_i = T_{i\phi}$  alors

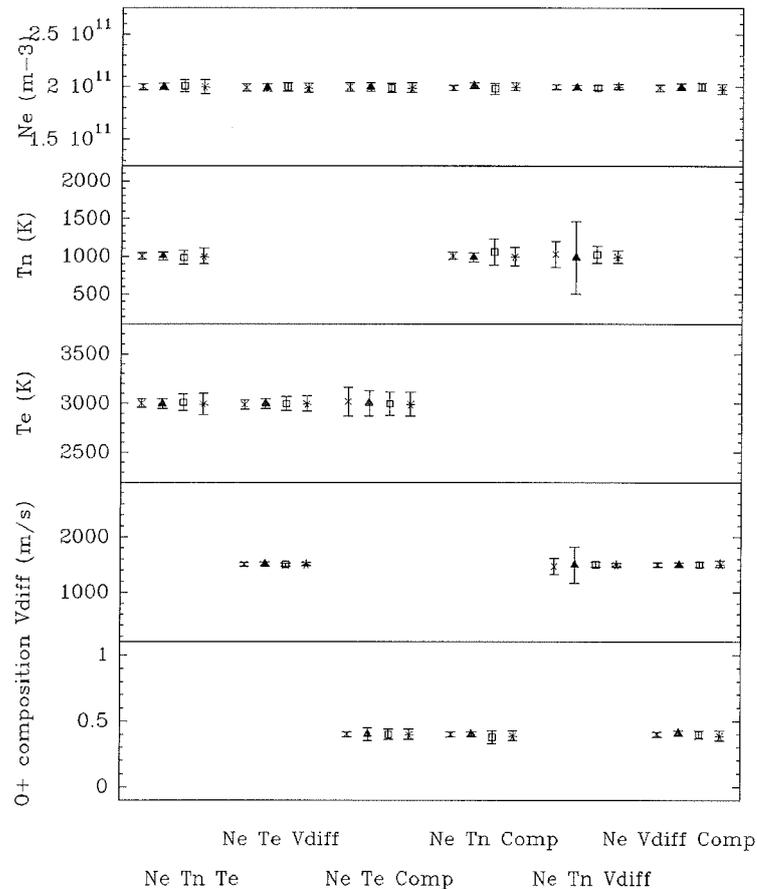
$$\left| \begin{array}{l} \cos^2 \phi = \frac{1}{3} \\ \sin^2 \phi = \frac{2}{3} \end{array} \right. \quad \text{d'où} \quad \phi = 54.7^\circ$$

- la direction à grand angle  $\phi = 70^\circ$ , déjà étudiée dans les exemples précédents.

Comme précédemment pour chacun de ces angles, les six régressions à trois paramètres ont été effectuées. Les résultats présentés sur la figure III.10 ont été obtenus pour une fonction d'autocorrélation ayant les caractéristiques suivantes : températures électronique et neutre respectivement de 3000 K et 1000 K, vitesse différentielle de  $1500 \text{ m.s}^{-1}$  et composition de 40% d'ion  $O^+$ . Sur cet exemple nous observons immédiatement que la plupart des régressions donnent d'excellents résultats et que la détermination des paramètres est aussi bonne à faibles angles ( $\phi = 0^\circ$  et  $\phi = 21^\circ$ ) qu'à grands angles ( $\phi = 70^\circ$ ) : la température électronique ainsi que la vitesse différentielle sont déterminées à 5% près, la composition à  $\pm 0.05$  et la température des neutres à 10%. Il faut cependant faire abstraction de la régression {Ne Tn Vdiff} qui à  $\phi = 0^\circ$  montre des incertitudes plus importantes : 17% sur la température neutre et 10% sur la vitesse différentielle (erreurs qui s'amplifient pour  $\phi = 21^\circ$  puisque les incertitudes deviennent respectivement de 48% et 22%).

Cela s'explique par le fait qu'à faible angle, c'est la largeur du spectre plus que sa forme qui entre en jeu dans l'analyse du spectre, car la fonction de distribution est proche d'une distribution Maxwellienne. C'est donc la température ionique  $T_i$  qui est ajustée, et comme auparavant, la régression {Ne Tn Vdiff} va présenter d'importantes incertitudes sur le couple (Tn, Vdiff).

Par contre à grand angle, c'est avant tout la forme du spectre qui est primordiale. La largeur du spectre - c'est à dire  $T_i$  -, a donc moins d'importance pour la convergence : c'est pourquoi la régression {Ne Tn Vdiff} donne de moins grandes erreurs sur  $T_i$ , donc sur Tn et Vdiff.



**figure III.10** : Résultats des simulations pour différents angles entre le champ magnétique et la ligne de visée : les croix correspondent à  $\phi = 0^\circ$ , les triangles à  $\phi = 21^\circ$ , les carrés à  $\phi = 54.7^\circ$  et les étoiles à  $\phi = 70^\circ$ .

La régression présentant ensuite les moins bonnes estimations des paramètres est {Ne Tn Comp}, mais les barres d'erreurs restent dans des limites acceptables et, curieusement, pour cette régression les résultats les moins parfaits sont obtenus à grands angles :  $\phi = 70^\circ$  et  $\phi = 54.7^\circ$  où l'erreur sur la température neutre atteint 17%.

→ L'angle d'observation  $\phi$  n'influence pas la qualité des estimations des paramètres régressés puisqu'à faibles angles ( $\phi = 0^\circ$  et  $\phi = 21^\circ$ ) nous retrouvons la même précision qu'à  $\phi = 70^\circ$ . Nous apportons ainsi avec notre analyse non-Maxwellienne un plus par rapport à l'analyse de Raman et al. [RAM81] puisque, comme nous l'avons mentionné, cette dernière ne permettait pas d'obtenir des résultats à des angles inférieurs à  $\phi = 30^\circ$ .

Il faut néanmoins être prudent avec la régression {Ne Tn Vdiff}, qui à  $\phi = 0^\circ$  et  $\phi = 21^\circ$  présente de plus mauvais résultats. Mais comme nous le constaterons par la suite cette régression sera rarement utilisée car la température des espèces neutres peut, dans la majorité des cas, être évaluée par les mesures avant perturbation magnétique.

Toutes ces simulations nous ont permis d'étudier le comportement de notre analyse non-Maxwellienne, basée sur un développement polynomial généralisé de la fonction de distribution des vitesses ioniques, en fonction des différents paramètres physiques  $T_n$ ,  $T_e$ ,  $V_{diff}$  et de la composition ionique.

→ Nous avons montré que la convergence des régressions à trois paramètres dépendait du champ électrique, du rapport  $T_e/T_n$ , mais pas de la composition ionique ni de la valeur de l'angle  $\phi$ .

Nous avons alors constaté que les régressions qui présentaient les meilleurs résultats étaient celles qui incluaient la température électronique -  $\{Ne\ Te\ T_n\}$ ,  $\{Ne\ Te\ Comp\}$  et  $\{Ne\ Te\ V_{diff}\}$  -, et ceci quelle que soit la valeur des paramètres atmosphériques et de l'angle  $\phi$ . Il faut cependant faire attention à la régression  $\{Ne\ Te\ Comp\}$  qui pour des champs électriques importants ( $V_{diff} > 1500\ m.s^{-1}$ ) et une ionosphère composée principalement d'ions  $O^+$  ( $Comp > 0.8$ ) donne des résultats un peu moins précis, pour de grands angles de visée.

### III.2.3 Régression à quatre paramètres

Jusqu'à présent seul le cas des régressions à trois paramètres, calqué sur l'analyse standard, a été envisagé. Dans certains cas, des régressions à quatre paramètres sont effectuées avec l'analyse classique :

- à haute altitude, la régression sur la densité électronique, les températures électronique et ionique et sur la composition ionique en ion  $H^+$  [BLE92], [DIL95], [LEJ82b].
- et avec plus de difficulté, la méthode de Lathuillere et al [LAT83] en région F pour déterminer simultanément la densité et la température électroniques, la température ionique le long de la ligne de visée et la composition ionique ( $O^+$  et  $NO^+$ ) .

Nous allons également nous intéresser à des régressions à plus de trois paramètres et voir si il est possible avec notre analyse non-Maxwellienne de régresser sur quatre et même cinq paramètres.

En ce qui concerne la régression à cinq paramètres, même si celle-ci est théoriquement possible, la présence de bruit sur les fonctions d'autocorrélation rend toute convergence impossible.

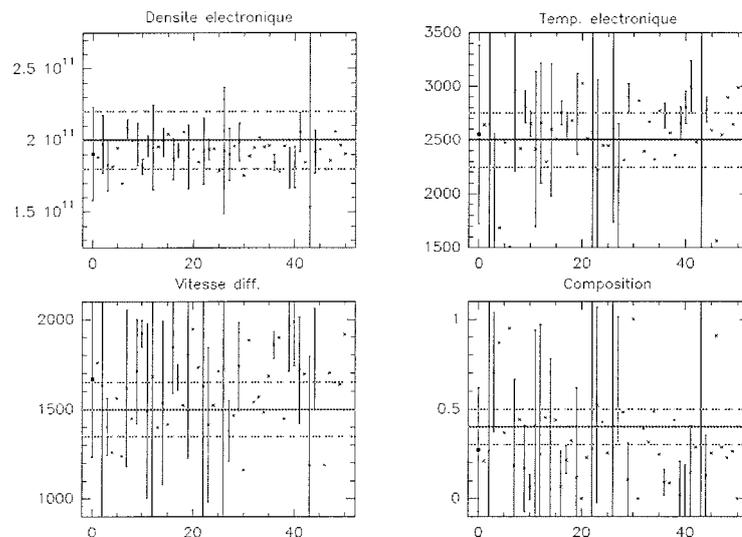
Par contre pour les régressions à quatre paramètres, nous pouvons obtenir une convergence de l'analyse en présence de bruit. Mais dans quelle mesure l'estimation des paramètres atmosphériques est-elle acceptable?

#### • Régression à quatre paramètres

Si nous considérons, comme précédemment, que la densité électronique est un paramètre qui doit toujours être déterminé par l'analyse, il reste quatre régressions à quatre paramètres. Nous n'allons

pas les étudier toutes dans le détail, mais présenter uniquement la régression {Ne Te Vdiff Comp}, car *a priori* le paramètre atmosphérique le plus accessible reste la température des espèces neutres  $T_n$ .

Dans un premier temps la régression à quatre paramètres a été effectuée avec la fonction d'autocorrélation ( $N_e = 2 \cdot 10^{11}$  électrons. $m^{-3}$ ,  $T_e = 2500$  K,  $V_{diff} = 1500$  m. $s^{-1}$  et  $Comp = 0.4$ ) bruitée à 1%. Sur une statistique de 50 réalisations, une première moitié des régressions ne converge pas (ce sont les résultats qui ne présentent aucune barre d'erreur) et la seconde moitié présente des incertitudes trop importantes pour que les résultats soient significatifs : figure III.11.



**figure III.11** : Résultats de la régression à quatre paramètres {Ne Te Vdiff Comp} sur 50 réalisations avec un bruit aléatoire.

En réduisant le bruit, ce qui supposerait d'excellentes observations, l'estimation des paramètres atmosphériques est meilleure (un plus grand nombre de régressions convergent : 34 au lieu de 18 auparavant), mais elle reste encore de qualité insuffisante pour avoir des résultats fiables : la composition n'est pas déterminée à moins de 50%, la température électronique à moins de 20%, etc. ...

Le même comportement se rencontre lorsque nous régressons sur les autres jeux de quatre paramètres.

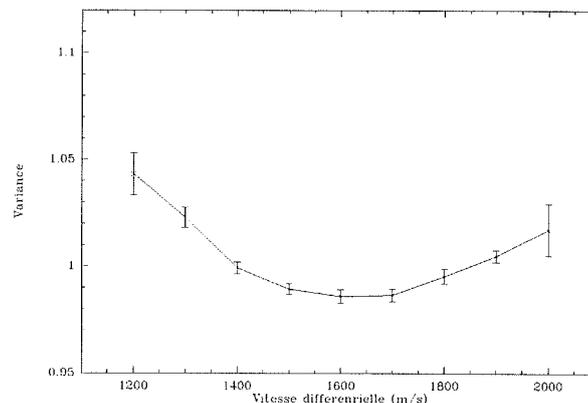
Par contre, si les fonctions d'autocorrélation ne sont pas bruitées, toutes les régressions tendent vers les valeurs exactes. Malheureusement, cette hypothèse n'est jamais vérifiée sur des données réelles.

→ Une régression sur quatre paramètres simultanément ne donne donc pas de résultats satisfaisants et par la suite (données réelles) nous n'envisagerons pas de telles régressions.

Nous allons voir qu'il est quand même possible d'estimer quatre paramètres par une méthode légèrement différente.

• Régression à trois paramètres avec minimum de variance sur le quatrième paramètre

Le principe est de faire une régression à trois paramètres telle que celles étudiées au paragraphe précédent, et de faire varier le quatrième paramètre dans un intervalle centré autour de la valeur que l'on suppose être. Pour chaque valeur de l'intervalle déterminé, la régression sur les trois autres paramètres est effectuée et la variance est relevée. Si cette variance, tracée en fonction du quatrième paramètre, présente un minimum alors il se produit pour la valeur la plus probable du quatrième paramètre. La figure III.12 illustre cette méthode : elle montre la moyenne des variances normalisées calculée sur 10 réalisations différentes. Sur cet exemple la vitesse différentielle qui initialement est égale à  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ , varie entre  $1000 \text{ m.s}^{-1}$  et  $2000 \text{ m.s}^{-1}$  par pas de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  et la régression à trois paramètres {Ne Te Comp} est effectuée. Ces trois paramètres sont alors correctement estimés, tandis que la vitesse différentielle déterminée par le minimum de variance est proche de  $1600 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui nous donne une erreur de l'ordre de  $100 \text{ m s}^{-1}$  sur ce paramètre.



**figure III.12:** Variance de la régression à trois paramètres {Ne Te Comp} en fonction de la vitesse différentielle. Le spectre initial a une vitesse différentielle égale à  $1500 \text{ m.s}^{-1}$ .

Cette méthode est une façon détournée d'effectuer une régression à quatre paramètres mais elle présente une grande restriction. En effet elle ne peut être utilisée que si les spectres sont de très bonne qualité car dans les autres cas la variance ne présente pas de minimum. De plus cette méthode ne peut pas être appliquée de manière systématique sur chaque spectre enregistré. Elle restera donc, comme nous le verrons, occasionnelle et sera appliquée sur des exemples bien précis.

→ Cette méthode semble donc être un bon compromis entre une régression à quatre paramètres (qui n'est pas fiable) et une régression à trois paramètres + un paramètre fixe, lorsque le spectre étudié présente un bon rapport signal à bruit.

### III.3 Sensibilité aux modèles utilisés

Nous avons vu que notre analyse non-Maxwellienne était dépendante de deux modèles : le modèle de sections efficaces de collision, rencontré au chapitre précédent [STM77] et le modèle d'atmosphère neutre par l'intermédiaire du rapport  $R_{an}$  évalué par le modèle d'atmosphère neutre MSIS90 [HED91].

Or l'atmosphère neutre n'est jamais connue avec une grande précision et nous incluons automatiquement dans notre analyse une certaine incertitude. C'est pourquoi nous nous intéressons dans le prochain paragraphe au comportement de l'analyse non-Maxwellienne lorsque nous analysons un spectre avec un rapport de densités neutres inapproprié.

Nous mènerons une étude similaire en ce qui concerne les sections efficaces de collision.

#### III.3.1 Sensibilité à l'atmosphère neutre

Les spectres étudiés jusqu'à maintenant avaient tous été générés avec un rapport de densités neutres identique et avaient tous été analysés avec cette même valeur de  $R_{an}$ . Nous rappelons ici que le rapport  $R_{an}$  est le rapport de la concentration des espèces moléculaires neutres sur la concentration de l'oxygène atomique neutre. Nous allons, cette fois-ci, les analyser avec un rapport de densités neutres soit supérieur soit inférieur : la différence entre le  $R_{an}$  du spectre simulé et le  $R_{an}$  de l'analyse est de 0.2.

Le spectre analysé possède les caractéristiques suivantes : des températures électronique et neutre respectivement de 3000 K et 1000 K, une vitesse différentielle de  $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  et une composition ionique de 40% d'ions  $\text{O}^+$ . Le rapport de la concentration moléculaire sur la concentration atomique du spectre est de 0.5 alors qu'il (ou plus exactement la fonction d'autocorrélation) a été analysé avec  $R_{an} = 0.3$ . Les conséquences sur la convergence des régressions à trois paramètres, aux quatre angles définis ci-dessus, sont illustrées sur la figure III.13. Nous remarquons immédiatement que la direction d'observation a son importance. En effet si pour de grands angles, supérieurs à  $50^\circ$ , la différence d'atmosphère neutre n'a aucune conséquence sur les résultats de la régression (la qualité des convergences est identique à celles obtenues dans le paragraphe précédent), il n'en est pas de même pour les petits angles où nous observons un biais systématique : selon les paramètres, les résultats de l'analyse sont soit surestimés soit sous-estimés. Par exemple, si l'on considère la régression qui présente les plus mauvais résultats, {Ne Te Comp}, nous observons à  $\phi = 0^\circ$  que la composition est surestimée - 0.7 au lieu de 0.4 - et que la température électronique est sous-estimée de 18%. Les autres régressions ont un comportement identique mais les erreurs sont moins importantes.

Lorsque l'analyse non-Maxwellienne possède au contraire un rapport de densités neutres supérieur à celui du spectre, les résultats sont en sens inverse : les paramètres surestimés deviennent sous-estimés et vice-versa.

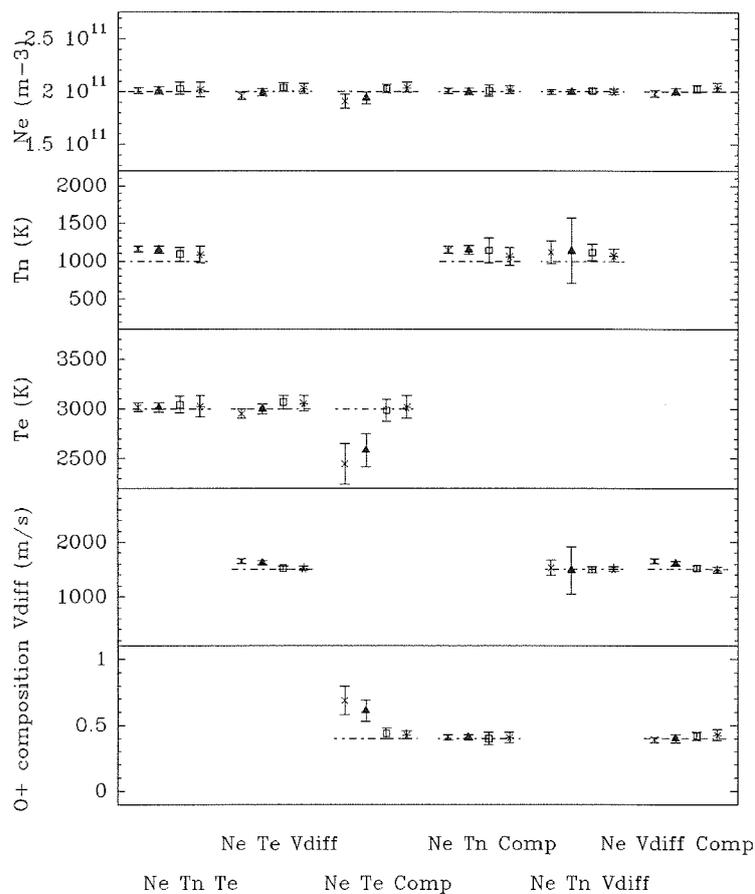


figure III.13: Résultats de l'analyse avec  $Ran = 0.3$  un spectre généré avec  $Ran = 0.5$ , aux différents angles de la figure III.10.

Une autre observation que nous sommes amenés à faire est que l'écart entre les résultats trouvés par l'analyse non-Maxwellienne avec un mauvais rapport de densités neutres et les valeurs réelles dépend de l'intensité du champ électrique. On retrouve un comportement analogue au paragraphe III.2.2, à savoir que plus la vitesse différentielle est forte plus les écarts sont importants. Un résultat non présenté ici, nous indique que pour  $V_{diff} = 500 \text{ m.s}^{-1}$ , la composition trouvée par la régression  $\{Ne \ Te \ Comp\}$  à  $\phi = 0^\circ$  est de 0.86 au lieu de 0.80 sa valeur exacte, et que l'écart entre les températures électroniques est de 4.2%.

Ce comportement s'explique par le fait qu'à grand angle (proche de la direction perpendiculaire au champ magnétique), la déformation du spectre est prépondérante, et donc dans ce cas-là, le rapport de densités neutres  $Ran$  a peu d'importance.

Par contre, à faible angle où le spectre est proche d'un spectre Maxwellien, c'est alors la valeur de la température ionique qui prime et par conséquent le rapport atmosphère neutre car la température ionique en dépend (équations I.23-26-33-34). C'est pourquoi l'influence d'un modèle inadéquat d'atmosphère neutre est plus sensible à faible angle.

↳ Une mauvaise évaluation de l'atmosphère neutre peut donc conduire, aux petits angles, à de mauvaises estimations, et ce d'autant plus que l'intensité du champ électrique est élevée.

### III.3.2 Sensibilité au modèle de sections efficaces de collision

Une étude similaire va être menée sur les sections efficaces de collision, car plusieurs modèles existent : les modèles A et B [STM77] et le modèle C du chapitre précédent. Ce dernier modèle étant compris entre les modèles A et B nous ferons uniquement l'étude de sensibilité avec les modèles A et B car ils présenteront les biais maxima.

Nous étudions le comportement des régressions "non-Maxwelliennes" lorsque nous commettons volontairement une faute sur les sections efficaces de collision des ions  $O^+$ . Pour cela nous analysons avec le modèle B une fonction d'autocorrélation générée avec le modèle A. Nous ne présentons pas les résultats des six régressions car le comportement de l'analyse est analogue à celui rencontré lors d'un modèle d'atmosphère neutre inadéquat. L'écart le plus important entre les valeurs réelles et les valeurs estimées par les régressions se trouve lorsque nous regardons dans la direction parallèle au champ magnétique : toujours pour la régression {Ne Te Comp}, la composition ionique est, à  $\phi = 0^\circ$ , de 61% au lieu de 40% et l'erreur sur la température électronique de 18%. Par contre à grands angles les écarts sur les paramètres régressés sont inférieurs aux barres d'erreur : la composition ionique estimée, à  $\phi = 70^\circ$ , est de 36% et la température électronique de 3150 K au lieu de 3000 K (5% d'écart).

Les températures parallèle et perpendiculaire s'expriment en fonction du champ électrique par :

$$T_{i//} = (1 + \beta_{//} D^2) \quad (\text{III.9})$$

$$T_{i\perp} = (1 + \beta_{\perp} D^2) \quad (\text{III.10})$$

où  $\beta_{//}$  et  $\beta_{\perp}$  sont des constantes qui prennent en compte les modèles de section efficace de collision.

Les valeurs de  $\beta_{//}$  et  $\beta_{\perp}$  sont indiquées dans [WIN92] pour chaque modèle de section efficace de collision, et nous observons que la différence entre les modèles A et B des  $\beta_{//}$  est supérieure à celle des  $\beta_{\perp}$ . Une erreur sur le modèle de section efficace de collision sera donc plus sensible dans la direction parallèle au champ magnétique (à faible angle).

Nous remarquons également que plus l'intensité du champ électrique est forte plus les estimations de l'analyse non-Maxwellienne sont mauvaises.

→ Il faudra ici aussi, faire attention lorsque nous interpréterons des résultats dans des directions proches de celle du champ magnétique, car nous venons de constater que ces directions sont également sensibles au modèle de sections efficaces de collision choisi.

→ Ces dernières simulations nous montrent que le choix des modèles d'atmosphère neutre et de sections efficaces de collision n'est pas un point fondamental à grand angle ( $\phi > 54.7^\circ$ ). En effet même si le modèle de collision où le rapport  $R_{an}$  ne sont pas ajustés aux valeurs exactes, les régressions conduisent à des résultats sensiblement identiques.

Par contre pour des directions parallèles au champ magnétique le comportement de l'analyse non-Maxwellienne est différent, et dépend grandement des modèles utilisés ce qui a, bien évidemment, des conséquences sur l'estimation des paramètres atmosphériques, y compris les températures ioniques.

## Résumé et conclusion

Notre analyse non-Maxwellienne, permettant l'étude des états non-Maxwelliens dans la région F de la zone aurorale, est basée sur l'approximation polynomiale généralisée de la fonction de distribution de vitesses ioniques. Cette dernière a, en effet, été introduite dans l'analyse standard des données EISCAT.

Les paramètres atmosphériques sur lesquels une régression devient possible sont légèrement modifiés par rapport à l'analyse classique et sont maintenant : la densité électronique, la température neutre, la température électronique, la vitesse différentielle et la composition ionique.

Seules les régressions à trois paramètres convergent avec une bonne précision mais il est tout de même possible de déterminer quatre paramètres simultanément grâce au minimum de variance (cette méthode ne reste cependant applicable que lorsque le rapport signal à bruit est particulièrement bon).

L'étude de la convergence de l'analyse en fonction des divers paramètres atmosphériques nous montre que :

- les meilleurs régressions sont celles qui régressent sur la température électronique : {Ne Te Tn}, {Ne Te Vdiff} et {Ne Te Comp}
- la qualité de l'analyse non-Maxwellienne dépend de l'intensité du champ électrique (plus Vdiff est fort moins les régressions sont bonnes) et du rapport Te/Tn (plus il est proche de l'unité et plus les estimations sont mauvaises)
- la précision des résultats ne dépend ni de la composition ionique ni, contrairement à l'analyse de Raman, de l'angle  $\phi$ .

Enfin une étude de sensibilité en fonction du rapport de densités neutres et du modèle de sections efficaces de collision, nous a permis de constater que si à grands angles ( $\phi > 54.7^\circ$ ) l'analyse était peu sensible à ces modèles, il faut au contraire être prudent dans des directions proche de celle du champ B ( $\phi < 30^\circ$ ) car les paramètres se trouvent soit surestimés soit sous-estimés.

Maintenant que notre analyse non-Maxwellienne a été testée sur des simulations et que nous connaissons ses limites, nous allons pouvoir l'utiliser pour étudier des spectres enregistrés par les radars d'EISCAT.

## Chapitre IV

### ETUDE DE SPECTRES EISCAT

Au cours des chapitres précédents, nous avons montré qu'il était nécessaire de considérer une analyse "non-Maxwellienne" - c'est à dire prenant en compte des fonctions de distribution des vitesses ioniques non-Maxwelliennes - pour étudier l'état de l'ionosphère en présence de champs électriques.

C'est pourquoi l'approximation polynomiale généralisée a été introduite dans la régression de type "moindres carrés" de l'analyse des données EISCAT. Cette nouvelle analyse a été testée sur de nombreuses simulations dans le précédent chapitre afin de préciser les hypothèses sous lesquelles elle donne de bons résultats mais aussi pour cerner ses limites et ses points faibles.

Nous allons dans ce dernier chapitre nous intéresser à des données réelles obtenues par le radar EISCAT puisque notre analyse "non-Maxwellienne" a été conçue spécialement pour ce type de données.

Dans une première partie (qui reprend les résultats publiés dans les articles présentés en annexe), nous continuerons à valider notre analyse en étudiant les spectres enregistrés le 27 août 1986 qui présentent de fortes caractéristiques non-Maxwelliennes. Ces spectres ont déjà été longuement étudiés par une équipe anglaise [WIN89], [LOC88], [SUV89b], qui utilisa la méthode semi-empirique de Raman et al. [RAM81]. Ils furent contraints de faire quelques hypothèses, entre autres sur la composition ionique. En reprenant ces mêmes hypothèses, que nous donne notre analyse non-Maxwellienne ? Et lorsque nous laissons libre la composition ionique, notre analyse est-elle capable d'évaluer correctement l'ionosphère terrestre ?

Dans une seconde partie, nous étudierons des spectres obtenus lors d'expériences françaises réalisées spécialement lors de perturbations magnétiques et ayant une géométrie particulière.

## IV.1 Données du 27 Août 1986

### IV.1.1 Présentation des données

La première série de spectres à laquelle nous nous intéresserons est l'expérience du 27 Août 1986, du type CP3 qui présente de forts champs électriques (100 mV/m) entre 13h et 13h30.

Les expériences du type CP3 sont des expériences accessibles à l'ensemble des pays fondateurs d'EISCAT. L'antenne émettrice pointe successivement, et ce pendant une minute, dans dix-sept directions différentes du Nord au Sud. Sur l'ensemble des positions, l'antenne de Tromsø sonde des profils en altitudes allant de 150 km à plus de 1000 km. Les faisceaux des antennes réceptrices de Sodankyla et de Kiruna croisent à chaque position celui de Tromsø à une altitude fixée au maximum de la région F (275 km) : la géométrie de l'expérience est tracée sur la figure IV.1.

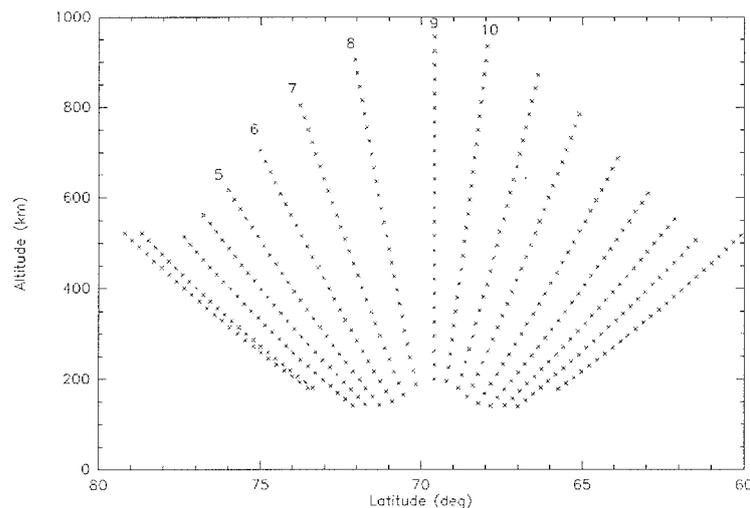


figure IV.1 : géométrie d'une expérience de type CP3 : chaque croix correspond à un point de mesure de l'antenne de Tromsø

A 275 km, nous avons donc accès à des mesures tristatiques et nous pouvons ainsi reconstruire le vecteur champ électrique et le vecteur des vitesses. C'est donc à cette altitude que nous mènerons préférentiellement notre étude.

Entre 13h et 13h30, les spectres à 275 km sont déformés par rapport à leur forme habituelle comme l'avaient originellement remarqué Winsor et al [WIN87]. Comme je l'ai déjà souligné, cette série de spectres a déjà été abondamment étudiée par cette équipe [WIN89], [LOC88], [SUV89b], en utilisant une analyse basée sur la fonction de distribution des vitesses ioniques de Raman et al. [RAM81].

Les spectres étudiés ont été enregistrés pendant le SCAN CP3, tandis que l'antenne de Tromsø effectuait un "balayage" Nord-Sud. A l'altitude de 275 km, grâce aux mesures des trois stations nous pouvons calculer le vecteur champ électrique de la manière suivante :

- des vitesses ioniques de chaque station (effet Doppler)  $v_T, v_K, v_S$  une matrice de passage nous permet d'accéder aux vitesses dans le repère géomagnétique (Est, Nord, parallèle au champ  $\vec{B}$ ) :  $v_{est}, v_{nord}, v_{//}$

- par la relation  $\vec{v}_i = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{B^2}$ , où  $\vec{B}$  est le champ magnétique terrestre, nous remontons ainsi aux coordonnées du champ électrique :  $E_{est}$  et  $E_{nord}$ , et à sa norme :  $E = \sqrt{E_{est}^2 + E_{nord}^2}$ .

Ce champ électrique est donné pour la période de 13h à 13h30, par la figure IV.2. Il atteint plus de 100 mV/m pour les positions au nord alors que les positions au sud sont plus calmes.

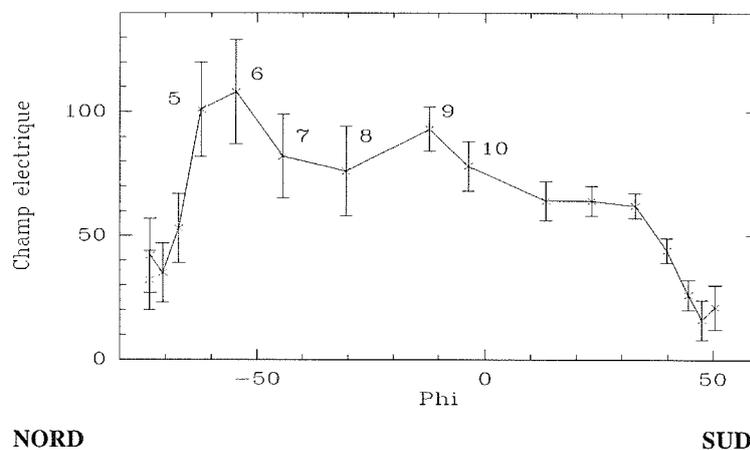


figure IV.2 : Champ électrique de l'expérience du 27 août 1986 de 13h à 13h30. D'après [WIN87]

Nous limitons notre analyse à la partie du "scan" présentant les plus forts champs électriques, c'est à dire de la position 5 (nord de Tromsø) à la position 10 (verticale de Tromsø), ce qui correspond à des positions repérées par des angles  $\phi$  entre  $62^\circ$  et  $3^\circ$ .

#### IV.1.2 Comparaison avec l'analyse de Raman

Winsor et al [WIN89] analysèrent les six spectres de la figure IV.3 à l'aide de la méthode mise au point par Raman et al. [RAM81], qui utilisent pour la fonction de distribution des vitesses ioniques la distribution décrite au chapitre I.3. Ces six spectres sont issus de mesures à 275 km, et correspondent à des angles successifs  $\phi$  de  $62^\circ$ ,  $54^\circ$ ,  $44^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $12^\circ$  et  $3^\circ$ .

Nous allons étudier ces mêmes spectres avec notre analyse non-Maxwellienne en tenant compte des conclusions du chapitre précédent.

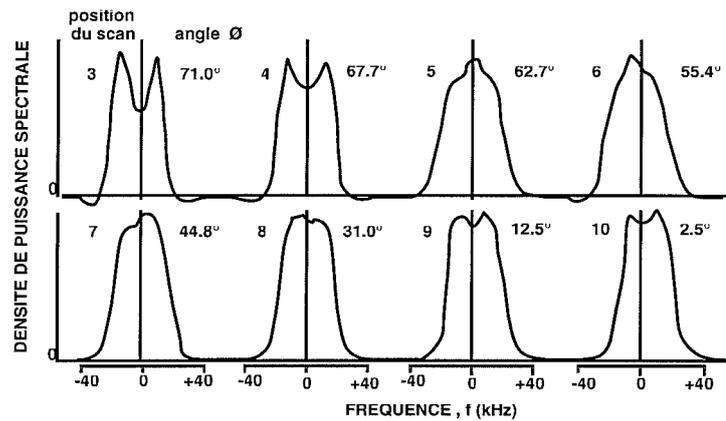


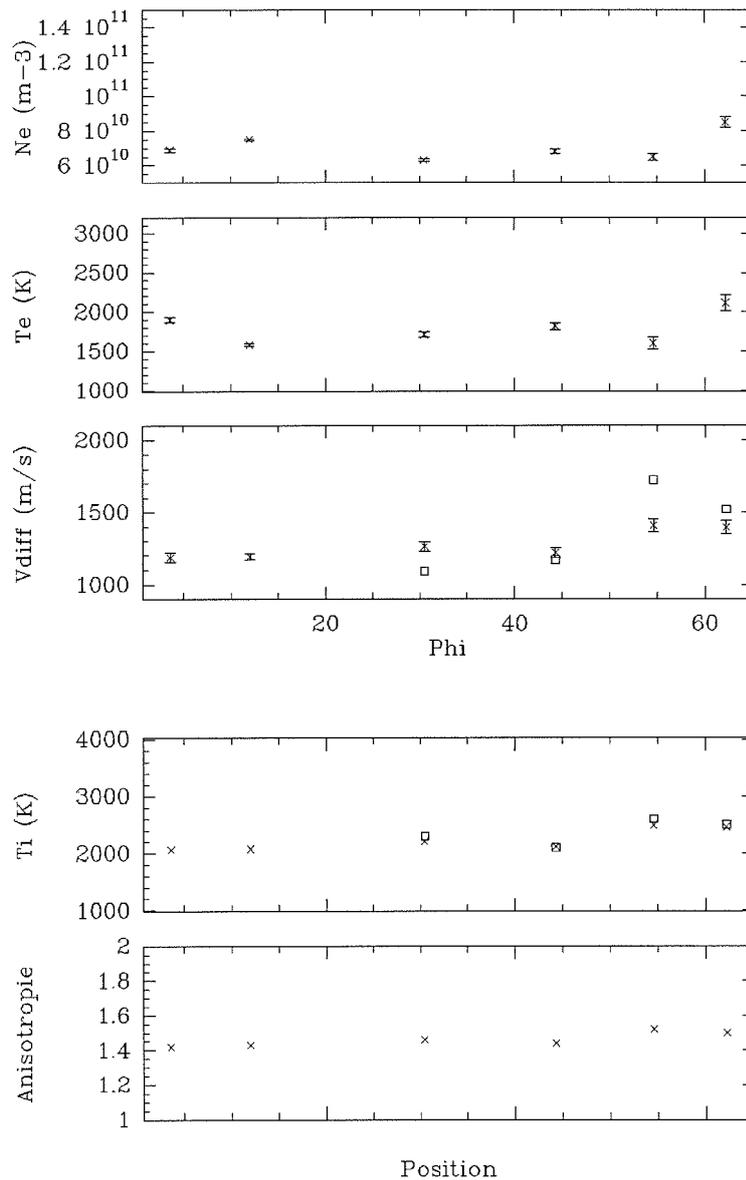
figure IV.3 : Spectres de diffusion incohérente du 27 août 1986 entre 13h et 13h30.

Les hypothèses posées par Winsor lors de son analyse concernent la composition ionique : il choisit une ionosphère constituée exclusivement d'ions  $O^+$ . De plus, ils déterminèrent la température des espèces neutres en la posant égale à la température ionique avant la perturbation [WIN89]. Nous reprenons, dans un premier temps, ces mêmes hypothèses : composition à 100% d'  $O^+$  (Comp=1) et  $T_n=1000K$ . Nous estimons l'atmosphère neutre par le modèle MSIS90 [HED91] en considérant un indice magnétique  $A_p$  égal à 13 et un flux solaire tel que la température neutre soit égale à 1000 K à 275 km.

Pour les différentes positions étudiées, MSIS90 nous donne un rapport de densités neutres compris entre 0.45 et 0.59. Cette fluctuation du rapport de densités neutres est uniquement due au fait que tous les spectres ne sont pas évalués exactement à la même altitude, mais à des altitudes comprises entre 262 km et 287 km suivant la position du "scan". Afin de simplifier l'étude des spectres non-Maxwelliens, nous considérerons par la suite un même rapport de densités neutres sur les six spectres, de valeur 0.5. La seconde hypothèse concerne les sections efficaces de collision : nous avons utilisé le modèle B de St-Maurice et Schunk [STM77].

La température neutre et la composition ionique étant imposées, il reste à déterminer la densité et la température électronique, ainsi que la vitesse différentielle. Cela nous conduit naturellement à effectuer la régression à trois paramètres  $\{N_e T_e V_{diff}\}$ . En plus de ces trois paramètres, la vitesse ionique - responsable du décalage Doppler - est également un paramètre à ajuster. Cette vitesse étant indépendante des autres paramètres, elle n'influence en aucune manière la convergence de la régression. Aussi même si l'on régresse sur  $v_i$ , les conclusions du chapitre III sur simulations restent valables. Par la suite nous continuerons à ne pas prendre en compte la vitesse ionique dans le nombre de paramètres régressés.

Sur chaque spectre nous effectuerons la régression  $\{N_e T_e V_{diff}\}$ . Les résultats obtenus sont représentés sur la figure IV.4 par les croix. Les trois panneaux du haut sont les résultats directs de la régression et les deux panneaux du bas la température ionique  $T_{O^+}$  et l'anisotropie  $A_{O^+}$  calculées par le modèle (équation I.23).



**figure IV.4** : résultat de notre analyse "non-Maxwellienne" obtenus par la régression {Ne Te Vdiff} avec Comp = 100% d'ions O<sup>+</sup>(croix) comparés aux résultats de Winser et al. (carrés).

La densité électronique déduite de notre analyse non-Maxwellienne s'échelonne de  $6.3 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$  à  $8.5 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-3}$ , et les températures électroniques de 1586K à 2113K. Ces valeurs sont cohérentes avec les hypothèses puisqu'elles nous permettent de négliger les collisions ion-ion ainsi que le transfert d'énergie entre les ions et les électrons : notre analyse est donc bien applicable sur cette série de données. La vitesse différentielle trouvée, avec une composition de 100% d'ions O<sup>+</sup>, varie entre 1188 m/s et 1407 m/s respectivement pour les positions 10 ( $\phi = 3^\circ$ ) et 6 ( $\phi = 54^\circ$ ). Ces valeurs sont en bon accord avec la différence, repérée par les carrés, entre la vitesse ionique mesurée et un vent neutre colinéaire de 780 m/s comme le supposent Lockwood et Winser [LOC88].

En plus des trois paramètres régressés figurent les températures ioniques pour les deux analyses (analyse non-Maxwellienne (croix) et analyse de Raman [WIN89] (carrés)), ainsi que l'anisotropie calculée par notre modèle. Les températures, de 2000K à 2500K, sont en excellent accord sur les quatre premières positions, c'est à dire pour les plus grands angles. Ensuite pour les deux positions à faibles angles ( $\phi = 12^\circ$  et  $3^\circ$ ), l'analyse basée sur la fonction de distribution de Raman ne donnant pas de résultats fiables nous n'avons pas fait la comparaison. Les anisotropies sont relativement constantes sur l'ensemble des spectres et légèrement inférieures par notre analyse non-Maxwellienne : elles sont dans ce cas là proches de 1.4-1.5, tandis que par l'analyse de Raman elles varient entre 1.7 et 2.3 sur les six positions. Ce résultat est cohérent avec l'article de Hubert et Kinzelin [HUB91] qui constatèrent que lorsque les spectres de diffusion incohérente étaient analysés avec la fonction de distribution de Raman, les anisotropies étaient surestimées.

↳ *La comparaison entre les deux analyses non-Maxwelliennes - celle incluant la fonction de Raman et la nôtre basée sur l'approximation généralisée de la fonction de distribution - est très satisfaisante puisque nous retrouvons, sous les mêmes hypothèses de départ (composition ionique de 100% d'  $O^+$  et  $T_n=1000$  K), des résultats équivalents, à l'exception des anisotropies.*

*De plus, notre analyse nous permet de déduire les paramètres atmosphériques quelle que soit la direction d'observation à l'inverse de l'analyse de Raman qui, comme le mentionnèrent Winser et al [WIN89], présente un angle limite au dessous duquel il n'est pas possible de déterminer le paramètre de déformation  $D^*$ . En effet notre analyse déduit les paramètres ionosphériques à des angles inférieurs à  $30^\circ$  et ceci avec la même précision que pour les autres directions d'observation. Mais il faut garder en mémoire qu'à faible angle, notre analyse est plus sensible aux modèles de sections efficaces de collision et d'atmosphère neutre ainsi que le montrent les simulations.*

### IV.1.3 Composition ionique

#### IV.1.3.1 Étude à 275 kilomètres

Maintenant que nous avons fini de valider notre analyse non-Maxwellienne, nous allons pouvoir l'utiliser sur le même jeu de spectres mais sans aucune hypothèse quant à la composition ionique, ce qui nous permettra d'aller plus loin et d'essayer de déterminer la composition ionique en période perturbée. Winser et al [WIN89] avaient déjà essayé d'introduire dans leur analyse un mélange d'ions. Ils avaient alors obtenu une valeur de  $D^*$  des ions moléculaires supérieure à celle des ions atomiques O. Ceci n'étant pas possible si l'espèce moléculaire est l'ion  $NO^+$ , ils expliquèrent leurs résultats par la présence d'une majorité d'ions  $N_2^+$ , pour lesquels le paramètre de déformation  $D^*$  est plus grand que celui des ions  $O^+$ .

Nous allons introduire dans notre analyse une ionosphère composée d'ions  $O^+$  et  $NO^+$ . En effet nous savons - chapitre I - que lors de perturbations magnétiques la réaction  $N_2 + O^+ \rightarrow NO^+ + N$  est alors

favorisée, ce qui a pour effet d'augmenter la concentration des ions  $\text{NO}^+$  au détriment des ions  $\text{O}^+$  : l'ionosphère composée majoritairement d'ions  $\text{O}^+$  à 270 km en période calme est alors constituée d'un mélange d'ions  $\text{O}^+$  et  $\text{NO}^+$ .

Les paramètres à évaluer sont alors la densité et la température électroniques, la vitesse différentielle et la composition ionique. Comme les spectres ne sont pas d'excellente qualité, nous ne pouvons pas effectuer une régression à quatre paramètres. Nous utiliserons la méthode décrite dans la section III.2.3 qui consiste à chercher le minimum de variance que présente une régression à trois paramètres lorsque l'on fait varier le quatrième. Pour analyser les spectres d'août 1986, nous effectuerons la régression {Ne Te Comp} et ferons varier la vitesse différentielle  $V_{\text{diff}}$ , dans une gamme de valeurs choisie en fonction des résultats du paragraphe précédent, c'est à dire autour de la valeur de  $V_{\text{diff}}$  déterminée lorsque l'ionosphère n'est composée que d'ions  $\text{O}^+$ .

Comme nous l'avons montré dans la section III.2.3, une telle régression à trois paramètres donne de bons résultats quelle que soit la valeur de l'angle  $\phi$ , de la composition ionique et de la vitesse différentielle. Ainsi la densité et la température électroniques, la composition ionique, mais aussi les températures et les anisotropies des deux ions  $\text{O}^+$  et  $\text{NO}^+$  seront celles qui correspondent à la valeur de  $V_{\text{diff}}$  qui conduit au minimum de variance.

Par exemple (figure IV.4), pour le spectre à  $\phi=62^\circ$ ,  $V_{\text{diff}}$  était auparavant égal à 1394 m/s. On fait alors varier  $V_{\text{diff}}$  de 1400 m/s à 2100 m/s car en dehors de cette fourchette la régression ne converge pas. Pour cet exemple, le minimum de variance se produit à 1700 m/s, ce qui détermine une composition ionique de  $36 \pm 6\%$  d'ions  $\text{O}^+$ . Les autres paramètres atmosphériques déduits sont : une densité électronique de  $1.1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ , une température électronique de 3726 K et des températures ioniques  $\text{O}^+$  et  $\text{NO}^+$  respectivement de 3129 K et 3429 K.

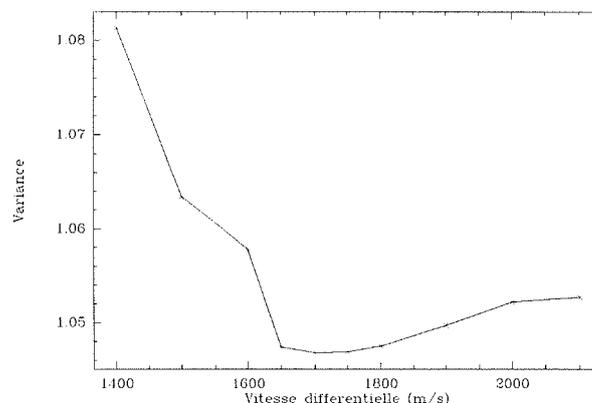


figure IV.5 : minimum de variance de la régression {Ne Te Comp} en fonction de  $V_{\text{diff}}$ , sur le spectre de la position 6.

Les six spectres de la série ont été analysés de la même manière, ce qui conduit aux résultats de la figure IV.6.

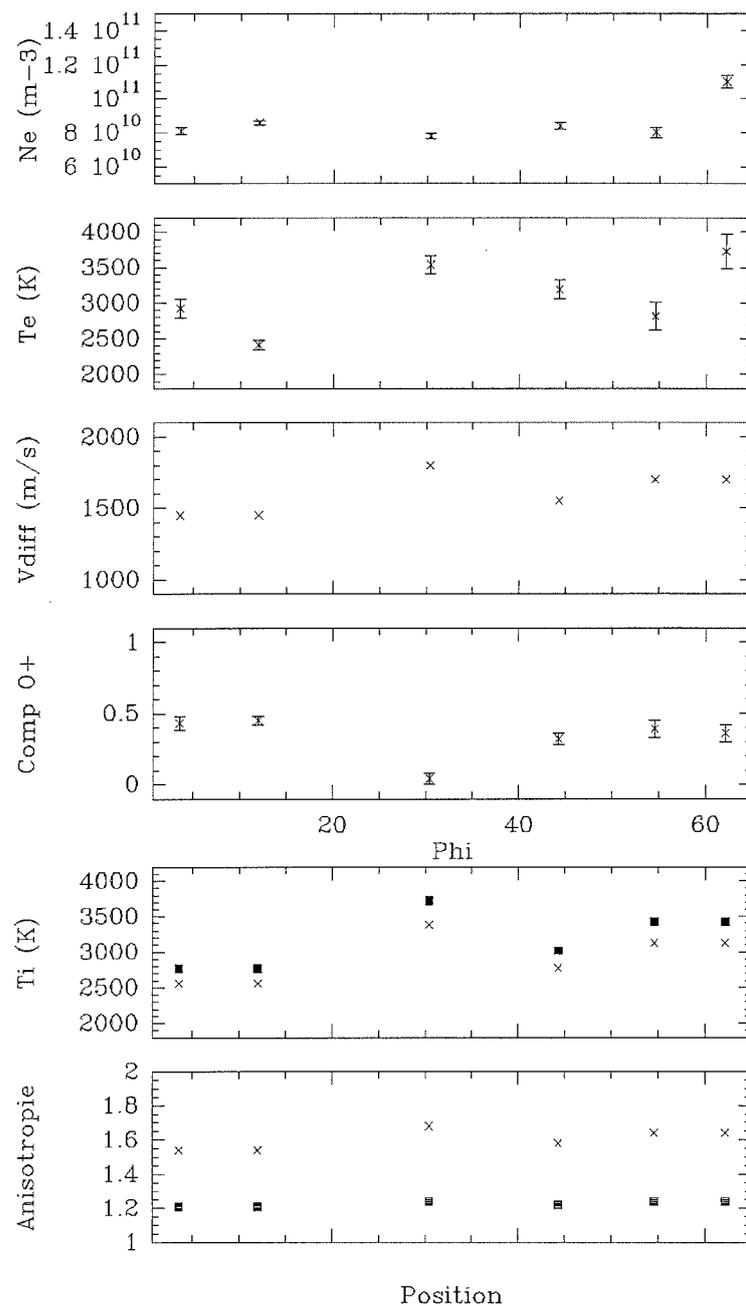


figure IV.6 : résultats de la régression {Ne Te Comp} + Vdiff sur les spectres d'août 1986 : les carrés font références aux ions NO<sup>+</sup> et les croix aux ions O<sup>+</sup>.

Nous remarquons que sur les six positions, de  $\phi = 62^\circ$  à  $\phi = 3^\circ$ , les paramètres déterminés présentent de faibles incertitudes. Ces résultats montrent qu'à tous les angles la composition ionique est fortement moléculaire (ions NO<sup>+</sup>): de 55% à 66% d'ions NO<sup>+</sup> si l'on met de côté la position 8 où la composition est évaluée à 100% d'ions NO<sup>+</sup>. Nous voyons donc ici que les hypothèses faites par Winser et al [WIN89] sur une ionosphère composée exclusivement d'ions O<sup>+</sup> n'est pas fondée, ce qui affecte également les autres paramètres (vitesse différentielle, températures ionique et électronique). Sans ces hypothèses, les paramètres présentent des valeurs légèrement supérieures : Vdiff varie de 1450 m/s à 1800 m/s, la température électronique de 2400K à 3700K. Quant aux températures ioniques, celle des ions O<sup>+</sup> -

comprise entre 2559K et 3381K - est toujours plus faible que celle des ions  $\text{NO}^+$  -comprise entre 2767K et 3723K-, ces températures restant toutes deux bien supérieures à celles rencontrées lors d'une composition ionosphérique de 100% d'ions  $\text{O}^+$ .

La différence entre les températures des deux ions s'élève à 200-300K et en ce qui concerne les anisotropies, celle des ions  $\text{O}^+$  est bien supérieure à celle des ions  $\text{NO}^+$  : l'anisotropie des ions  $\text{O}^+$  est comprise entre 1.55 et 1.7 et celle des ions  $\text{NO}^+$  est égale à environ à 1.2 sur toutes les positions.

↳ *L'étude de ces spectres - recueillis lors de champs électriques de l'ordre de 80 mV/m - par notre nouvelle analyse non-Maxwellienne apporte une amélioration par rapport aux analyses précédentes, puisque comme nous le montrons les ions moléculaires  $\text{NO}^+$  peuvent représenter plus de la moitié de l'ionosphère à 275 km.*

#### IV.1.3.2 Profil en fonction de l'altitude

Jusqu'à présent nous avons limité notre étude aux spectre de Tromsø à l'altitude de 275 km. A cause de données trop bruitées sur les stations latérales il nous a malheureusement été impossible d'aller plus loin quant à l'étude à cette altitude.

Par contre nous avons étendu notre analyse aux autres altitudes afin de déterminer les profils de composition en fonction de l'altitude. Le problème qui se pose alors est qu'à basse altitude, nous ne disposons pas d'informations sur l'intensité du champ électrique. Nous ne pouvons pas considérer, pour une position donnée, que le champ à 275 km est le même qu'à 160 km par exemple, car la ligne de visée ne suit pas obligatoirement une ligne de force du champ magnétique. Il faut donc sélectionner les positions adéquates pour que sur le profil vertical le champ électrique soit sensiblement identique pour toutes les altitudes.

D'après la géométrie de l'expérience, nous sélectionnons immédiatement la position 9 qui est la position exactement à la verticale de Tromsø (même latitude) : l'angle entre la visée radar et le champ magnétique est égal à  $12^\circ$ , ce qui est très proche de la direction parallèle à  $\vec{B}$  et on peut donc supposer que sur 150 km (de 150 à 300 km) le profil vertical est relativement proche d'une ligne de force.

Le second profil que nous choisissons est celui de la position 6 ( $\phi = 55^\circ$ ) qui est plus au nord. Ce profil n'est pas vertical et de 150 à 300 km, la latitude varie d'environ  $1^\circ$ . Pour cette position, nous pouvons considérer que le champ électrique est équivalent pour toutes les altitudes car entre 250 et 300 km, le champ électrique est celui déterminé grâce aux trois stations et à plus basse altitude (entre 150 et 200 km), la ligne de force est la même que celle qui passe à 270 km sur la position 7. Comme l'intensité du champ électrique est équivalente pour ces deux positions, nous pouvons faire l'hypothèse qu'à toutes les altitudes de la position 6 le champ est constant. (Nous aurions pu également choisir de vrais profils verticaux en mixant les altitudes des différentes positions, mais la simultanéité des mesures n'aurait pas été assurée).

Nous devons également limiter notre analyse aux altitudes inférieures à 300 km afin de pouvoir considérer les collisions ion-ion négligeables devant les collisions ion-neutre et d'appliquer notre analyse non-Maxwellienne.

A chaque altitude, avant d'effectuer une régression, nous devons déterminer l'atmosphère neutre par l'intermédiaire du modèle MSIS90. Le type d'analyse choisie est une régression à trois paramètres {Ne Te Comp} avec pour valeur de vitesse différentielle celle trouvée à 275 km : nous considérons que non seulement le champ électrique est constant quelle que soit l'altitude, mais aussi que le vent neutre ne varie pas entre 150 et 300 km (cette dernière hypothèse n'étant pas justifiée).

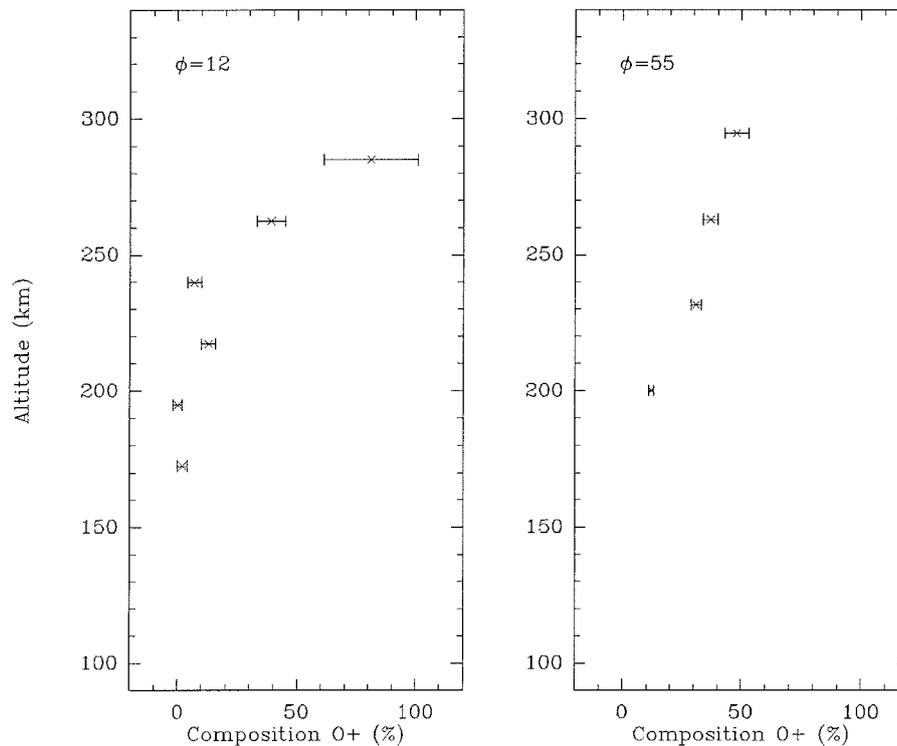


figure IV.7 : profils de composition de 150 km à 300 km.

Les deux profils de composition sont représentés sur la figure IV.7. Nous remarquons alors qu'à basse altitude (180 à 200 km), l'ionosphère est constituée principalement d'ions moléculaires  $\text{NO}^+$ . Cette proportion diminue progressivement lorsque nous nous élevons en altitude. Sur le premier profil les ions  $\text{O}^+$  deviennent le principal composant au-dessus de 280 km, tandis que pour la position 9, deuxième profil, (où le champ électrique est légèrement supérieur), la composition de l'ionosphère est encore de près de 50% d'ions  $\text{NO}^+$  à cette altitude.

Schunk et al. [SCH75] calculèrent théoriquement des profils de concentration des ions  $\text{O}^+$ ,  $\text{NO}^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{N}_2^+$  en fonction de l'altitude pour différents champs électriques (0, 50, 100 et 200 mV/m). Ils montrèrent notamment que pour un champ électrique de 50 mV/m les ions  $\text{NO}^+$  composent 100 % de l'atmosphère neutre à 150 km et 20 % à 300 km et pour un champ électrique de 100 mV/m les ions  $\text{NO}^+$  représentent

2/3 de l'atmosphère neutre à 300 km. Nos résultats expérimentaux sont donc en accord avec les profils théoriques de Schunk et al.

#### IV.1.4 Analyse Maxwellienne et non-Maxwellienne à $\phi = 21^\circ$

Pour un angle  $\phi$  de  $21^\circ (\pm 1^\circ)$  entre la ligne de visée radar et le champ magnétique, les fonctions de distribution décrites par Hubert pour les ions  $O^+$  et  $NO^+$  sont proches d'une fonction de distribution Maxwellienne [HUB93]. Ceci va nous permettre de comparer à cet angle les deux analyses : l'analyse standard d'EISCAT et notre analyse non-Maxwellienne.

Parmi tous les spectres étudiés, aucun n'a été obtenu à  $21^\circ$ , mais nous avons des données recueillies à  $12^\circ$  (position 9) et à  $30^\circ$  (position 8) : pour ces angles, la distribution est encore assez proche d'une Maxwellienne pour considérer l'analyse standard comme valide.

Les deux analyses ne nous donnent pas exactement les mêmes paramètres en sortie de régression. En effet, par l'analyse standard Maxwellienne, nous avons accès à la température le long de la ligne de visée des deux ions  $T_{\phi O^+}$  et  $T_{\phi NO^+}$  :

$$T_{\phi_i} = T_{i//} \cos^2 \phi + T_{i\perp} \sin^2 \phi \quad (IV.1)$$

Notre analyse, quant à elle, nous fournit non seulement les températures ioniques des deux ions mais également l'anisotropie  $A_{NO^+}$  et  $A_{O^+}$ . De ces paramètres nous déduisons facilement les températures le long de la ligne de visée par :

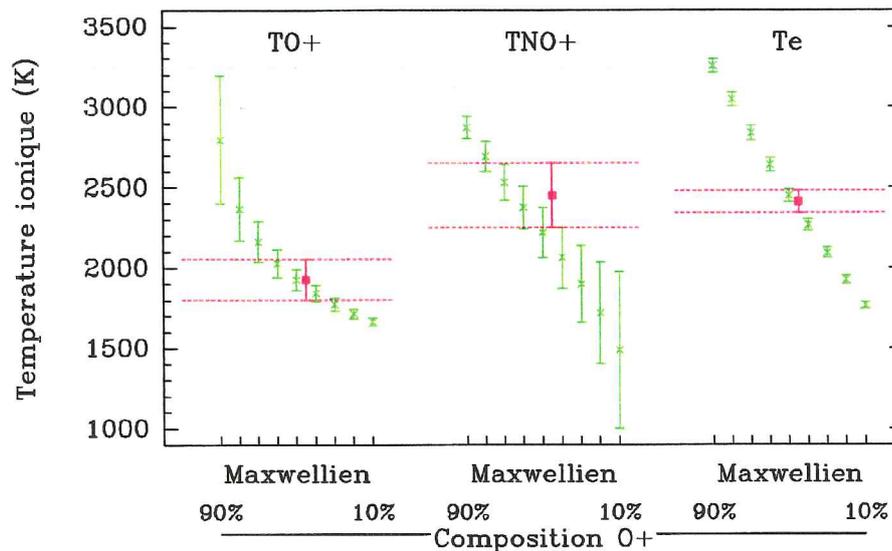
$$T_{\phi_i} = \frac{3T_i}{1+2A_i} (\cos^2 \phi + A_i \sin^2 \phi) \quad (IV.2)$$

Ainsi nous pouvons comparer les températures le long de la ligne de visée pour chaque analyse. Pour l'analyse Maxwellienne, la régression à quatre paramètres  $\{N_e, T_e, T_{\phi O^+}, T_{\phi NO^+}\}$  est effectuée.

Ceci demande donc des spectres de bonne qualité afin d'assurer la convergence de la régression. Malheureusement le spectre à  $30^\circ$  est trop bruité pour espérer obtenir des résultats cohérents. Nous limiterons donc notre étude aux seules données de la position 9. Nous effectuons la régression à quatre paramètres mentionnée ci-dessus pour diverses compositions ioniques entre 10% et 90% d'ions  $O^+$ . Les températures des deux ions ainsi que celles des électrons sont représentées par des croix vertes sur la figure IV.8 pour chaque composition ionique. Sont tracées également (carrés rouges) les températures calculées par IV.2 à partir des températures ioniques  $T_i$  et des anisotropies  $A_i$  trouvées par notre analyse non-Maxwellienne dans la section précédente. En tenant compte des incertitudes, nous observons que les températures de l'ion  $O^+$ , le long de la ligne de visée, sont cohérentes entre les deux analyses lorsque nous considérons une composition comprise entre 40% et 60% d'ions  $O^+$  (lignes pointillées). De même,

les températures des ions  $\text{NO}^+$  sont équivalentes pour une composition entre 50% et 70% d'ions  $\text{O}^+$  ; et les températures électroniques pour une ionosphère composée de 50% d'ions  $\text{O}^+$ .

Or, pour cette position, la régression non-Maxwellienne {Ne Te Comp} évaluait la composition à 45% d'ions  $\text{O}^+$ . L'accord entre les deux analyses est donc relativement bon.



**figure IV.8** : comparaison des températures ioniques pour l'analyse standard d'EISCAT (vert) et notre analyse non-Maxwellienne à 12° (rouge)

➤ Cette étude nous a montré que notre analyse non-Maxwellienne basée sur une approximation polynomiale de la fonction de distribution est cohérente avec l'analyse Maxwellienne standard. Cette cohérence des deux analyses nous encourage à penser que l'analyse non-Maxwellienne est capable de décrire correctement le comportement de l'ionosphère lors de fortes perturbations magnétiques.

➤ Nous allons terminer ici l'étude de l'expérience du 27 Août 1986 qui présente comme nous l'avons vu quelques spectres non-Maxwelliens. Après avoir comparé, sous des hypothèses identiques, les résultats de notre analyse avec ceux de Winser et al [WIN89], nous avons conclu que notre analyse conduit à des résultats voisins mais qu'en plus elle est valable quel que soit l'angle  $\phi$ . Une nouvelle étude, sans aucune hypothèse quant à la composition, nous a montré que lors de périodes perturbées les ions moléculaires pouvaient représenter la moitié de l'ionosphère à 275 km.

Finalement, une étude comparative entre les deux analyses, basée sur la fonction de distribution de Hubert aux alentours de 21°, nous a donné confiance en cette nouvelle analyse.

## IV.2 Expériences françaises sous forts champs électriques

### IV.2.1 Description des expériences

La seconde partie de ce chapitre sera consacrée à des données acquises lors d'expériences avec le radar UHF conçues spécialement pour mettre en évidence les états non-Maxwelliens. Nous avons voulu dans un premier temps étudier la distribution de vitesse des ions moléculaires  $\text{NO}^+$ . Pour cela il nous faut nous placer à une altitude assez basse pour être sûr de n'avoir que des ions  $\text{NO}^+$ . Sachant qu'en période de champ électrique intense, à une altitude donnée, la concentration des ions  $\text{NO}^+$  a tendance à augmenter, nous nous plaçons à 170 km où en période calme nous avons déjà 82% d'ions  $\text{NO}^+$  [LAT92]. Chacune de nos expériences a été conçue pour une géométrie particulière avec une visée toujours dans la même direction pendant plusieurs heures. Par ailleurs, pour chacune d'elles les faisceaux des trois antennes se coupent à 170 km, ce qui nous permet de reconstituer le champ électrique à cette altitude. Ainsi nous exploiterons trois types d'expériences :

- expérience CIRC1 : ionosphère sondée à des angles  $\phi$  proches de  $55^\circ$  ( $\phi_{\text{Tromsø}} = 56^\circ$  et  $\phi_{\text{Kiruna}} = 54^\circ$ ), où nous pouvons nous affranchir du modèle d'atmosphère neutre Ran (chapitre II) et à  $\phi_{\text{Sodankyla}} = 21^\circ$ , où la fonction de distribution est Maxwellienne
- expérience CIRC2 : pointage vers le nord aux angles  $\phi_{\text{Tromsø}} = 64^\circ$  et  $\phi_{\text{Kiruna}} = \phi_{\text{Sodankyla}} = 70^\circ$
- expérience CIRC3 : visée parallèle au champ magnétique avec  $\phi_{\text{Tromsø}} = 0^\circ$ ,  $\phi_{\text{Kiruna}} = 26^\circ$  et  $\phi_{\text{Sodankyla}} = 34^\circ$ .

Tous les spectres que nous recueillerons seront intégrés sur une minute lors de l'analyse.

Nous recherchons pour effectuer ces expériences une période magnétiquement active. Après plusieurs tentatives, nos expériences se sont finalement déroulées au cours des campagnes de Janvier et Mars 1995. Ainsi nous étudierons les données des trois jours suivants : 20 Janvier 1995 (15h30-20h30 : CIRC2, 20h30-22h : CIRC3), 23 Mars (15h-21h30 : CIRC2), 27 Mars (18h-20h30 : CIRC2, 20h30-24H00 : CIRC1).

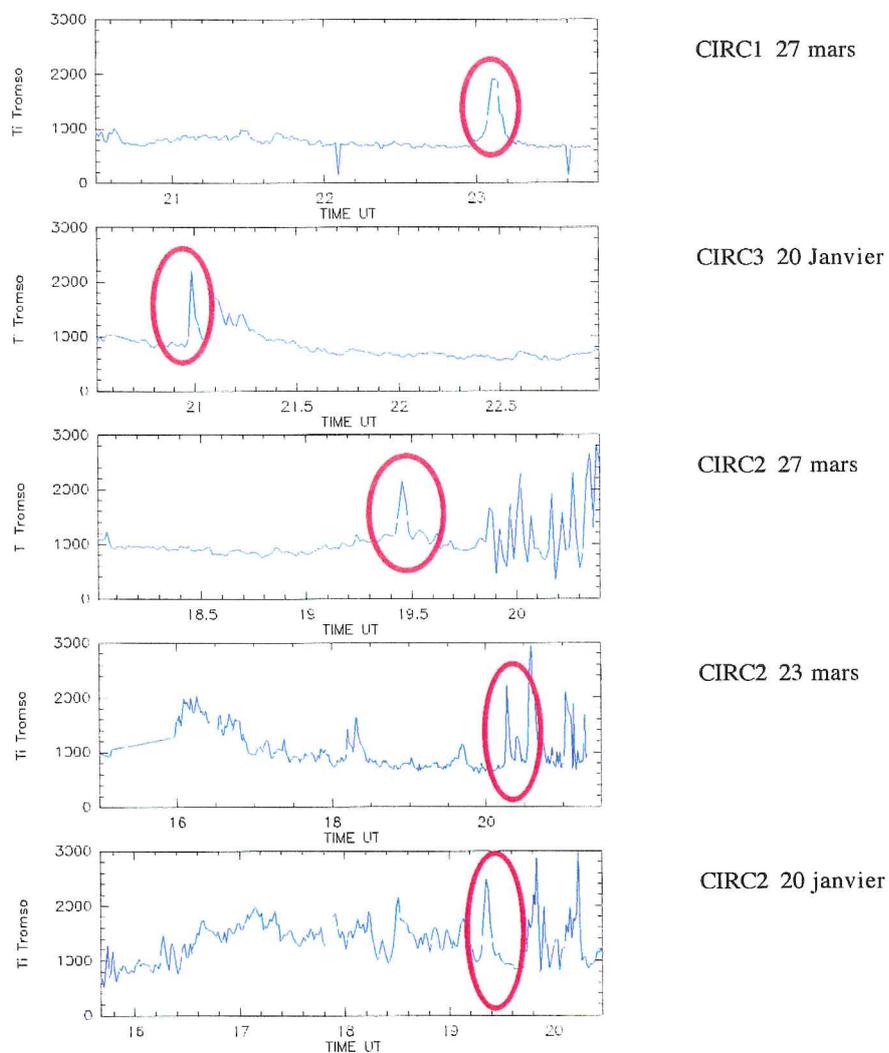
Un autre type d'expérience avait été programmé pour sonder l'atmosphère à 270 km (intersection des trois faisceaux) afin d'étudier plus particulièrement la différence de température ionique entre les deux ions :  $T_{\text{NO}^+} - T_{\text{O}^+}$ . Malheureusement cette expérience n'a pu être réalisée car l'activité magnétique ne nous a pas semblé suffisamment élevée pour assurer une proportion importante d'ion  $\text{NO}^+$  à cette altitude.

### IV.2.2 Recherche des périodes intéressantes

Cinq séries de spectres ont été enregistrées durant les deux campagnes françaises. Nous allons rechercher parmi ces données à quel moment nous avons l'opportunité de trouver des spectres non-Maxwelliens. La condition pour obtenir de tels spectres est d'avoir de fortes vitesses différentielles, ce qui

se manifeste par un effet Joule important. Nous allons rechercher ces périodes grâce à la température ionique. De plus nous prendrons de préférence les spectres du début de la perturbation car les espèces neutres ne sont pas encore entraînées par les ions, la constante d'entraînement étant au moins de l'ordre d'une dizaine de minutes. A ce moment la vitesse différentielle est à son maximum. Ensuite les espèces neutres acquièrent au contact des ions une vitesse plus importante ce qui implique que  $V_{diff}$  diminue.

Nous analysons systématiquement, par l'analyse Maxwellienne, toutes les données et regardons en fonction de l'heure où sont les maxima de température ionique. Ainsi pour les cinq expériences, les températures observées à Tromsø sont représentées sur la figure IV.9. Sur chaque série nous sélectionnons une période de quelques minutes, repérée par un cercle rouge, où les spectres devraient être non-Maxwelliens : cette période est choisie lorsque la température ionique augmente brusquement, c'est à dire lorsqu'elle est précédée d'une période calme.



**figure IV.9** : températures ioniques observées sur les diverses expériences.

Nous remarquons toutefois que pour l'expérience CIRC2 du 20 janvier, le champ électrique devait être relativement élevé pendant plusieurs heures avant la période que nous avons sélectionnée.

Maintenant que nous avons sélectionné les périodes que nous allons étudier, nous allons vérifier que la forme des spectres pourrait correspondre à la présence de distributions non-Maxwelliennes.

Une série de spectres obtenus à 170 km est tracée sur la figure IV.10 ; cette série correspond à l'expérience CIRC2 du 20 Janvier (de 19h16 à 19h26, soit un spectre toutes les deux minutes) . Sur cette série nous constatons immédiatement une différence entre les spectres 3 et 4, et les spectres 1 et 6 de forme habituelle en région F. Constatons également que tous les spectres présentent un rapport signal à bruit excellent.

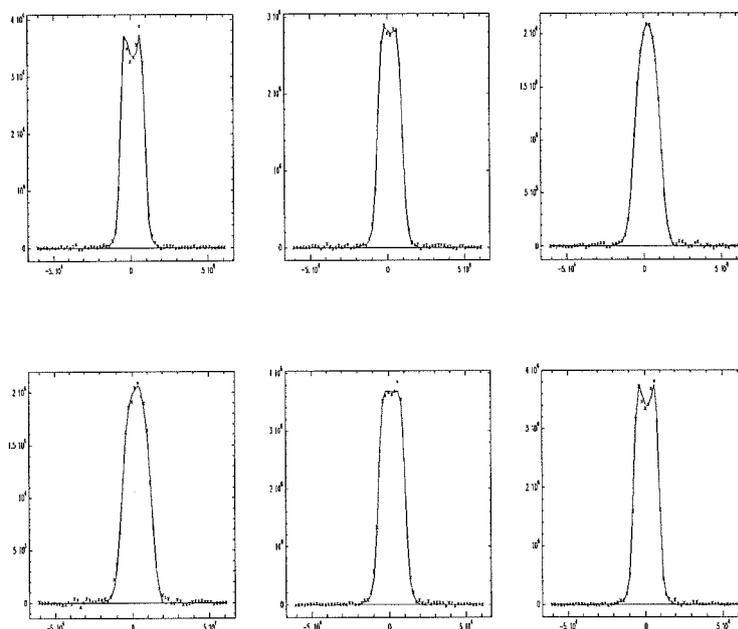


figure IV.10 : spectres observés le 20 janvier à 170 km.

Mais la déformation du spectre que nous avons constatée est-elle vraiment liée à une augmentation du champ électrique ? Pour le vérifier il nous suffit de calculer le champ électrique en utilisant les résultats des trois stations. La valeur du champ correspondant aux six spectres de la figure IV.10 est tracée sur la figure IV.11 ; nous constatons alors que les spectres 3 et 4 sont effectivement corrélés à une augmentation du champ électrique : l'intensité du champ atteint à son maximum 90 mV/m.

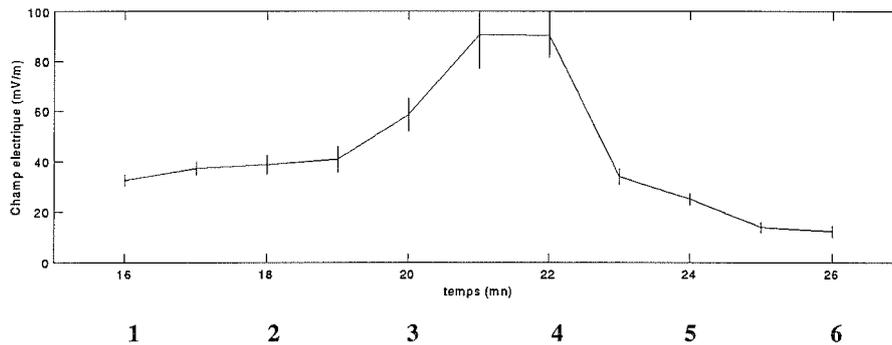


figure IV.11 : Champ électrique pour les six spectres de la figure précédente.

Nous ne représenterons pas ici tous les spectres de chaque série mais nous y observons des comportements identiques : déformation des spectres correspondant à chaque fois à une augmentation du champ électrique.

La recherche des spectres pouvant correspondre à des distributions non-Maxwelliennes a été menée avec l'analyse standard d'EISCAT (fonctions de distribution Maxwellienne) car elle permet une analyse systématique des données. Une fois les spectres intéressants sélectionnés, nous allons les étudier plus en détail avec notre analyse non-Maxwellienne.

### IV.2.3 Comparaison des deux analyses

Comparons ici l'analyse standard d'EISCAT à notre analyse non-Maxwellienne sur des données réelles afin d'évaluer l'erreur commise en analysant des données non-Maxwelliennes avec l'analyse Maxwellienne.

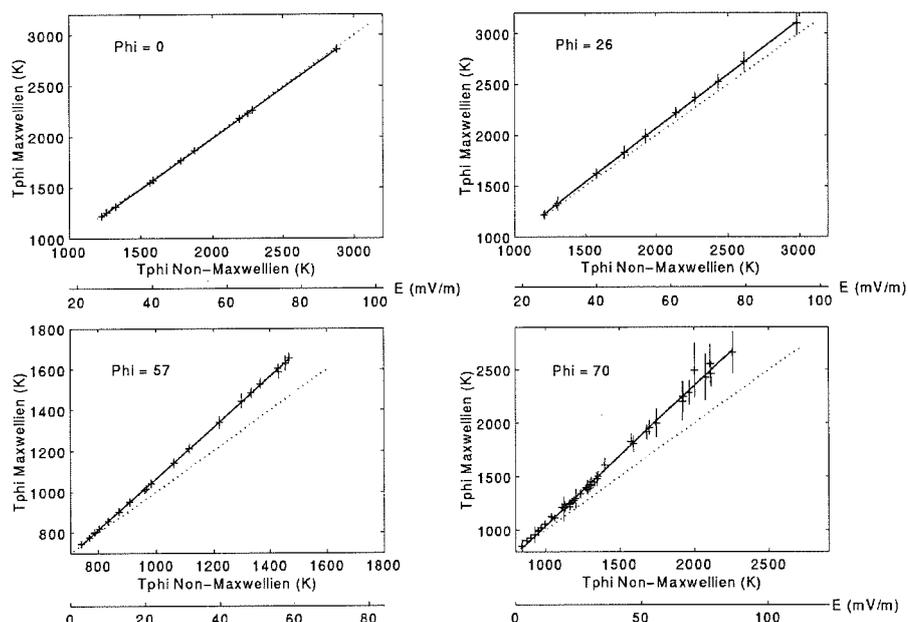
A 170 km nous pouvons faire l'hypothèse de la seule présence d'ions  $\text{NO}^+$  car le champ électrique atteint plus de 50 mV/m (les ions  $\text{NO}^+$  se sont alors élevés en altitude). Calculons, grâce au modèle MSIS90, le rapport de densités neutres  $R_{an}$  pour chaque série de spectre, et déterminons la température neutre en la prenant égale à la température ionique de la période calme précédant la perturbation. Sous ces hypothèses restent à déterminer la densité et la température électronique ainsi que la vitesse différentielle. Nous effectuons donc la régression à trois paramètres  $\{N_e, T_e, V_{diff}\}$ . On obtient la température  $T_\phi$  le long de la ligne de visée de la même manière que précédemment par l'équation IV.2. Soulignons que le modèle de section efficace utilisé est comme auparavant le modèle B de St-Maurice et Schunk [STM77].

En ce qui concerne l'analyse Maxwellienne nous évaluons les paramètres  $N_e$ ,  $T_e$  et  $T_{\phi\text{NO}^+}$  par une régression à trois paramètres. Nous pourrions ainsi comparer la température  $T_\phi$  des ions  $\text{NO}^+$  obtenue par les deux analyses à chaque angle  $\phi$  fixé par les géométries des expériences. Pour chaque angle ( $0^\circ$ ,  $21^\circ$ ,

26°, 54°7, 56°7 et 70°), nous avons plusieurs spectres disponibles et donc plusieurs valeurs de température.

Nous pouvons ainsi tracer la température  $T_\phi$  obtenue par l'analyse Maxwellienne en fonction de celle évaluée par l'analyse non-Maxwellienne (figure IV.12) aux angles  $\phi = 0^\circ, 26^\circ, 57^\circ$  et  $70^\circ$  (les trois premiers graphes sont basés sur les résultats de la station de Tromsø, le dernier sur ceux de Kiruna, ce qui explique pourquoi les températures présentent de plus grandes incertitudes).

Pour chaque séries de meusures nous avons également représenté le champ électrique correspondant.



**figure IV.12 :** température le long de la ligne de visée obtenue par l'analyse standard en fonction de la température le long de la ligne de visée obtenue par l'analyse non-Maxwellienne.

Nous constatons alors que plus l'angle  $\phi$  est élevé, plus l'analyse Maxwellienne surestime la température des ions  $\text{NO}^+$ . A  $\phi = 0^\circ$ , les deux analyses donnent des résultats équivalents : ceci n'est pas surprenant puisque parallèlement au champ  $\vec{B}$ , Hubert et al [HUB93] montrèrent que la fonction de distribution des vitesses ioniques était proche d'une Maxwellienne (l'analyse standard d'EISCAT s'applique donc très justement dans ce cas-là). Par contre à plus grand angle la distribution des ions  $\text{NO}^+$  s'éloigne de plus en plus de la distribution Maxwellienne : ce résultat se retrouve sur la figure IV.12 puisque l'écart entre les deux analyses s'accroît lorsque  $\phi$  augmente. La pente de la droite  $T_{\phi \text{ MAX}} = \alpha T_{\phi \text{ NON-MAX}}$  est tracée en fonction de l'angle  $\phi$  sur la figure IV.13. Nous constatons facilement que l'analyse Maxwellienne n'est pas appropriée aux grands angles.

Pour ces données, nous pouvons par ces points faire passer le polynôme d'ordre 3 suivant :

$$\alpha = -0.35 \cdot 10^{-6} \phi^3 + 95.68 \cdot 10^{-6} \phi^2 + 29.22 \cdot 10^{-4} \phi + 1 \quad (\text{IV.3})$$

et ainsi retrouver pour chaque angle de visée, l'erreur commise sur la température le long de la ligne de visée.

La surestimation de la température ionique par l'analyse Maxwellienne est bien évidemment fonction de l'intensité du champ électrique : plus le champ est fort (c'est à dire plus la valeur de  $T_\phi$  est grande), plus cet écart est important. Ainsi à  $\phi = 70^\circ$ , l'analyse Maxwellienne évalue à 2400K une température évaluée à 2000K par notre analyse non-Maxwellienne, soit une erreur de 20% pour des champs électriques de l'ordre de 50-60 mV/m.

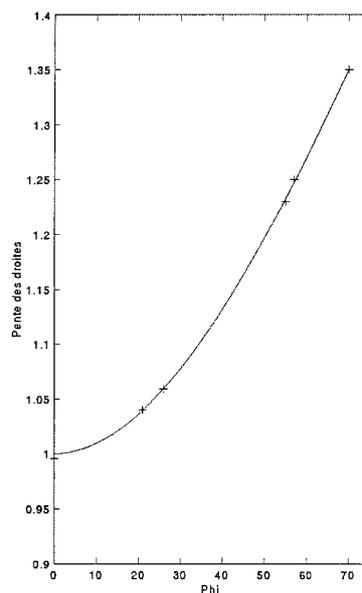


figure IV.13: coefficient de la droite  $T_{\phi\text{Max}} = \alpha T_{\phi\text{Non-Max}}$  en fonction de l'angle  $\phi$ .

Le même type d'étude sur les températures électroniques nous montre en revanche que cette fois-ci l'analyse Maxwellienne les sous-estime très légèrement (moins de 5%).

→ Une analyse "Maxwellienne" sur des spectres présentant une caractéristique non-Maxwellienne conduit à des erreurs sur les paramètres ionosphériques évalués, qui peuvent aller jusqu'à 20% pour des champs électriques de 50-60 mV/m. Nous retrouvons en ceci, les résultats prédits sur simulations

[HUB89], à savoir qu'une analyse "Maxwellienne" de spectres "non-Maxwelliens" conduit à une mauvaise interprétation des paramètres ionosphériques.

Nous avons pu, sur données expérimentales, quantifier cette mauvaise estimation en fonction de l'angle de visée  $\phi$ , pour des champs électriques de 10 à 90 mV/m.

## IV.2.4 Autres résultats obtenus par l'analyse Non-Maxwellienne

### IV.2.4.1 Étude à 170 km

Nous allons maintenant exploiter les résultats de l'analyse non-Maxwellienne sur ces spectres déformés. Nous faisons toujours la même hypothèse sur la composition ionique : 100% d'ions  $\text{NO}^+$  à 170 km pour des champs électriques de plus de 50 mV/m et nous déterminons l'atmosphère neutre de manière analogue à précédemment. Ce qui nous amène à effectuer la régression  $\{\text{Ne Te Vdiff}\}$  sur tous les spectres non-Maxwelliens des trois expériences : CIRC1, CIRC2 et CIRC3.

Dans un premier temps nous allons vérifier si nous retrouvons des résultats identiques sur toutes les stations. Les trois faisceaux sondant la même région de l'ionosphère, tous les paramètres - à l'exception de ceux qui dépendent de la direction d'observation comme  $T\phi$  - devraient être les mêmes sur chacune d'entre elles, si l'on fait abstraction de la différence du volume diffusant entre les stations latérales et Tromsø.

Les figures IV.14, 15, 16 récapitulent les valeurs des paramètres régressés (Ne, Te, Vdiff) ainsi que l'anisotropie calculée pour un exemple des trois types d'expériences CIRC1 (27 Mars : 23h à 23h11'), CIRC2 (23 Mars : 20h12' à 20h29') et CIRC3 (20 Janvier : 20h58' à 21h08'). Le champ électrique tiré des mesures tristatiques est également représenté pour chacun de ces points de mesure et l'on remarque qu'il peut atteindre 80 mV/m.

La première remarque que nous sommes en mesure de faire est que la vitesse différentielle est effectivement corrélée à l'intensité du champ électrique : Vdiff déterminé par l'analyse non-Maxwellienne augmente bien quand l'intensité du champ croît.

Si l'on étudie maintenant les expériences les unes après les autres :

- CIRC1 (figure IV.14) : les valeurs des trois stations sont présentes ici, mais l'on note que les températures électroniques de Sodankyla sont le plus souvent supérieures aux autres ; les spectres de Sodankyla étant enregistrés à faible angle ( $\phi = 21^\circ$ ), la sensibilité à l'atmosphère neutre et au modèle de section efficace de collision est plus grande. Nous observons sur cette série, une augmentation rapide de la densité électronique (elle double en l'espace de trois minutes) et ce sur les trois stations. Ce phénomène pourrait être l'effet de précipitations de particules chargées dans la haute atmosphère terrestre. Ces précipitations semblent affecter les résultats, du moins la vitesse différentielle qui devient très différente sur les trois stations (23h08'). Cela pourrait provenir du fait que l'on commet, à cet instant, une erreur sur l'estimation de la composition ionique (fixée à 100%  $\text{NO}^+$ ).

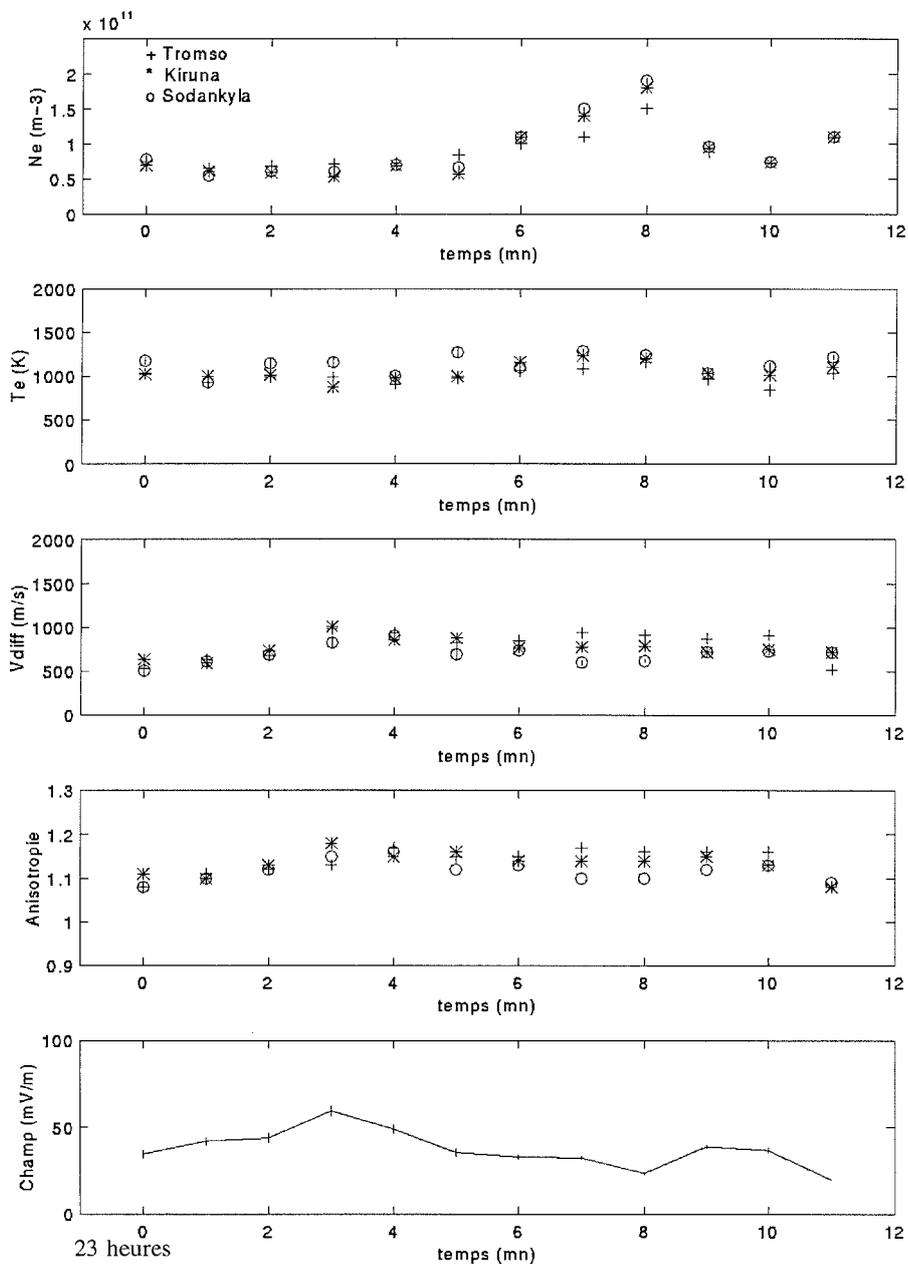


figure IV.14 : analyse non-Maxwellienne sur expérience du type CIRC1

• CIRC2 (figure IV.15) : sur cette série nous ne pouvons exploiter que les données de Tromsø et Kiruna car les spectres de Sodankyla ne sont pas de qualité suffisante pour pouvoir évaluer des paramètres correctement. Les paramètres, aussi bien la vitesse différentielle que la température électronique, déterminés par l'analyse non-Maxwellienne sont identiques sur ces deux stations. Nous constatons, comme précédemment, une augmentation de la densité électronique à 20h20' qui pourrait également être due à des précipitations de particules chargées, mais sans affecter cette fois-ci les résultats de l'analyse.

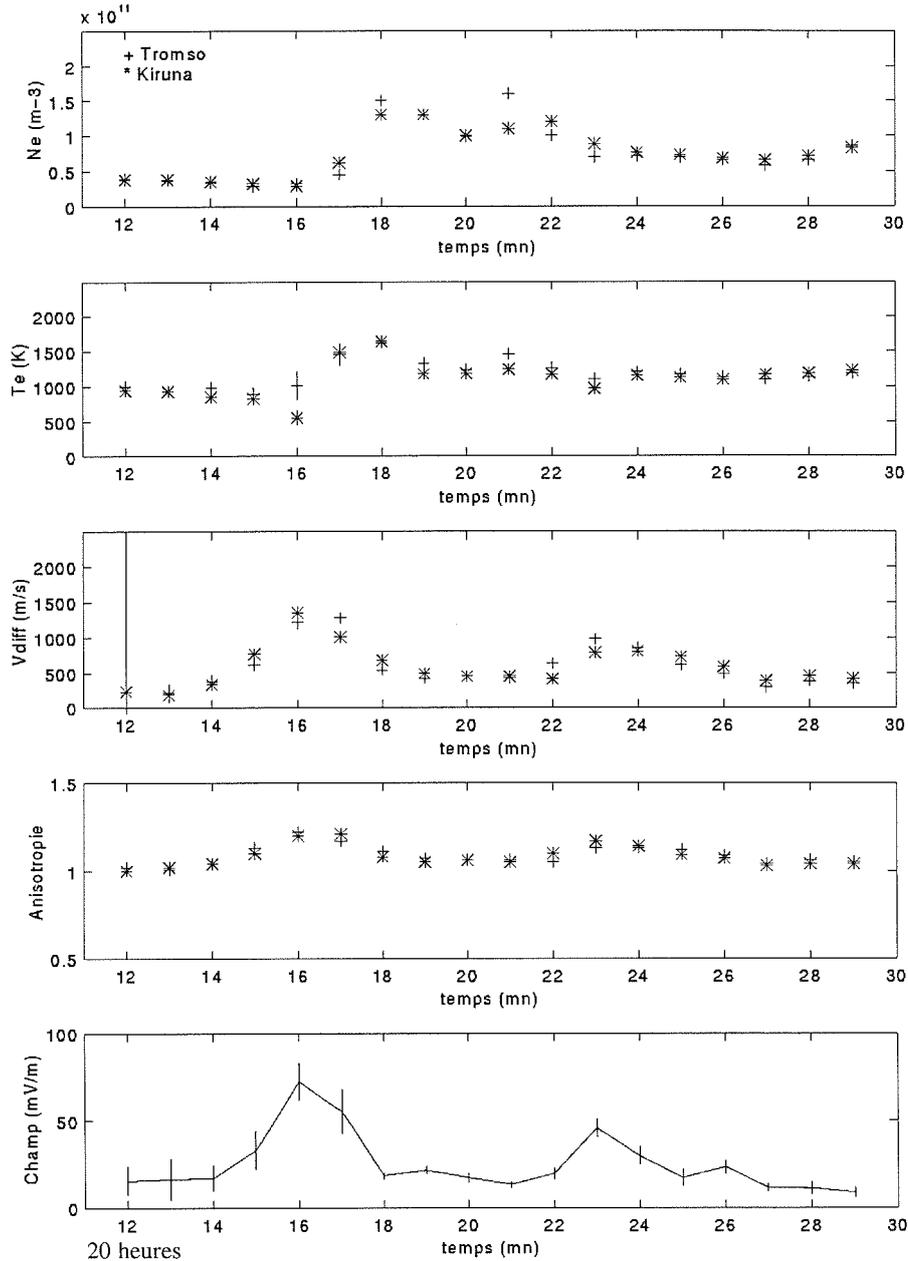


figure IV.15 : analyse non-Maxwellienne sur expérience du type CIRC2.

• CIRC3 (figure IV.16) : sur cette dernière série, seules les données de Tromsø et de Kiruna sont également exploitables. Nous notons que si les densités et la vitesse différentielle de ces deux stations sont bien corrélées, il n'en est pas de même en ce qui concerne les températures électroniques puisque celles de Kiruna sont systématiquement supérieures à celles de Tromsø : de l'ordre de 20-25%. Cette différence pourrait être due à une mauvaise estimation de l'atmosphère neutre d'autant plus que le champ électrique était relativement important pendant plusieurs heures ce jour là (voir figure IV.9). En effet notre analyse est très sensible à faible angle ( $\phi_{\text{Tromsø}} = 0^\circ$  et  $\phi_{\text{Kiruna}} = 26^\circ$ ), à la composition de l'atmosphère neutre (paragraphe III.3.1).

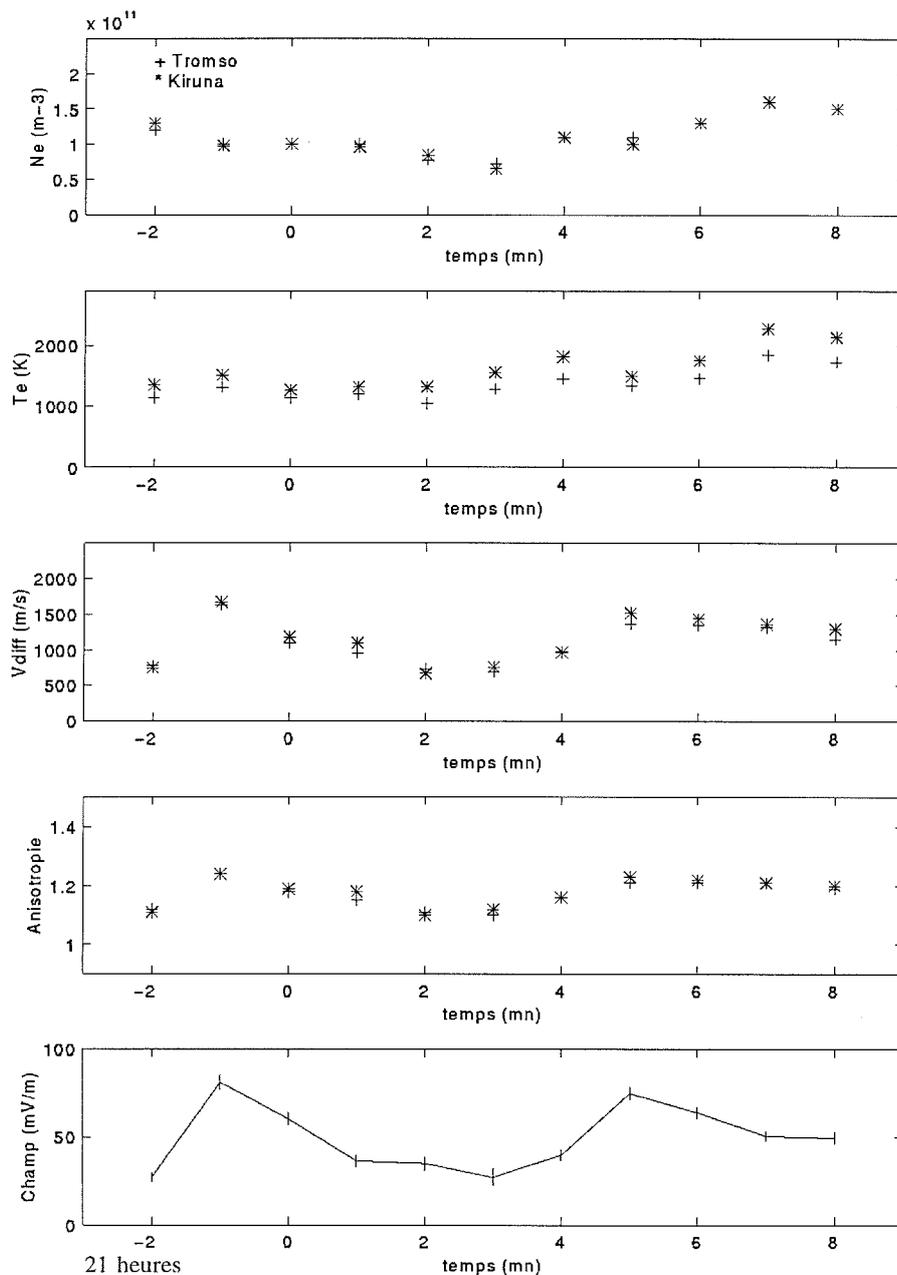


figure IV.16 : analyse non-Maxwellienne sur expérience du type CIRC3.

Nous observons aussi sur cet exemple que la densité électronique a plutôt tendance à diminuer lorsque le champ électrique augmente, ce à quoi nous nous attendions. En effet, comme nous l'avons déjà dit, lors de forts champs électriques les ions  $\text{NO}^+$  vont s'élever dans l'ionosphère, or ces ions se recombinaient très rapidement aux électrons. Ainsi plus la composition en ions  $\text{NO}^+$ , à une altitude donnée est importante plus la densité électronique sera faible. Cet exemple illustre cette propriété physique.

Sur les autres séries de spectres, étudiées mais non présentées ici, nous retrouvons, selon les cas, l'une ou l'autre de ces caractéristiques : précipitations de particules, diminution de la densité électronique ou voire même les deux phénomènes combinés.

Globalement la température des ions  $\text{NO}^+$ , sur l'ensemble des données, reste assez faible. La température maximale observée est lors de l'expérience CIRC3 (qui est légèrement plus haute en altitude : 185 km), sous un champ électrique de 80 mV/m : elle atteint alors 3300 K.

↳ *Si les vitesses différentielles déduites de notre analyse non-Maxwellienne sont très proches sur les trois stations, il reste cependant à comprendre les différences sur les températures électroniques qui sont supérieures aux barres d'erreurs. Une des explications pourrait être que la température électronique est très sensible à la qualité des spectres : en effet les barres d'erreurs sur l'antenne de Sodankyla, qui est la station présentant en général des données avec un moins bon rapport signal à bruit, sont toujours supérieures à celles des autres stations.*

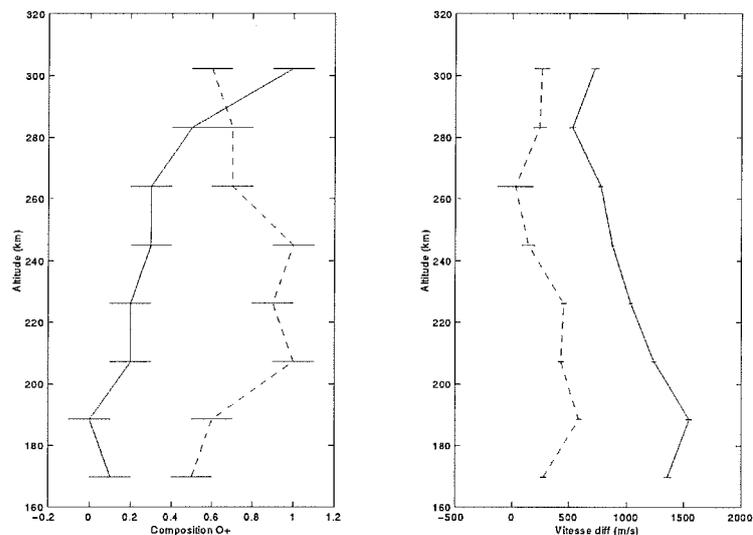
#### IV.2.4.2 Profils de composition ionique

Étendons maintenant notre étude à plus haute altitude afin d'obtenir un profil de composition en fonction de l'altitude. Comme auparavant, pour les expériences d'août 1986, nous choisissons une atmosphère neutre différente à chaque altitude. La température neutre est toujours prise égale à la température ionique d'une période calme précédant la perturbation, et le rapport de densités neutres calculé par MSI90, en tenant compte d'un indice magnétique  $A_p$  de 6, 7 et 20 et d'un flux solaire de 87, 94 et 89, respectivement pour les journées du 20 janvier, 23 et 27 mars.

Les paramètres à évaluer sont maintenant la densité électronique, la température électronique, la vitesse différentielle mais également la composition ionique. Nous adopterons alors la méthode, explicitée au chapitre III et utilisée dans la section précédente (IV.1), à savoir que nous effectuons la régression à trois paramètres  $\{N_e T_e V_{diff}\}$  et recherchons son minimum de variance en fonction de la composition ionique que nous faisons varier de 0% à 100% d'ions  $\text{O}^+$ .

Deux profils sont montrés sur les figures IV.17 et IV.18 pour respectivement les journées du 20 janvier (CIRC2) et du 27 mars (CIRC2). Pour ces deux journées nous avons choisi de tracer la composition ionique mais également la vitesse différentielle pour noter la corrélation entre ces deux paramètres. De plus le profil en période plus ou moins agitée (trait plein) est accompagné d'un profil en période plus calme (en traits pointillés). Il faut également souligner ici que la latitude varie légèrement d'une altitude à une autre, car nous ne considérons pas des profils exactement verticaux : entre 160 et 300 km la variation de la latitude est de  $1.5^\circ$ .

- Pour la journée du 20 janvier, sur le profil à 19h21' nous observons que les ions  $\text{NO}^+$  sont majoritaires jusqu'à 280 km, ce qui est corrélé à un fort champ électrique en basse altitude ( $V_{\text{diff}} > 1000$  m/s jusqu'à 220 km), par contre en période calme, 18h48, les ions  $\text{O}^+$  sont les principaux composants jusqu'à 300 km. Notons au passage que la composition en ion  $\text{O}^+$  diminue sur ce dernier profil à partir de 240 km où l'on observe alors une légère augmentation du champ électrique (à l'inverse du profil de 19h21'). Les différences entre les deux profils (profil en période calme et profil en période perturbée) restent néanmoins bien visibles.



**figure IV.17** : profil de composition et de vitesse différentielle en fonction de l'altitude pour: le 20 janvier : 19h21 (trait plein), 18h48 (traits pointillés)

• Quant au second exemple, la journée du 27 mars, les deux profils sont identiques jusqu'à 240 km et ensuite suivent une évolution différente : sur le profil de 19h31' les ions  $\text{NO}^+$  redeviennent majoritaires, car nous observons en même temps une forte augmentation de la vitesse différentielle (881 m/s à 1725 m/s). Tandis que pour le profil à 19h12' la composition ionique a un comportement tout à fait classique.

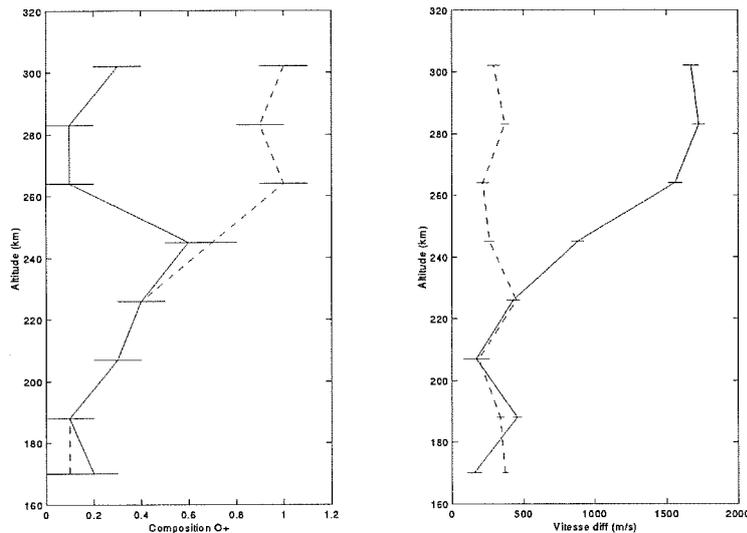


figure IV.18 : profil de composition et de vitesse différentielle en fonction de l'altitude pour le 27 mars : 19h31 (trait plein), 19h12 (traits pointillés).

Le fait que nous observions des vitesses différentielles différentes à chaque altitude n'est pas surprenant puisque les profils que nous avons étudiés ne sont pas sur une même ligne de force du champ magnétique.

↳ Ces nouveaux profils confirment que sous de forts champs électriques l'ionosphère, au pic de la région F, est constituée d'un mélange d'ions  $\text{O}^+$  et  $\text{NO}^+$ , ce deuxième ion étant d'autant plus majoritaire que le champ électrique est fort. Faire l'hypothèse que seul l'ion  $\text{O}^+$  est présent à cette altitude n'est donc pas justifié dans de telles conditions.

## Résumé et conclusion

*Dans ce chapitre nous avons utilisé notre nouvelle analyse non-Maxwellienne, basée sur l'approximation polynomiale généralisée de la fonction de distribution des vitesses ioniques.*

*Dans un premier temps les données du 27 août 1986 qui, comme l'a observé le premier Winsor [WIN87], présentent de fortes caractéristiques non-Maxwelliennes, ont été exploitées :*

- *une comparaison des résultats issus de notre analyse non-Maxwellienne, avec ceux obtenus par l'analyse de Raman, nous a permis de vérifier que sous les mêmes hypothèses (composition ionique égale à 100% d'ions  $O^+$ ) de Winsor et al [WIN89] nous aboutissions aux mêmes résultats. Mais par notre analyse nous pouvons étudier les spectres quelle que soit la direction d'observation et ceci avec une précision identique en tout point.*

- *de plus nous avons pu déterminer la composition ionique ( $O^+ + NO^+$ ) aux instants de forts champs électriques et montrer qu'à 275 km les ions  $NO^+$  représentaient encore la moitié de l'ionosphère.*

- *une étude comparative entre l'analyse standard d'EISCAT et notre analyse non-Maxwellienne, nous a confortés dans notre démarche puisque les paramètres ionosphériques évalués par les deux analyses sont cohérents.*

*Dans une seconde partie, nous avons travaillé sur des données acquises spécialement pour l'étude de spectres non-Maxwelliens, avec des géométries particulières. Ceci nous a amené :*

- *pour les ions  $NO^+$  à quantifier expérimentalement, en fonction de l'angles  $\phi$ , l'erreur faite par une analyse Maxwellienne sur des spectres non-Maxwelliens, sous des champs électriques de 10 à 90 mV/m,*

- *à connaître l'état de l'ionosphère sous des champs électriques de moyenne intensité et notamment à tracer des profils de composition en périodes perturbées, qui confirment la présence des ions  $NO^+$  à haute altitude (280 km).*

*Mais il faut continuer d'acquérir de nouvelles données à forts champs électriques, plus intenses que ceux précédemment observés, et pour des géométries particulières afin d'explorer tout l'espace. Particulièrement à plus hautes altitudes, comme il avait été prévu, au maximum de la région F pour approfondir mieux encore la composition ionique durant les périodes magnétiquement perturbées et pour appréhender alors la différence de température des espèces ioniques.*

## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Cette étude était motivée par la nécessité de considérer une fonction de distribution des vitesses ioniques non-Maxwellienne pour estimer correctement les paramètres ionosphériques mesurés par diffusion incohérente pendant les perturbations magnétiques.

C'est dans cette optique que nous avons comparé deux modèles de fonction de distribution non-Maxwellienne. L'expansion polynomiale généralisée de D. Hubert [HUB83], qui est la résolution analytique de l'équation de Boltzmann, et une distribution numérique calculée par une méthode Monte-Carlo [WIN92]. Nous avons étudié la fonction de distribution des ions  $\text{NO}^+$ , dans une atmosphère neutre d'oxygène pur, d'azote pur ou une atmosphère mixte d'oxygène et d'azote : la fonction analytique décrit correctement la fonction numérique jusqu'à des champs électriques de 150 mV/m. Cette limite s'abaisse aux alentours de 100 mV/m lorsque l'on considère la fonction de distribution des ions  $\text{O}^+$  dans une atmosphère neutre contenant de l'oxygène atomique.

Fort de ces résultats, la fonction analytique a été introduite dans le programme d'analyse des spectres EISCAT, afin d'étudier l'ionosphère sous des champs électriques pouvant atteindre 100 mV/m.

Dans un premier temps nous avons testé cette nouvelle analyse "non-Maxwellienne" sur plusieurs séries de simulations. Cette analyse permet d'effectuer des régressions sur les paramètres atmosphériques suivants : la densité et la température électroniques, la température neutre, la composition ionique et la vitesse différentielle ion-neutre. Nous avons montré que parmi les régressions à trois paramètres, les meilleures sont celles qui estiment la température électronique. Les principaux résultats déduits des tests sur simulations sont

- d'une part, la convergence est moins bonne lorsque  $V_{diff}$  est supérieur à 1500 m/s ou lorsque le rapport  $\frac{T_e}{T_n}$  est proche de l'unité,

- d'autre part, la précision des résultats est indépendante de la composition ionique et de la direction d'observation, c'est à dire de l'angle  $\phi$ .

Enfin des études de sensibilité au modèle de sections efficaces de collisions et à l'atmosphère neutre ont permis de constater que pour de petits angles de visée ( $\phi < 30^\circ$ ) une erreur sur un de ces modèles pouvait conduire à de larges biais : les paramètres ionosphériques se trouvant soient surestimés soit sous-estimés. Par contre aux grands angles de visée, l'analyse non-Maxwellienne est très peu sensible à ces modèles.

Une seconde étape a consisté à comparer les résultats déduits de notre analyse non-Maxwellienne avec ceux issus de l'analyse semi-empirique de Raman [RAM81]. Pour cela nous avons repris les spectres du 27 Août 1986, présentant des caractéristiques non-Maxwelliennes, déjà étudiés par une équipe anglaise [WIN87], [LOC88], [WIN89], [SUV89b]. A partir d'hypothèses identiques (100% d'ions  $O^+$ ,  $T_n=1000K$ ) nous avons non seulement retrouvé des résultats semblables à ceux de l'analyse de Raman, mais également nous avons déterminé les paramètres ionosphériques pour des angles de visée inférieurs à  $30^\circ$  ce qui n'est pas le cas dans la précédente analyse.

En appliquant notre analyse non-Maxwellienne sur ces mêmes données, nous avons en plus estimé la composition ionique. A 275 km d'altitude, elle atteint près de 50% d'ions moléculaires  $NO^+$  pour des champs électriques de 80 mV/m.

De nouvelles études sur des spectres acquis spécialement lors d'une campagne française ont confirmé ce dernier résultat. Grâce à cette deuxième série d'analyse, nous avons également pu quantifier expérimentalement, en fonction de l'angle de visée  $\phi$ , l'erreur commise lors d'une interprétation Maxwellienne de spectres non-Maxwelliens, dans le cas des ions  $NO^+$ .

Le travail sur les simulations numériques Monte-Carlo nous a permis de proposer un nouveau modèle de sections efficaces de collisions que nous avons dénommé C. Jusqu'à présent les modèles les plus couramment utilisés étaient les modèles A et B de St Maurice et Schunk [STM77]. Dans ces modèles les rapports des sections efficaces  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  sont des constantes par rapport au champ électrique. Or le nouveau modèle C donne pour des champs électriques de 0 mV/m à 150 mV/m des rapport qui varient en fonction de l'intensité du champ électrique.

Nous n'avons pas eu le temps d'introduire ce modèle C dans l'analyse non-Maxwellienne décrite au chapitre III, ni par conséquent dans l'étude des spectres EISCAT. Une des suites de cette étude serait donc d'introduire dans l'analyse non-Maxwellienne ces rapports  $Q_{in}^k/Q_{in}^1$  variant avec le champ électrique et par la suite de procéder à l'analyse de données réelles.

Une grande partie de ce travail a porté sur les fonctions de distribution des vitesses ioniques. Nous avons, entre autre, étudié leur évolution en fonction du champ électrique, de l'atmosphère neutre, de la composition ionique, etc... et nous avons caractérisé les différences entre les deux modèles. Il serait maintenant intéressant d'étudier l'influence de ces différences sur le spectre de diffusion incohérente et sur les paramètres qui en sont déduits.

L'analyse non-Maxwellienne telle qu'elle existe actuellement ne peut pas être utilisée pour l'exploitation systématique d'expériences EISCAT car elle demande une intervention extérieure pour fixer les paramètres sur lesquels la régression n'a pas lieu. Il serait nécessaire de rendre cette nouvelle analyse non-Maxwellienne beaucoup plus automatique par l'utilisation, soit de modèles statistiques, comme le modèle de vent neutre, soit de résultats mesurés indépendamment : par exemple, la température et le vent neutre mesurés, soit par l'expérience WINDII à bord du satellite UARS [SHE93], soit par mesures optiques Doppler à partir du sol (interféromètre MICADO [THU90]), ou encore la température électronique déduite de mesures simultanées des raies de plasma. L'utilisation de ces données atmosphériques et ionosphériques simplifierait ainsi notre analyse non-Maxwellienne et la rendrait plus fiable.

Il ne faut pas oublier que notre étude a été limitée volontairement à des altitudes comprises entre 150 et 300 km, où les interactions entre les ions et celles entre les ions et les électrons sont négligeables. De plus notre analyse pourrait ne plus être valable en présence de gradients de champ électrique ou de variations temporelles qui peuvent exister dans les premiers instants d'une perturbation magnétique ou qui peuvent être dues, comme le soulignent Knudsen et al. [KNU92], à des ondes de Alfvén. Les conséquences de ces gradients et de ces variations temporelles ont en effet été étudiées récemment. St-Maurice et al. [STM94] calculèrent les effets des gradients de champ électrique de convection sur les fonctions de distribution de vitesse ionique et conclurent que ces dernières pouvaient devenir asymétriques dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Loranc et St-Maurice [LOR94] et Wilson [WIL94] regardèrent les effets de variations temporelles lorsque le champ électrique passe d'une faible valeur -  $< 25$  mV/m - à de très fortes intensités - 100 à 200 mV/m - en l'espace de quelques minutes. Ainsi une autre direction d'étude serait de prendre en compte dans le modèle de la fonction de distribution les interactions entre les ions et celles entre les ions et les électrons, ainsi que les effets des gradients spatiaux et des variations temporelles.

L'étude des spectres réels abordée dans ce travail doit également être approfondie par l'acquisition de données en période de champs électriques plus importants (supérieur à 80 mV/m) et pour d'autres directions d'observations : l'utilisation conjointe du radar de Svalbard et de celui de Tromsø devrait permettre d'observer le même volume d'ionosphère sous des angles très différents. Voici un exemple d'étude qui pourrait être menée : en présence d'un fort champ électrique déterminer à basse altitude (ions  $\text{NO}^+$ ) le modèle de section efficace de collision (A, B ou C) le plus exact, c'est à dire celui qui

conduit à des résultats identiques sur chaque station, et ensuite valider la fonction de distribution des ions  $O^+$  à plus haute altitude.

## ANNEXE

Nous trouverons dans cette annexe deux articles qui décrivent l'analyse « non-Maxwellienne », les résultats des simulations et les résultats concernant la première série de données réelles.

« Non-Maxwellian » studies in the auroral F region: a new analysis of incoherent scatter spectra, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, **58**, 415-433, 1996.

Analysis of F-region incoherent scatter spectra during period of high electric fields, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, **47**, 861-868, 1995.



## “Non-Maxwellian” studies in the auroral F region: a new analysis of incoherent scatter spectra.

P. Gaimard,<sup>1</sup> C. Lathuillere<sup>1</sup> and D. Hubert<sup>2</sup>

<sup>1</sup>CEPHAG, CNRS-URA 346, BP 46, 38 402 St Martin D'Hères, France

<sup>2</sup>Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Meudon, Meudon, France

(Received 27 October 1994; accepted in revised form 12 December 1994)

**Abstract**—When large electric fields occur in the auroral F region, the ion-velocity distribution-function becomes non-Maxwellian. Therefore the incoherent spectra are distorted from their normal shape. Up to now, analyses of the distorted spectra have been done with Raman's model of the distribution function (Winser *et al.*, 1989 *Geophys. Res., Lett.* **94**, 1439–1449; Lockwood and Winser, 1988 *Planet. Space Sci.* **36**, 1295–1384; Suvanto *et al.*, 1989 *J. atmos. terr. Phys.* **51**, 483–495). We have chosen here to use the distribution function calculation based on the polynomial series expansion approximation of Hubert (1983). This needs a model of ion–neutral interactions: the model B of St Maurice and Schunk (1977) *Planet. Space Sci.* **25**, 243–260 is used. This new analysis procedure works with a mixture of ions ( $O^+$  and  $NO^+$  ions) in a neutral atmosphere composed of  $O$ ,  $N_2$  and  $O_2$  (Hubert and Kinzelin, 1992 *J. geophys. Res.* **97**, 4053–4059). Simulations using noise perturbed correlation functions have been performed to test our new non-Maxwellian analysis. Results are presented that include three and four-parameter regressions. These parameters have been selected from electron density, neutral and electron temperatures, ion composition, ion–neutral differential velocity and neutral composition. These simulations allows us to propose a strategy for the analysis of real data. We have studied the well-known 27 August 1986 EISCAT CP-3-E experiment that shows a large electric field ( $100 \text{ mV m}^{-1}$ ) for the scan between 13h00 and 13h30 UT (Winser *et al.*, 1987 *Geophys. Res., Lett.* **14**, 957–960). Assuming  $T_n$ , we are able to deduce ionospheric plasma parameters including the ion composition, which is mainly molecular around 275 km altitude.

### 1. INTRODUCTION

The first measurements of anisotropic temperatures in the presence of large electric field, in the auroral F region, have been reported by Perrault *et al.* (1984). Winser *et al.* (1987) were the first to observe the distorted incoherent scatter spectra during such periods. These spectra are distorted in comparison to the shape they would usually have in quiet periods. Indeed the ion-velocity distribution-function departs from the Maxwellian distribution and becomes non-Maxwellian. Raman *et al.* (1981) were interested in the theoretical interpretation of incoherent scatter spectra obtained in the presence of large electric fields. They used the empirical ion-velocity distribution-function given by St Maurice *et al.* (1976); however, this model of the non-Maxwellian shape is not able to describe the ion-velocity distribution-function at aspect angles less than about  $30^\circ$  with respect to the magnetic field. Barakat *et al.* (1983) and Winkler *et al.* (1992) used numerical simulations with the Monte-Carlo technique to evaluate the ion-velocity distribution-functions, and Kikuchi *et al.* (1989) used it to simulate incoherent scatter spectra.

The approach that we choose for this paper is that of Hubert (1983, 1984). It gives an analytical expression for the non-Maxwellian ion-velocity distribution-function that depends on the electric field and is valid for all angular directions with respect to the magnetic field. This model is valid in the auroral F region above 150 km altitude and below about 300 km altitude in the case of a weakly ionised plasma. In this region the ion–ion interactions may be neglected, the ion–neutral collision frequency is low compared with the cyclotron frequency, and the ion distribution function is cylindrically symmetric around the direction of the magnetic field.

This model will be used in the analysis of incoherent scatter spectra recorded during magnetically disturbed periods. Such studies of the auroral F region, in the presence of large electric fields, have already been performed by Lockwood and Winser (1988), Moorcroft and Schlegel (1988), Winser *et al.* (1989) and Suvanto *et al.* (1989), using Raman's velocity distribution-functions. Among other things their results show that a pure  $O^+$  plasma cannot reproduce accurately incoherent scatter spectra during such periods: molecular ions have to be taken into account, but

this type of analysis is unable to determine the ion composition (Suvanto *et al.*, 1989).

The neutral atmosphere between 150 km and 300 km altitude is composed principally of  $N_2$  and  $O_2$  in the lower portion and progressively becomes atomic oxygen in the upper portion: at a given altitude the proportion of the different components is highly variable, particularly in the auroral zone where strong heating can result in upward motion of the neutrals (see Roble, 1983). In the same way, the ions in quiet periods are principally  $NO^+$  and  $O_2^+$  in the lower part, and  $O^+$  in the upper part. But in the presence of a strong electric field, the  $N_2 + O^+ \rightarrow NO^+ + N$  reaction rate increases, and  $NO^+$  can become the main component in the upper part (Schunk *et al.*, 1975). Because the  $NO^+$  and  $O_2^+$  cross sections with neutrals are nearly identical and because the  $NO^+$  is the main molecular ion component, we consider in this paper only the two ion species  $NO^+$  and  $O^+$ . And for a similar reason we take into account only  $N_2$  and  $O$  (the cross section of  $N_2$  and  $O_2$  with ions are nearly the same).

The main features of the ion-velocity distribution-function model will be described in the second part of the paper as will the fitting procedure for the incoherent scatter spectra. Then in order to test this non-Maxwellian analysis we will show results of simulations using a comprehensive set of parameters such as the aspect angle, the ion composition and the ion-neutral differential velocity. We also show a sensitivity study to the neutral atmosphere composition and to the ion-neutral collision cross section models. In the last part we analyse real data: we have chosen the well-known EISCAT scan of 27 August 1986 that shows evidence of the presence of non-Maxwellian ion-velocity distribution-functions (Winsor *et al.*, 1987). Finally, we summarise our results.

## 2. THEORETICAL APPROACH

### 2.1. Basic formulation of the ion-velocity distribution-function

In stationary equilibrium the plasma is described by the kinetic Boltzmann equation

$$(\Gamma i + v_i \Lambda \Omega i) \frac{\partial f_i}{\partial v_i} = \sum_n C(f_i, f_n) \quad (1)$$

where  $\Gamma i = q_i E_{\perp} / m_i$  is the acceleration due to the electric force perpendicular to the geomagnetic field  $\mathbf{B}$ ,  $q_i$  is the ion charge,  $m_i$  is the ion mass,  $v_i$  is the ion velocity,  $\Omega i = q_i \mathbf{B} / m_i$  is the gyro frequency,  $C(f_i, f_n)$  is the Boltzmann collisional operator, and  $f_i$  and  $f_n$

are, respectively, the velocity distribution functions of the ions and of the neutrals.

The velocity distribution functions that have been chosen here to describe the non Maxwellian states have been proposed by Hubert (1983). In a system of coordinates related to the ion drift velocity, where this velocity is  $\mathbf{V} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{B} / B^2$ , the ion distribution function is gyrotropic, when  $v_{in} / \Omega i \ll 1$ , with respect to an axis that is parallel to the magnetic field and that passes through the  $\mathbf{V}$  drift point. In this space the random velocity is  $\mathbf{c}_i = \mathbf{v}_i - \langle \mathbf{v}_i \rangle$ , where  $\langle \mathbf{v}_i \rangle$  is the average drift velocity. St Maurice and Schunk (1977) were the first to take into account this property in the polynomial expansion of the ion distribution based on a bi-Maxwellian development. Hubert (1983) generalized this expansion by taking in to account a toroidal shape of the weight function. This new development was shown to be valid for a large range of electric field intensity. The ion-velocity distribution-function, when we neglect ion-ion interactions is

$$\begin{aligned} f_i = & n_i \left( \frac{m_i}{2\pi k_B} \right)^{3/2} \left( \frac{1}{T_{\parallel}} \right)^{1/2} \frac{1}{T} \\ & \times \exp \left( - \frac{m_i T_n}{m n T_{\parallel}} c_{\parallel}^{\prime 2} - \frac{m_i T_n}{m n T} c_{\perp}^{\prime 2} - \alpha^2 D^{\prime 2} \right) \\ & \times I_0 \left( 2\alpha D' \left( \frac{m_i T_n}{m n T} \right)^{1/2} c_{\perp}^{\prime} \right) \\ & \times (1 + a_{40} H_4(c_{\parallel}') + a_{21} H_2(c_{\parallel}') M_2(c_{\perp}')) \end{aligned} \quad (2)$$

where  $k_B$  is Boltzmann's constant,  $T_{\parallel}$  is the ion parallel temperature  $T_n$  is the neutral temperature,  $c_{\parallel}'$  and  $c_{\perp}'$  are the components parallel and perpendicular to the magnetic field of the random velocity normalized with respect to the neutral thermal velocity,  $\alpha D'$  is all effective electric field normalized with respect to the neutral thermal velocity,  $T$  is a parameter which has the dimension of a temperature,  $I_0$  is the modified Bessel function, and  $a_{21}$  and  $a_{40}$  are the coefficients of the expansion according to the polynomials  $H_2$ ,  $H_4$  and  $M_2$ .  $T$  and  $\alpha$  are determined such that the approximation of zero order  $f_i^0$  yields the exact values of the second and fourth order moments of the perpendicular velocity of Boltzmann's equation (Hubert, 1983), which in turn depend on the ion-neutral collisional cross-sections. The  $O^+ - O$  collision cross section chosen in this work is model B proposed by St Maurice and Schunk (1977). This model seems to be actually the best since Monte-Carlo studies of Winkler *et al.* (1992) lead to results which are in good agreement with St Maurice and Schunk's model B.

The validity of the approximation of the ion dis-

tribution as given in (2) has been discussed with respect to the Monte-Carlo simulation by Hubert and Barakat (1990) and Barakat and Hubert (1990). Taking into account the recent Monte-Carlo simulations of Winkler *et al.* (1992) we consider that the 1-D line-of-sight distribution functions deduced from equation (2) are valid for electric field intensities lower than 150 mV m<sup>-1</sup> as well as for NO<sup>+</sup> and O<sup>+</sup>.

### 2.2. Ion temperature and collision frequencies

In this paper we consider auroral regions where the plasma is weakly ionised. In such conditions, collisions between the two ions (O<sup>+</sup> and NO<sup>+</sup>) are very rare and so are ion–electron collisions, and the thermal coupling between the two ion species and between the ions and the electrons can be neglected. Thus the ion temperature determined by taking the first and the second-order velocity moments of the kinetic equation (Jancel and Kahan, 1966), reaches a non equilibrium stationary state given by

$$T_i = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{M_{nO} + M_{nN_2} \frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}}{M_{iO} + M_{iN_2} \frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}} \cdot D_i'^2 \right) \quad (3)$$

where  $v_{iN_2}$  and  $v_{iO}$  are the ion–neutral collision frequencies  $D_i''$  the ratio between the ion–neutral differential velocity and the ion thermal velocity calculated with the neutral temperature instead of the ion temperature,

$$D_i'' = |\langle \mathbf{V}_i \rangle - \langle \mathbf{V}_n \rangle| \sqrt{\frac{m_i}{2k_B T_n}}$$

and in which

$$M_{nO} = \frac{m_O}{m_i + m_O}, \quad M_{iO} = \frac{m_i}{m_i + m_O}$$

and equivalent expressions for  $M_{nN_2}$  and  $M_{iN_2}$ .

As we can see in equation (3) the ion temperature depends on collision frequencies of the ions with the two neutral species (N<sub>2</sub> and O) or, more exactly, on the collision frequency ratio. These collision frequencies are not calculated self-consistently in our procedure. The frequency for collisions between the NO<sup>+</sup> ions and the neutral species is independent of the NO<sup>+</sup> temperature (Schunk and Walker, 1972), but the frequency for O<sup>+</sup>–O collisions is a function of the O<sup>+</sup> temperature (Schunk and Nagy, 1980):

$$v_{O+O} = 3.6710^{-10} [O] \sqrt{Tm} (1 - 0.064 \log_{10} Tm)^2 \quad (4)$$

with the average temperature  $Tm = (T_{O^+} + T_O)/2$ .

In the range of electric fields considered in this paper, up to 150 mV m<sup>-1</sup>, the O<sup>+</sup> temperature in equation (4) has been approximated by

$$T_{O^+} = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} D'^2 \right) \quad (5)$$

where  $D'$  is the ratio between the ion–neutral differential velocity and the oxygen thermal velocity. This assumption calculated for an electric of 150 mV m<sup>-1</sup> leads to an error of less than 4% for the O<sup>+</sup> collision frequency ratio, and 5% for the line-of-sight temperature and for the anisotropy.

Furthermore, the collision frequency ratios are functions of the neutral atmosphere composition through the ratio  $(n[N_2] + n[O_2])/n[O]$  that we call Ran in the rest of the paper and calculate using the MSIS90 model (Hedin *et al.*, 1991).

### 2.3. The non Maxwellian fitting procedure

To analyse incoherent scatter data we use the standard least-square fitting routine developed by Lejeune (1979), Lejeune (1982) into which we introduce, for the calculation of the theoretical spectrum, the new ion-velocity distribution function instead of the Maxwellian ion-velocity distribution-function. As shown above, the ion-velocity distribution-function for each ion, is entirely determined by the differential velocity ( $V_{diff} = |\langle v_i \rangle - \langle v_n \rangle|$ ), the neutral temperature, the neutral atmosphere ratio (Ran) and also the aspect angle. This means that the incoherent scatter spectrum depends on these previous parameters in addition to the electron density ( $Ne$ ), the electron temperature ( $Te$ ) and the ion composition (Comp =  $n[O^+]/Ne$ ). In our fitting procedure the ion temperature is no longer a fitted parameter but it is determined by equation (3).

Among the above-mentioned parameters, the aspect angle is given by the geometry of the experiment and the neutral atmosphere ratio by the local conditions of the neutral atmosphere. These two parameters are given in our procedure. The parameters for which the regression will be possible, are: the electron density, the electron temperature the neutral temperature, the ion–neutral differential velocity and the ion composition. Theoretically it is possible to fit simultaneously on these five parameters but the noise, that is present in real data, restricts the convergence and only three or four-parameter regressions may succeed.

Figure 1 shows a typical example of the evolution for a three-parameter fit. We have used a simulated noisy spectrum (represented by the crosses) with large differential velocity ( $V_{diff} = 2000$  m s<sup>-1</sup>), a high elec-

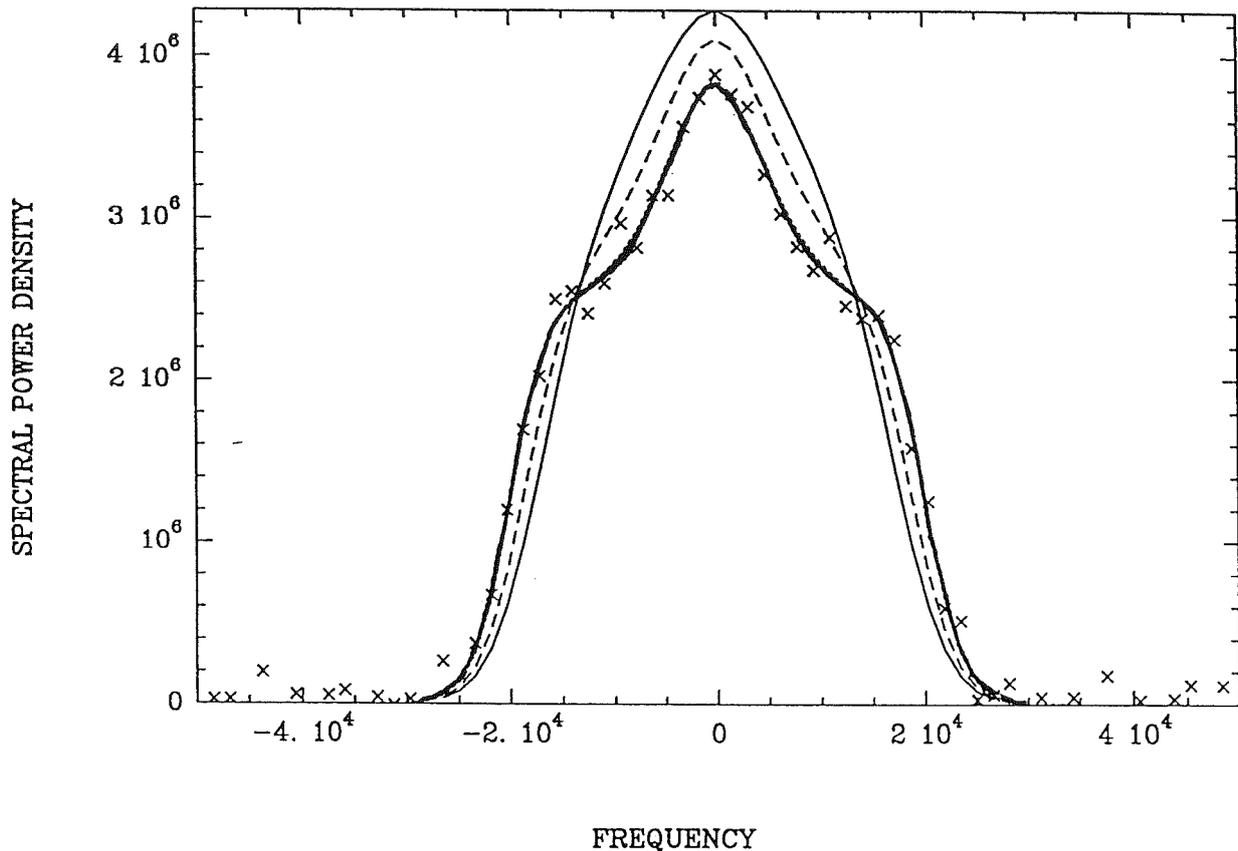


Fig. 1. Evolution of a three-parameter regression. The initial spectrum is plotted as a dashed line, the intermediate spectra as a solid line and the final spectrum as a heavy line.

tron temperature ( $T_e = 3500$  K), a pure  $O^+$  composition and a large aspect angle ( $\phi = 70^\circ$ ). The spectrum corresponding to initial conditions is shown in solid line, the intermediate spectra are drawn in dashed line and finally the result of the regression is the spectrum in heavy line.

In the next part, we will study the behaviour of this new non-Maxwellian analysis using three and four-parameter fits for different ionospheric and neutral parameters and at different aspect angles.

### 3. SIMULATIONS

In order to test our non-Maxwellian analysis, a set of spectra and their associated autocorrelation functions, has been generated with different values for the atmospheric parameters and for the aspect angle. The ion composition varies from only molecular ions to pure atomic oxygen ions, the electron temperature ranges from 1000 to 3000 K, the ion-neutral differential velocity from 500 to 2500  $m\ s^{-1}$ , the neutral temperature from 500 to 1500 K and the aspect angle

is chosen among  $0^\circ$ ,  $21^\circ$ ,  $54.7^\circ$  and  $70^\circ$ . However, in order to give a physical meaning to our study, simulations have been performed with noise perturbed correlation functions. The noise has been chosen to correspond to typical spectra recorded by EISCAT.

We worked with data set of thirty noisy autocorrelation functions and calculated the average value of the different realisations for each fitted parameter. Four-parameter regressions have been attempted, but when they converge, the final values present too large uncertainties. This means that for real experiments it will be very difficult to have any confidence in the results for the four-parameter regressions. So we consider only the three-parameter regressions, and, because the electron density is always a fitted parameter the six possible three-parameter fits are:  $\{Ne\ Te\ Tn\}$ ,  $\{Ne\ Te\ V_{diff}\}$ ,  $\{Ne\ Te\ Comp\}$ ,  $\{Ne\ Tn\ Comp\}$ ,  $\{Ne\ Tn\ V_{diff}\}$  and  $\{Ne\ V_{diff}\ Comp\}$ .

The results for these six regressions will be plotted on composite figures where one point will always represent the average value of the thirty realisations, and its error bar the average value of individual error bars.

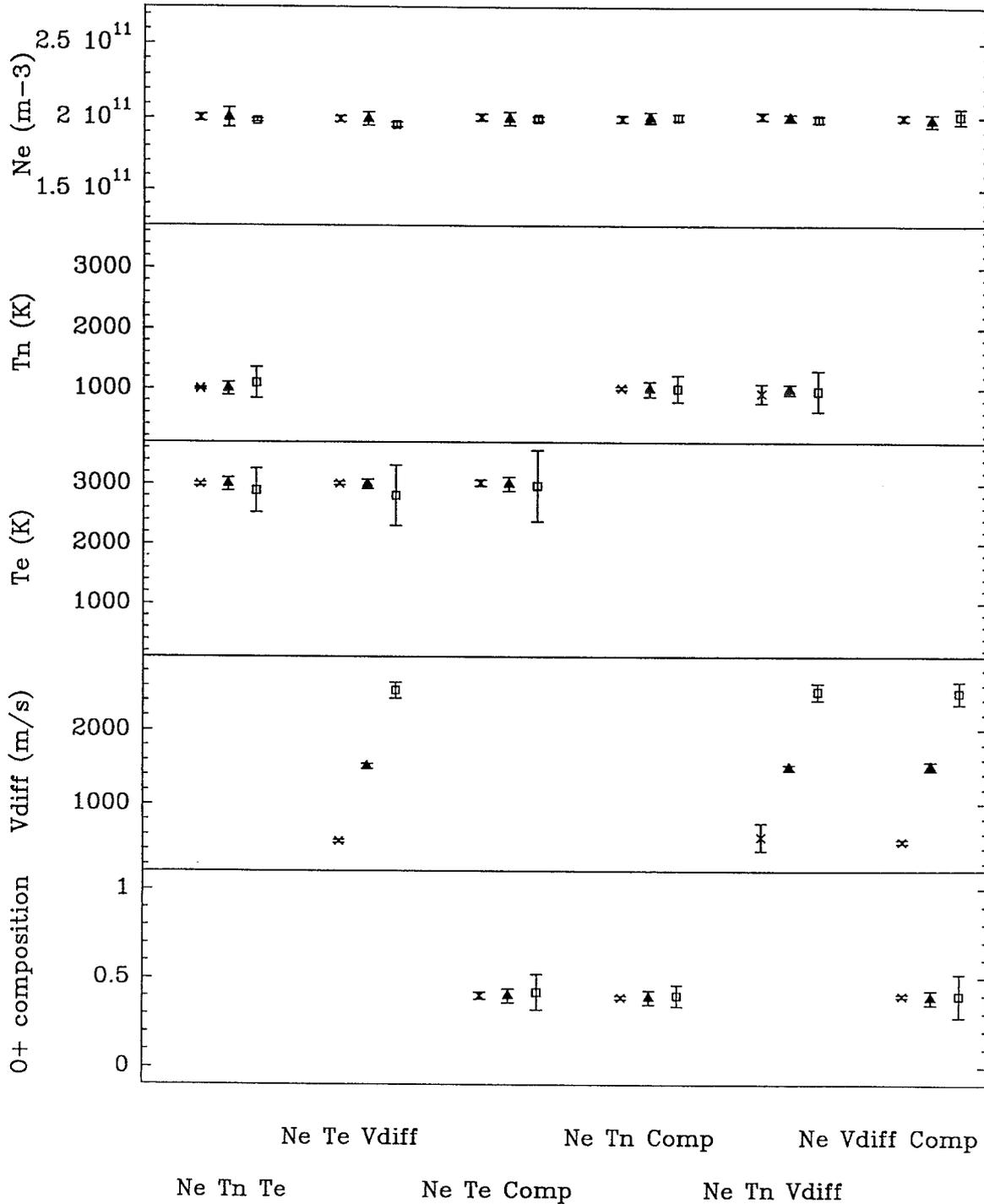


Fig. 2. Simulation results at  $\phi = 70^\circ$  for the autocorrelation function where  $Ne = 2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ,  $Tn = 1000 \text{ K}$ ,  $Te = 3000 \text{ K}$ ,  $Comp = 0.4$  and with three differential velocities: the crosses correspond to a  $V_{diff}$  value equal to  $500 \text{ m s}^{-1}$ , the triangles to  $1500 \text{ m s}^{-1}$  and the squares to  $2500 \text{ m s}^{-1}$ .

### 3.1. Studies according to different atmospheric parameters

We study the six three-parameter regressions for different values of atmospheric parameters and first we choose an aspect angle equal to  $70^\circ$ .

In Fig. 2 three cases of differential velocities are

selected :  $V_{diff} = 500, 1500, 2500 \text{ m s}^{-1}$  that correspond, assuming a neutral wind equal to zero, to electric fields ranging from 25 to  $120 \text{ mV m}^{-1}$ .  $Ne$  is taken to be equal to  $2 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ,  $Tn$  to  $1000 \text{ K}$ ,  $Te$  to  $3000 \text{ K}$  and  $Comp$  to  $0.4$ . We can see that the lower  $V_{diff}$  value is, the better the regression convergence is.

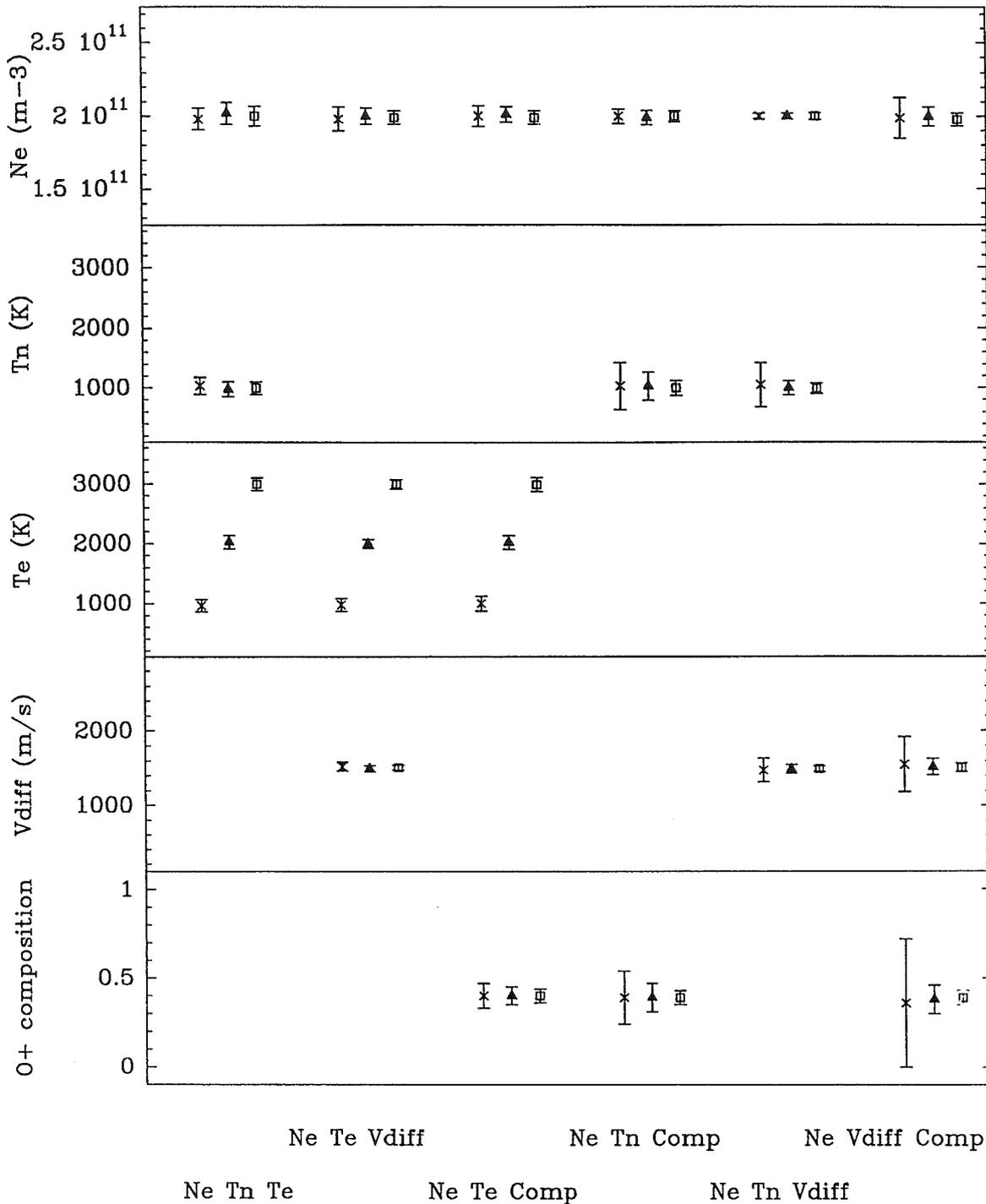


Fig. 3. Same as Fig. 2 with a differential velocity equal to  $1500 \text{ m s}^{-1}$  and with different electron temperatures: the crosses correspond to  $T_e = 1000 \text{ K}$ , the triangles to  $2000 \text{ K}$  and the squares to  $3000 \text{ K}$ .

Indeed for  $V_{\text{diff}} = 500 \text{ m s}^{-1}$ , all atmospheric parameters are determined with uncertainties less than 5% (only the regression  $\{Ne T_n V_{\text{diff}}\}$  gives less good results). But for higher electric fields ( $V_{\text{diff}} = 2500 \text{ m s}^{-1}$ ), even if all the regressions converge, the results present greater uncertainties: the accuracy for the electron temperature, on the neutral temperatures and the ion composition is about 10%.

In Fig. 3 we choose a differential velocity equal to

$1500 \text{ m s}^{-1}$  and study the behaviour of the regression as a function of the electron temperature. We notice that results are better for a high electron temperature than for a small one. For  $T_e = 3000 \text{ K}$ , the results are excellent since, whatever the regression, all atmospheric parameters have error bars smaller than 5%. On the other hand, for  $T_e = 1000 \text{ K}$ , we note that regressions which include electron temperature, give good results while the others show more significant

uncertainties. When we vary the neutral temperature and keep  $Te$  and  $V_{\text{diff}}$  constant, the behaviour of the regression is opposite to that described above : when the neutral temperature increase the results are worse. In fact we note that the ratio  $Te/Tn$  plays an important part in the behaviour of the convergence. The closer this ratio is to 1, the worse are the results.

Finally, we study the convergence according to the ion composition (we recall here that  $Comp = [O^+]/Ne$ ) considering perturbed atmospheres with  $V_{\text{diff}}$  equal to 500, 1500, 2500  $\text{m s}^{-1}$  and varying the ion composition from 0% to 100% of  $O^+$ . We notice that the regression  $\{Ne Te Comp\}$  gives results with greater uncertainties when the  $O^+$  composition is high and electric field is strong. But for all the other regressions and whatever the electric field, the ion composition does not influence the convergence, as shown in Fig. 4.

Up to now, all the simulations performed have been done at large aspect angle, i.e.  $\phi = 70^\circ$ . We shall now consider the aspect angle  $\phi = 54.7^\circ$ , where the line-of-sight ion temperature is equal to the thermodynamic temperature (Raman *et al.*, 1981);  $\phi = 21^\circ$ , where the Hubert ion-velocity distribution-functions are Maxwellian (Hubert *et al.*, 1993); and  $\phi = 0^\circ$ , the direction parallel to the magnetic field. For each angle, the three-parameter regressions are done for an autocorrelation function corresponding to a differential velocity of 1500  $\text{m s}^{-1}$ , a neutral temperature of 1000 K, an electron temperature of 3000 K and a composition of 40% of  $O^+$ . Figure 5 shows that, except for the regression  $\{Ne Tn V_{\text{diff}}\}$ , all the results obtained at small aspect angles are as good as at  $\phi = 70^\circ$ . Thus this new non-Maxwellian analysis is able to determine the atmospheric parameters whatever the aspect angle, even in the direction parallel to the magnetic field.

We have already mentioned that the results of the four-parameter analysis, based on a large number of autocorrelation functions, present too great uncertainties to be reliable. However, it is possible to determine “by hand” four parameters simultaneously if the autocorrelation function is not too noisy. We vary one of them in a range close to its supposed value and each time a three-parameter fit is done with the three other parameters. If the variance of the regression plotted as a function of the first parameter has a minimum, this occurs for the more realistic value of this parameter. Figure 6 shows the average of the variance, ten calculated noisy realisations, for the following example we vary  $V_{\text{diff}}$  which is initially equal to 1500  $\text{m s}^{-1}$ , from 1000 to 2000  $\text{m s}^{-1}$  in steps of 100  $\text{m s}^{-1}$  and do the regression  $\{Ne Te Comp\}$ . These three parameters are correctly estimated, while the differential velocity determined is close to 1600  $\text{m s}^{-1}$  that

gives an error of the order of 10%. This method will be used later for real data. Its systematic implementation which could be based on the method developed for ion composition by Lathuillere *et al.* (1983), will be studied later.

All these simulations allowed us to study the behaviour of the non-Maxwellian analysis, based on the Hubert ion-velocity distribution-functions, according to different atmospheric parameters ( $Tn$ ,  $Te$ ,  $V_{\text{diff}}$   $Comp$ ). We have shown that the convergence for the three-parameter regressions depends on the ratio  $Te/Tn$  and on the electric field, but not on the absolute value of the ion composition and on the aspect angle. We have also seen that regressions that include the electron temperature converge always successfully, whatever the parameter values and the aspect angle may be. We must only be careful with the regression  $\{Ne Te Comp\}$  when we have high composition ( $>86\%$  of  $O^+$ ) and high differential velocity ( $>1500 \text{ m s}^{-1}$ ) because the analysis gives less accurate results.

### 3.2. Sensitivity studies to collision and neutral atmosphere models

We saw that this new analysis needs a neutral atmosphere model (Ran) and a collision cross section model for the interactions between  $O^+$  and O (models of St Maurice and Schunk, 1977).

Because the neutral atmosphere ratio is not known with great accuracy, and because we have two collision models for the interaction between  $O^+$  and O (model A and B), we are interested in the behaviour of the regressions when we analyse a spectrum with inappropriate neutral atmosphere or inappropriate collision model. We do not study the behaviour with the cross section model for the interaction between  $NO^+$  and neutrals because it has already been shown that the  $NO^+$  anisotropy measurements were consistent with the interaction model of St Maurice and Schunk (1977) that is used here (Lathuillere *et al.*, 1991).

First an autocorrelation function is created with a given neutral ratio and it is analysed with a Ran parameter that is different from that used to generate it (either larger or smaller). We note that for large aspect angles ( $>50^\circ$ ) a difference of the neutral atmosphere ratio of 0.2 does not have consequences on the results of the regression; on the other hand, for smaller aspect angles, the results are either underestimated or overestimated. In the example shown in Fig. 7 the composition for the regression  $\{Ne Te Comp\}$  at  $\phi = 0^\circ$ , is overestimated, 0.7 instead of 0.4, and the electron temperature is underestimated by 18%. The underestimations and overestimations are in opposite direction if the neutral atmosphere ratio is larger than

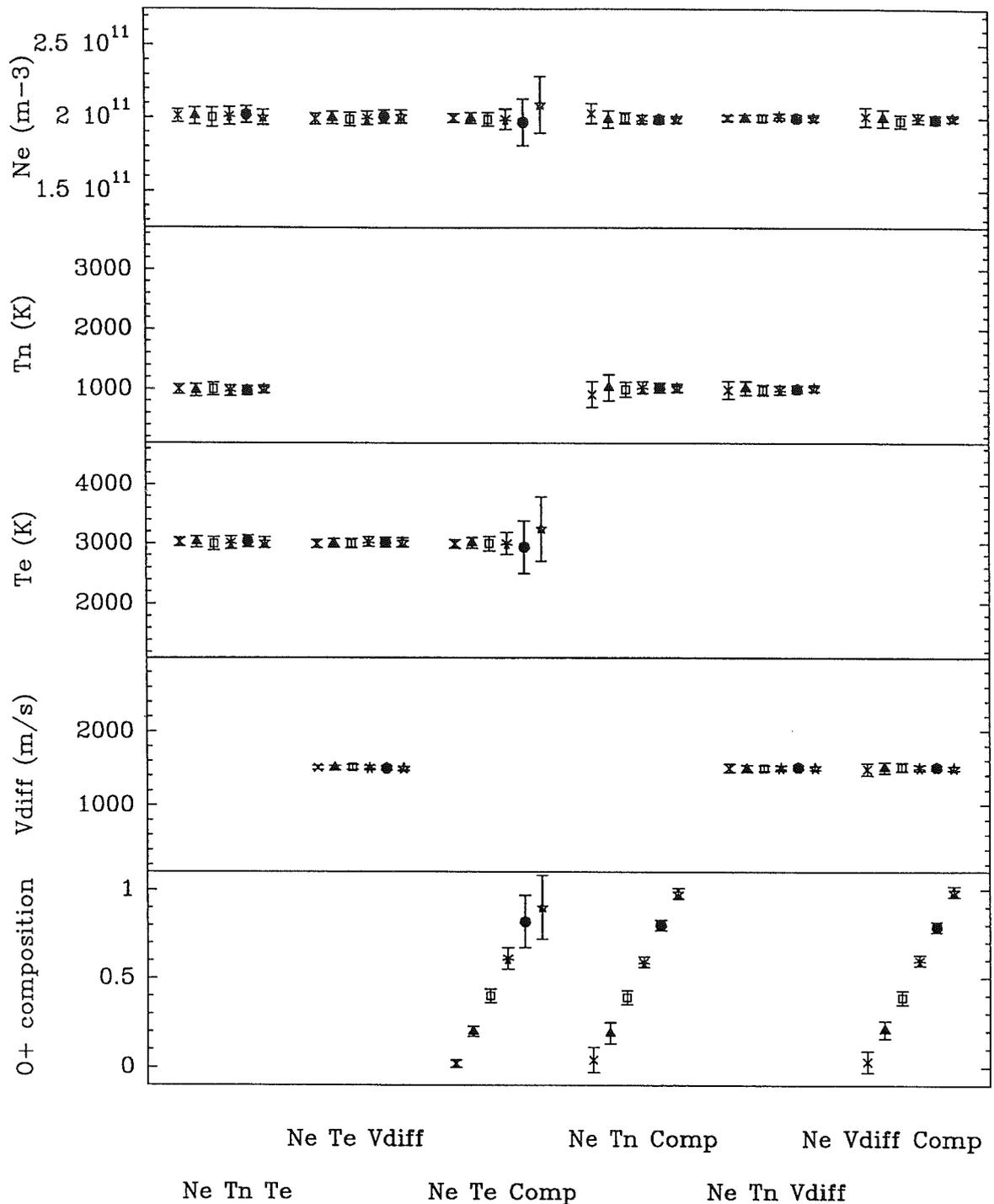


Fig. 4. Same as Fig. 2 with a differential velocity equal to  $1500 \text{ m s}^{-1}$  and with different  $\text{O}^+$  ion compositions ranging, from 0% to 100%  $\text{O}^+$  ions by step of 20%.

the real one and not smaller as in Fig. 7. Furthermore the high differential velocity ( $1500 \text{ m s}^{-1}$ ), considered here, leads to the largest bias. For  $V_{\text{diff}}$  equal to  $500 \text{ m s}^{-1}$ , these estimation biases are much smaller: for example, the ion composition that is found by the regression  $\{Ne \ Te \ Comp\}$  at  $\phi = 0^\circ$  is 0.86 instead of the exact value of 0.8.

We find the same behaviour of the non-Maxwellian procedure when we work on the collision models.

Indeed when we analyse with the model B of St Maurice and Schunk (1977) a spectrum generated with the model A, the estimation of atmospheric parameters are the most biased when we look at the direction parallel to the magnetic field. For large aspect angles the bias of estimation of the fitted parameters are less than error bars. The ion temperatures and the line-of-sight ion temperatures are also well estimated since those deduced from the procedure are close to the real

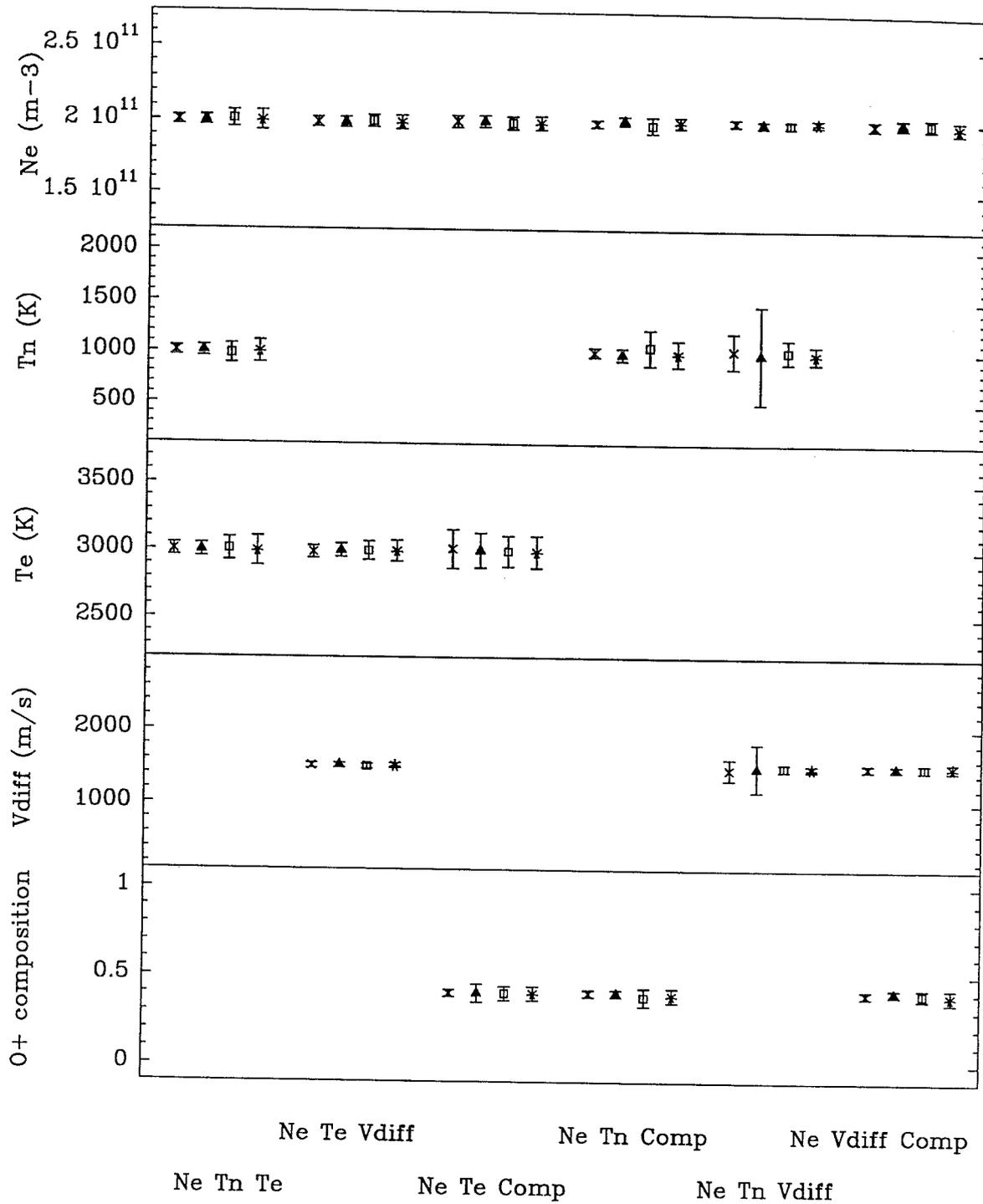


Fig. 5. Simulation results at different aspect angles : the crosses correspond to  $\phi = 0^\circ$ , the triangles to  $\phi = 21^\circ$ , the squares to  $\phi = 54.7^\circ$  and the stars to  $\phi = 70^\circ$ .

ones with an accuracy of about 5%, the best results being at the aspect angle  $\phi = 54.7^\circ$ . This is not surprising since at  $54.7^\circ$  the line-of-sight ion temperature that is equal to the ion temperature, does not depend on the collision cross section model.

The last simulations show us that the choice of the neutral atmosphere model and the collision cross section model is not a crucial point at large aspect angle. Indeed, whatever the collision model and the

Ran parameter may be, regressions lead to, nearly identical results. It is only for small aspect angles that our analysis depends highly on these models: in fact, the parallel  $O^+$  temperature is more sensitive to the collision model than the perpendicular one. In the direction parallel to B, Lathuillere and Hubert (1989) have shown that the distortion of incoherent scatter spectra is not the important point for the estimation of the parameters. The main point is the difference of

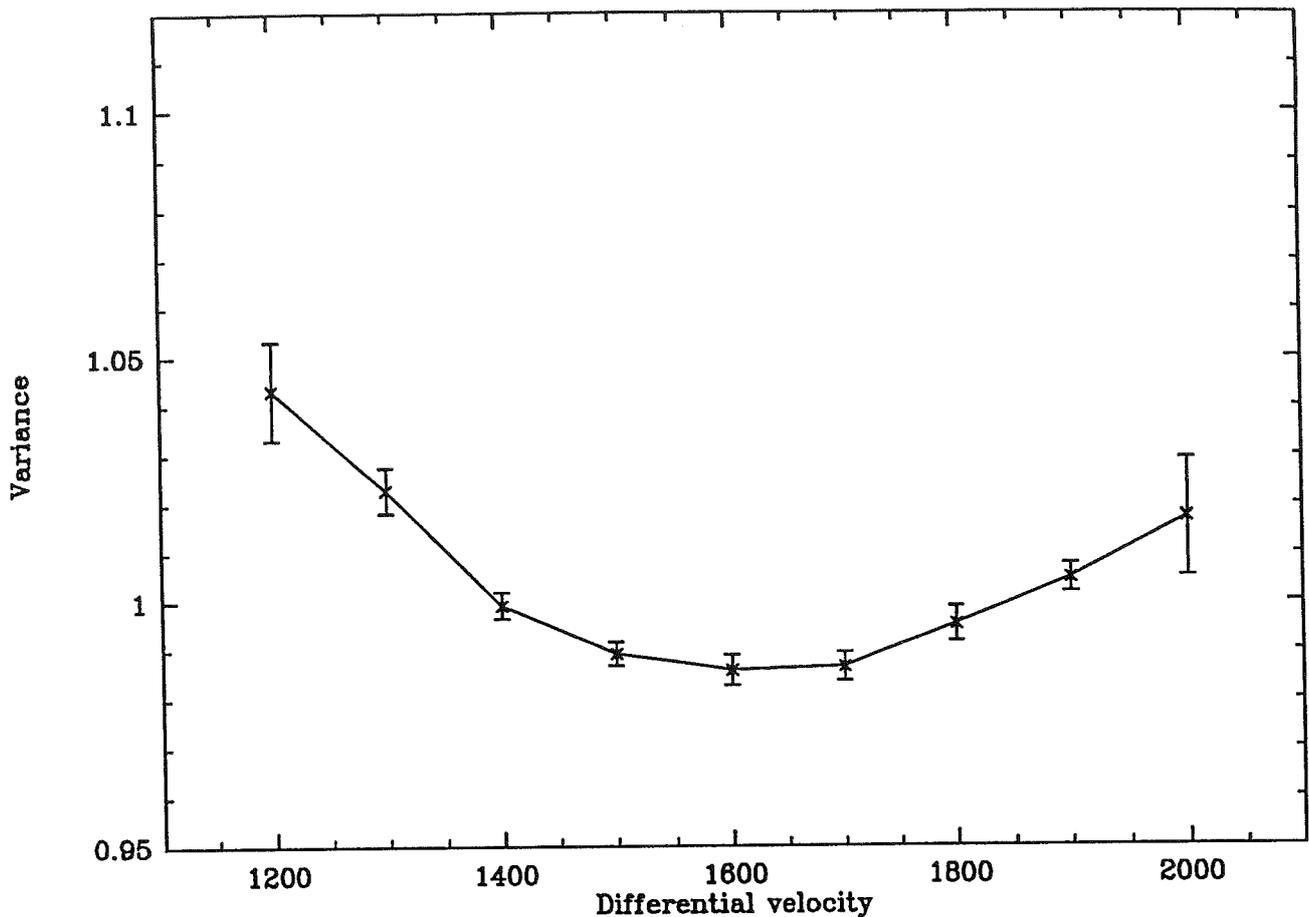


Fig. 6. Variances of the three-parameter regression  $\{Ne\ Te\ Comp\}$  as function of the differential velocity. The initial spectrum corresponds to a differential velocity equal to  $1500\text{ m s}^{-1}$ .

temperature between  $O^+$  and  $NO^+$ ; this difference is highly dependent on the neutral atmosphere ratio and on the collision model. When we analyse real data, we calculate the neutral atmosphere with the MSIS90 model, and use the model B of St Maurice and Schunk (1977).

#### 4. ANALYSIS OF REAL DATA

We study the 27 August 1986 EISCAT CP-3-E experiment that shows large electric fields ( $100\text{ mV m}^{-1}$ ) for the scan between 13h00 and 13h30 UT. Around 275 km altitude, incoherent scatter spectra are distorted from their usual shape as was shown first by Winser *et al.* (1987). These spectra have been studied by Winser *et al.* (1989), Lockwood and Winser (1988) and Suvanto *et al.* (1989) using an analysis based on the theoretical velocity distribution-function described by Raman *et al.* (1981). We limit our analysis to the part of the scan corresponding to the highest ion velocities, i.e. from position 5 (north of Tromsø—aspect angle  $62^\circ$ ) to position 10 (vertical position —

aspect angle  $3^\circ$ ). Details about the geometry of the experiment can be found in Winser *et al.* (1987).

##### 4.1. Comparison with Raman's analysis

First, we analyse spectra using the same assumptions as Winser *et al.* (1989): a neutral temperature equal to 1000 K and a pure  $O^+$  ionosphere. We deduce the neutral atmosphere ratio (Ran) from the MSIS90 model, with the Ap magnetic index equal to 13 and with a solar flux which gives a neutral temperature  $Tn = 1000\text{ K}$  around 275 km altitude. For the different scan positions, the model gives us a neutral atmosphere ratio between 0.45 and 0.59. This fluctuation for the neutral atmosphere ratio is due to the scattering of the measurement altitudes around 275 km. In our analysis we will consider a mean value of 0.5.

The results of the regression  $\{Ne\ Te\ V_{diff}\}$  are displayed in Fig. 8 for the different positions (different aspect angles) of the scan. We emphasize here that when we analyse real data the ion velocity is also fitted. But since this parameter is totally decoupled from the others, our simulation results remain valid

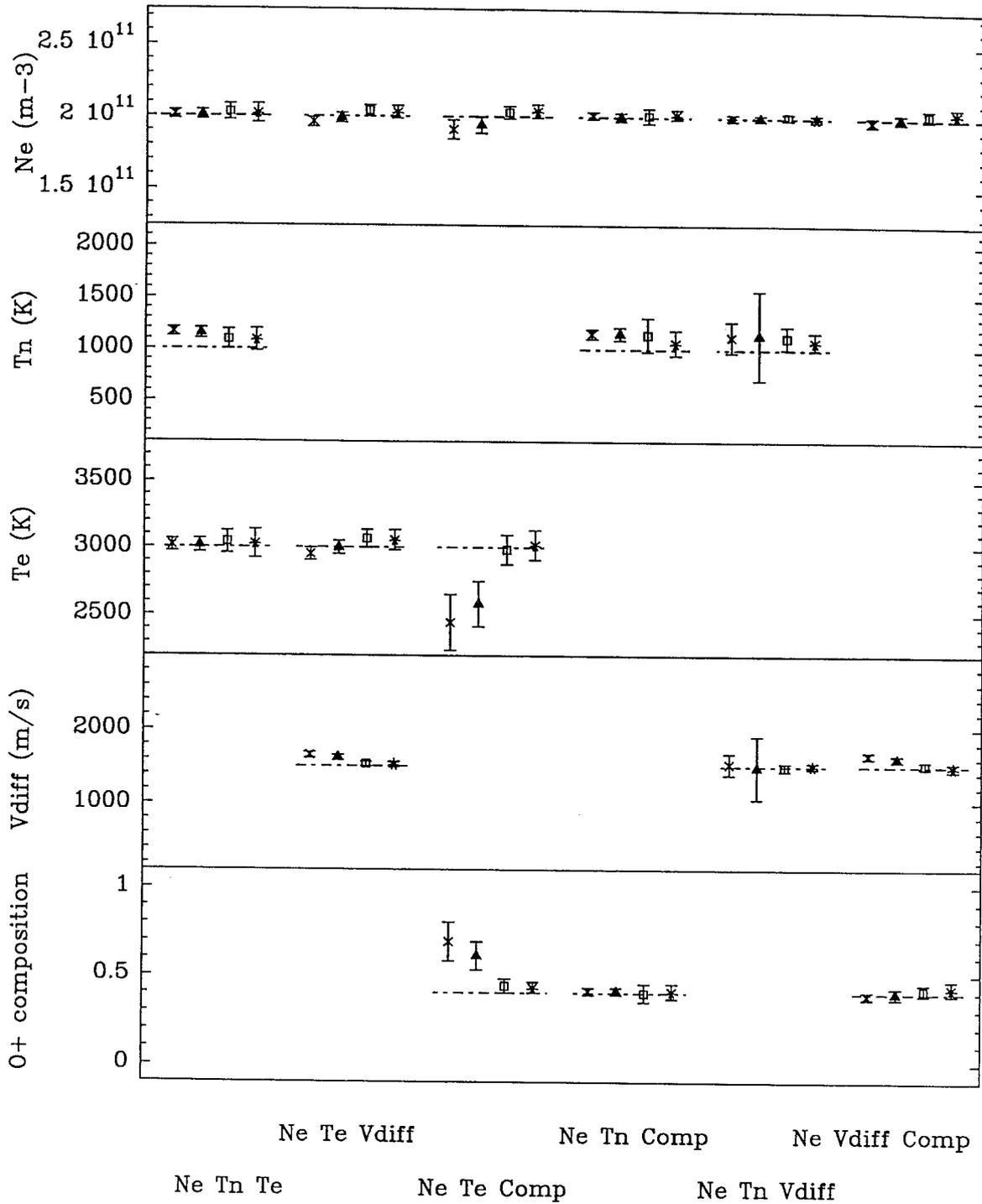


Fig. 7. Analysis, with a Ran parameter equal to 0.3, of an autocorrelation function generated with this parameter equal to 0.5. The crosses correspond to  $\phi=0^\circ$ , the triangles to  $\phi=21^\circ$ , the squares to  $\phi=54.7^\circ$  and the stars to  $\phi=70^\circ$ .

and we continue not to count the ion velocity in the number of fitted parameters.

The differential velocities that we have found are represented by crosses and vary between  $1188 \text{ m s}^{-1}$  and  $1407 \text{ m s}^{-1}$ . They are in good agreement with the difference (plotted with squares) between the measured ion velocities and a collinear neutral wind equal to  $780 \text{ m s}^{-1}$  as deduced by Lockwood and Winsor

(1988). The electron temperature is comparable to the ion temperature and the electron density varies between  $6.3 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$  and  $8.5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ . These values are compatible with the hypothesis of our non-Maxwellian analysis: the collisions between the ions and between the ions and the electrons are negligible. We have also plotted in Fig. 8 the ion temperature  $T_{O^+}$  and the anisotropy calculated by our procedure.

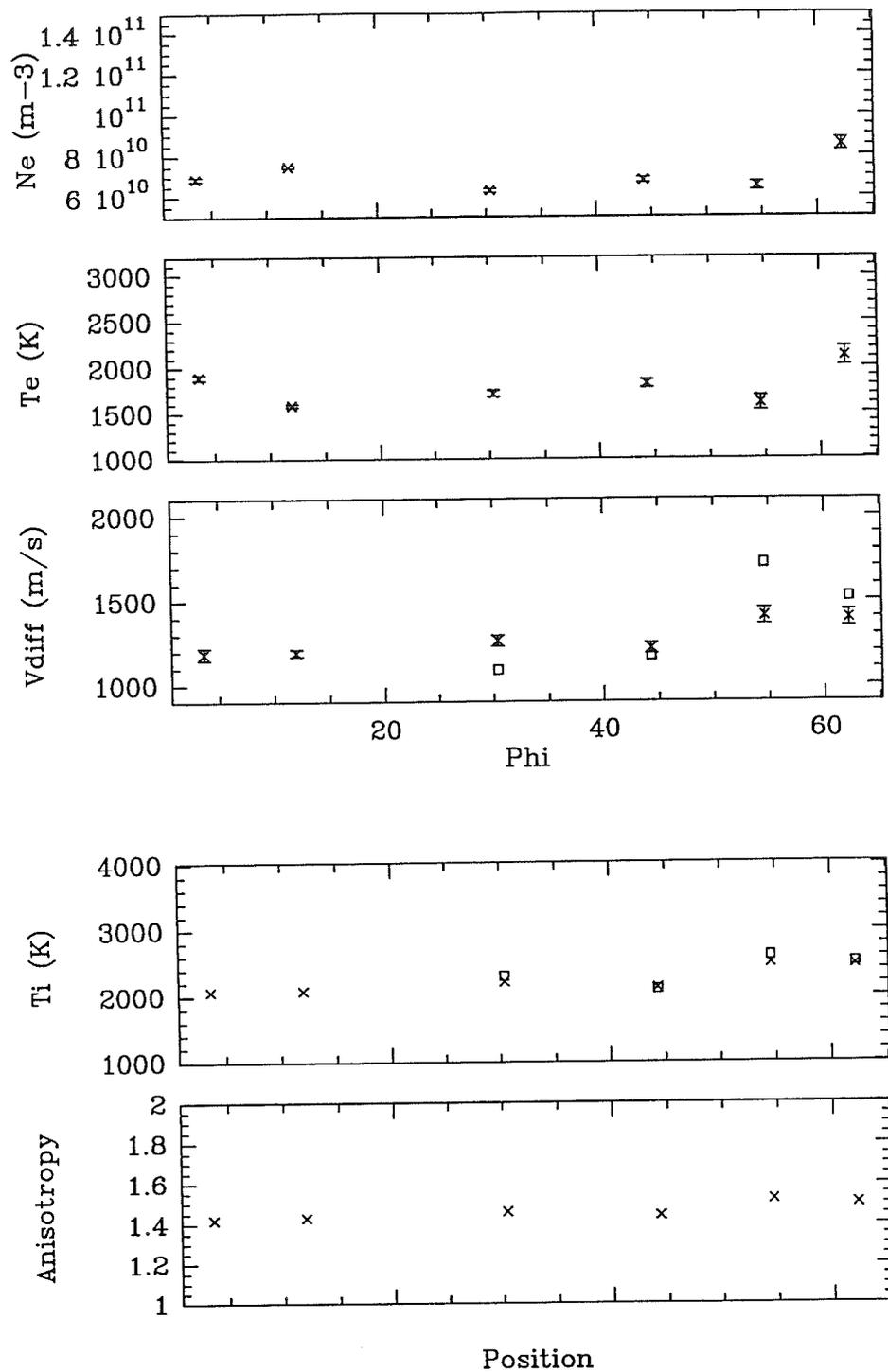


Fig. 8. The 27 August 1986 EISCAT experiment. The crosses are atmospheric parameters deduced from our "non-Maxwellian" analysis and the squares are obtained by Winsel *et al.* (1989).

The ion temperature is relatively constant on the six positions, 2000–2500 K, and agrees remarkably well with the values estimated by Winsel *et al.* (1989) for the largest aspect angles (symbolised by squares). Anisotropies for the  $O^+$  ions deduced from our non-Maxwellian analysis are close to 1.4–1.5, while those found by Winsel *et al.* (1989) vary between 1.7 and 2.3 for the six positions. This result is consistent with

the overestimation of the temperature anisotropy found by Hubert and Kinzelin (1991) when Raman's distribution is used to analyse incoherent scatter spectra.

In conclusion the analysis based on Hubert's ion-velocity distribution function gives comparable results to the analysis based on Raman's ion-velocity distribution-function. Moreover, there is no minimum

angle below which the analysis fails to give coherent results as Winser *et al.* (1989) stated. In fact our routine allows us to derive correct ionospheric plasma parameters at all aspect angles: the fitted parameters at aspect angle below  $30^\circ$ , are deduced with the same accuracy as at the other aspect angles but we must here that they are more dependent on the neutral atmosphere model and on the collision model as shown by simulations.

#### 4.2. Ion composition

In the previous paragraph we analysed the spectra with an ion composition of 100% of  $O^+$  as Winser *et al.* (1989) did. Our non-Maxwellian analysis allows us to go further and look for the ionospheric composition in perturbed period by using a regression which includes the composition. The unknown parameters are the electron density, the electron temperature the differential velocity and the composition. The neutral temperature is assumed to be equal to 1000 K and  $R_{an} = 0.5$ . We choose to work with the regression  $\{Ne\ Te\ Comp\}$ , and vary the differential velocity in a range of values around the result found with the previous regression (100% of  $O^+$ ). As we saw with the simulations, such a three-parameter regression gives good results independently of the values for the selected aspect angle, the differential velocity and the composition. The electron density, the electron temperature, the ion composition and also the two ion temperatures and anisotropies are those corresponding to the value of  $V_{diff}$  which gives the minimum variance.

This approach is presented in Fig. 9, for the aspect angle  $\phi = 62.2^\circ$ . We note here that if  $V_{diff}$  is smaller than  $1400\ m\ s^{-1}$  and bigger than  $2100\ m\ s^{-1}$  the regression does not succeed, and that the minimum variance occurs for a value of  $V_{diff}$  of  $1700\ m\ s^{-1}$  that determines an ion composition of  $36\% \pm 6\%$  of  $O^+$ . The spectrum and its autocorrelation function deduced from this best regression is plotted on the bottom of Fig. 9. The atmospheric parameters derived are : an electron density equal to  $1.1 \times 10^{11}\ m^{-3}$ , an electron temperature equal to 3726 K, and  $O^+$  and  $NO^+$  temperatures equal to 3129 K and 3429 K, respectively.

Figure 10 displays the results of the same procedure applied to the other spectra around 275 km. We notice that the deduced parameters from  $\phi = 62^\circ$  to  $\phi = 3^\circ$  remain relatively constant during the event and that the results are given with low uncertainties. These results show that at all aspect angles (from  $0^\circ$  to  $62^\circ$ ) except at position 8, the ions are principally molecular—55% to 66% of  $NO^+$ . The  $V_{diff}$  values for which

the minimum variance occurs are slightly stronger than previously: they vary between  $1450\ m\ s^{-1}$  and  $1800\ m\ s^{-1}$ , like the electron temperatures that now vary between 2400 K and 3700 K. The difference between the two ion temperatures ( $T_{O^+}$  and  $T_{NO^+}$ ) is about 200 K–300 K, with  $T_{O^+}$  smaller than  $T_{NO^+}$ , and both of the temperatures are significantly larger than the temperature corresponding to a pure  $O^+$  plasma. This order of magnitude is consistent with the results of Hubert and Kinzelin (1991), as are the values of the anisotropies of  $O^+$  and  $NO^+$  ions.

We now extend the study that we have done around 275 km to lower altitudes in order to get the height profile of the ion composition. The geometrical configuration of the 27 August 1986 CP-3-E scan is given in Winser *et al.* (1987). We choose position 9, that is the vertical direction ( $\phi = 12^\circ$ ), and position 6 ( $\phi = 55^\circ$ ). Position 9 is nearly parallel to  $B$ , and we can assume that the electric field is constant at the different altitudes of measurements. This assumption is also true for position 6, for which the different locations of measurement correspond to close values of electric field (see Fig. 2 from Winser *et al.*, 1987).

The two ion composition profiles are plotted in Fig. 11, for altitudes between 180 km and 300 km. Above, the ion–ion collisions are not negligible and our non-Maxwellian routine is not able to determine the atmospheric parameters correctly. We see that, at lower altitudes, the ionosphere is mainly composed of  $NO^+$  ions whose concentrations decreases progressively with increasing altitude. For the first profile, the  $O^+$  ions become the main component above 280 km while, for the second profile, there are still 50% of molecular ions at this altitude.

#### 4.3. Maxwellian and non-Maxwellian analyses at $\phi = 21^\circ$

For an aspect angle around  $21^\circ$ , the 1-D velocity distribution functions described by Hubert for  $O^+$  and  $NO^+$  are Maxwellian (Hubert *et al.*, 1993), which allows us to compare the ion temperatures found previously by the non-Maxwellian procedure with the ion temperatures deduced from a Maxwellian analysis. Among all the spectra studied around 275 km, none corresponds exactly to this specific aspect angle, but data have been recorded at  $\phi = 30^\circ$  (position 8) and at  $\phi = 12^\circ$  (position 9).

From a Maxwellian analysis one can only have access to the line-of-sight temperature for each ion. The output parameters of our non-Maxwellian analysis are the ion temperature  $T_i$  and the anisotropy  $A_i$ , from which one can calculate the line-of-sight ion temperature by:

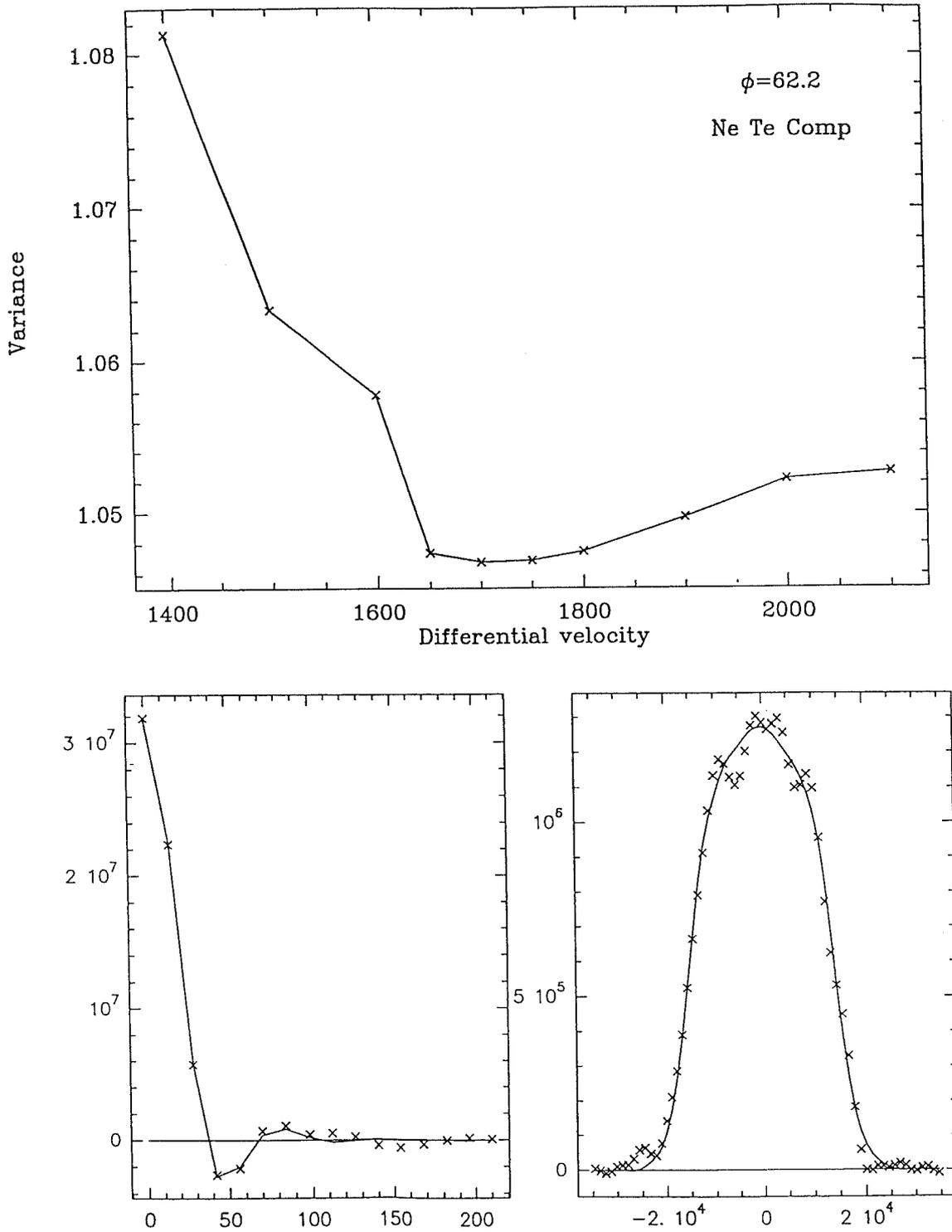


Fig. 9. Variances of the three-parameter regression  $\{Ne\ Te\ Comp\}$  as function of the differential velocity, for the spectrum at  $\phi = 62.2^\circ$ . The bottom panels show the autocorrelation function and the spectrum corresponding to the minimum variance.

$$T\phi_i = \frac{3T_i}{1+2A_i} (\cos^2 \phi + A_i \sin^2 \phi) \quad (6)$$

For the Maxwellian analysis the four-parameter regression  $\{Ne\ Te\ T_{\phi O^+}\ T_{\phi NO^+}\}$  is done. This regression

needs data of good quality in order to succeed, and unfortunately the spectrum at the position with  $\phi = 30^\circ$  is too noisy. For  $\phi = 12^\circ$ , the Maxwellian analysis has been done with the ion composition vary-

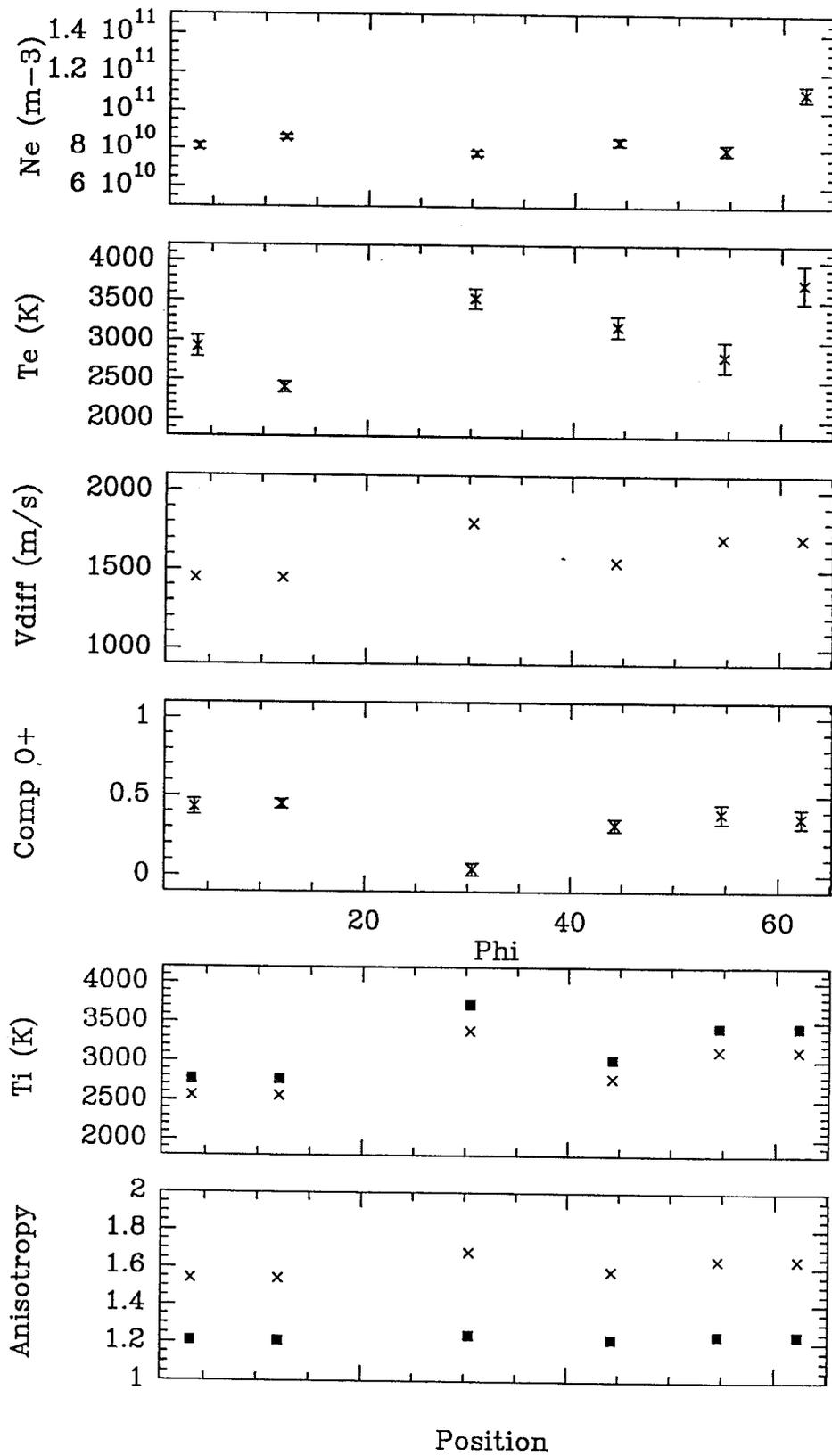


Fig. 10. Results of the 27 August 1986 experiment obtained at different aspect angles with the "non-Maxwellian" analysis. In the two bottom panels the squares correspond to the NO<sup>+</sup> ions and the crosses to O<sup>+</sup> ions.

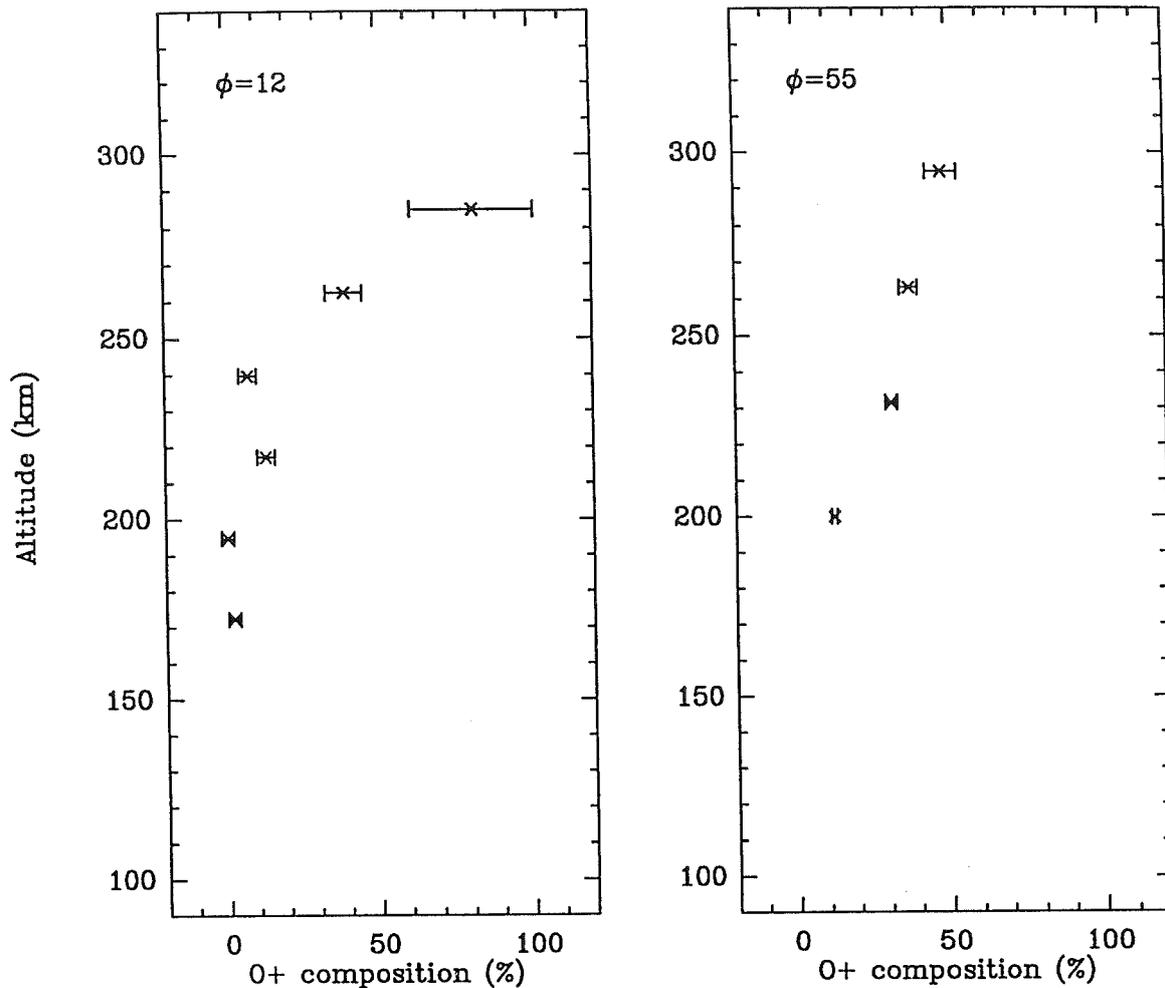


Fig. 11. Profiles of the ion composition between 180 km and 300 km altitude, for  $\phi = 55^\circ$  and  $\phi = 12^\circ$

ing from 10% to 90% of  $O^+$ . The temperatures of the two ions and of the electrons are displayed in Fig. 12, with crosses. Black squares correspond to results obtained with the non-Maxwellian analysis. Taking into account the error bars, the  $O^+$  temperatures are compatible with each other when the composition ranges between 40% and 60% of  $O^+$ , the  $NO^+$  temperatures are compatible when the composition ranges from 50% and 70% of  $O^+$  and the electron temperatures when the composition is equal to 50% of  $O^+$  (as indicated by the dashed lines). The ion composition obtained by the non-Maxwellian fit  $\{Ne\ Te\ Comp\}$ , Fig. 10, was 45%, i.e. in good agreement with the above values.

This study, near the aspect angle  $\phi = 21^\circ$ , shows that the results of our non-Maxwellian analysis based on Hubert's model of the ion-velocity distribution-functions, are compatible with the usual Maxwellian analysis. This implies that Hubert's model is able to

describe the behaviour of the ionosphere during the perturbed period studied, taking into account the accuracy of our measurements.

## 5. SUMMARY AND CONCLUSIONS

This study of the non-Maxwellian states for weakly ionised plasmas in the auroral F region is based on the ion-velocity distribution-function, proposed by Hubert (1983). The procedure uses a neutral atmosphere model (MSIS90), an ion-neutral collision cross section model (St Maurice and Schunk, 1977), and it is valid only between 150 km and 300 km altitude, where the interaction between the ions and the interactions between the ions and the electrons are negligible. The components of the atmosphere taken into account are: O and  $N_2$  for the neutrals, and  $O^+$  and  $NO^+$  for the ions. Our fitted parameters are the electron density, the electron temperature, the neutral

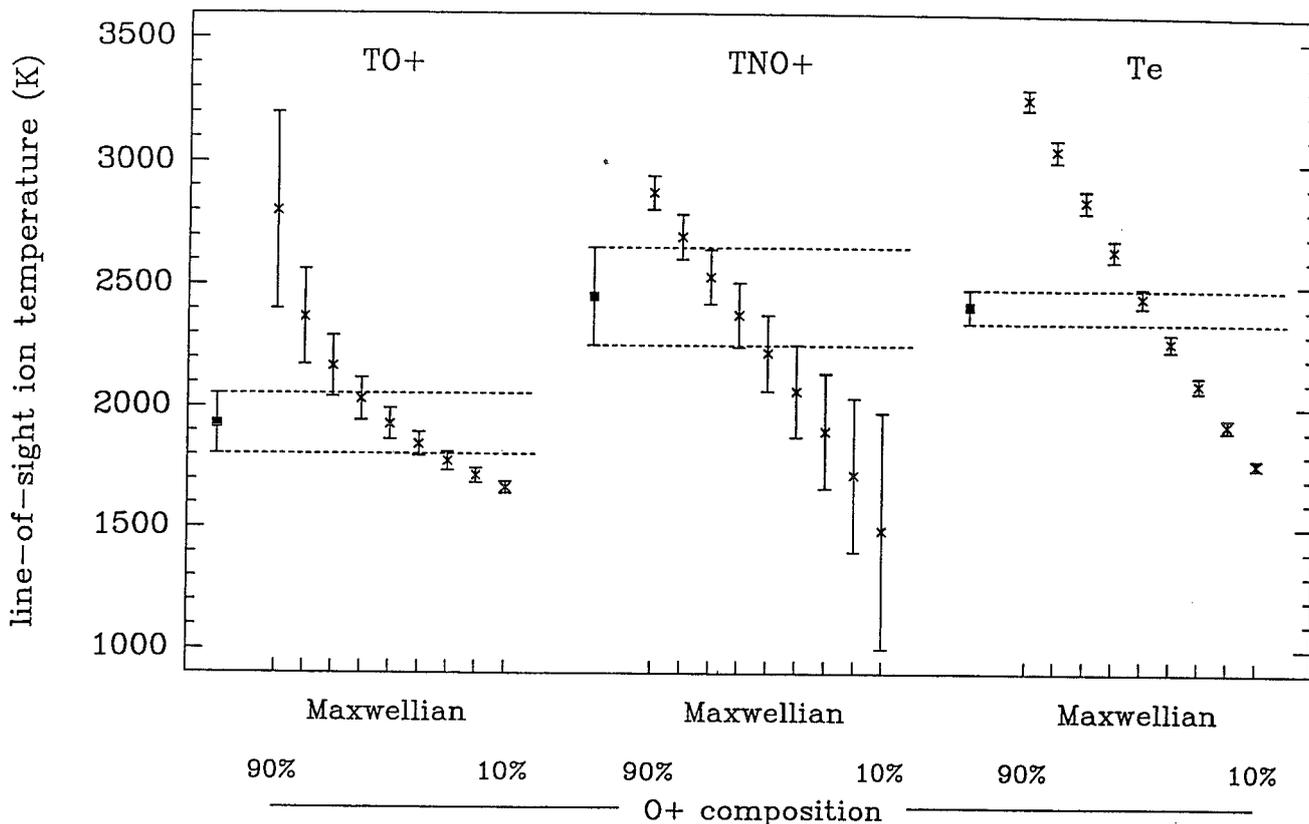


Fig. 12. “Non-Maxwellian” and “Maxwellian” analyses at  $\phi = 12^\circ$ . “Non-Maxwellian” line-of-sight temperatures are presented with the squares, and “Maxwellian” line-of-sight temperatures for different ion composition by the crosses.

temperature, the differential velocity and the ion composition whereas the aspect angle and the neutral atmosphere ratio are given parameters.

We studied the behaviour of the analysis with three and four-parameter fits and concluded that the three-parameter regressions give good results: the best ones include the electron temperature. The accuracy of the estimated values depends on the electric field and of the ratio  $T_e/T_n$ , but are not dependent on the ion composition.

Furthermore the non-Maxwellian procedure is valid whatever the aspect angle, in contrast to Raman’s procedure that should not be used below  $30^\circ$ . We also saw that, to determine simultaneously four parameters we can look for the minimum of the variance of a three-parameter regression while we vary the fourth in a range around its supposed value: the minimum of the variance occurs for the more realistic atmospheric parameters.

As we have already emphasised our procedure needs a neutral atmosphere model, is difficult to estimate with great accuracy, and an ion-neutral collision cross-section model. Simulations showed that when

we analyse an autocorrelation function with a neutral atmosphere model or a collision cross-section model that are different from the ones used to generate this function, we overestimate or underestimate the parameters at small aspect angle ( $< 30^\circ$ ). But for  $\phi > 50^\circ$  the errors on the fitted parameters are low: the biases are smaller than the error bars, and the accuracy of the ion temperatures is 5%.

In the last part we were interested in the analysis of the 27 August 1986 CP-3-E experiment, which presents distorted incoherent scatter spectra at 275 km altitude. At first an analysis with the assumption of a pure  $O^+$  plasma and a neutral temperature equal to 1000 K gave results that are comparable to the analysis based on Raman’s distribution for  $\phi > 30^\circ$  (Winsor *et al.*, 1989). Secondly we took into account an ionosphere composed of the two ions,  $O^+$  and  $NO^+$ , and were able to estimate the ion composition. We saw that, in such a disturbed period,  $NO^+$  becomes the main component up to about 280 km altitude: around 275 km it varies between 70% and 55%, for the six studied positions.

The last study compared a classical Maxwellian

analysis and the non-Maxwellian analysis for an aspect angle near  $21^\circ$ , where the Hubert ion-velocity distribution functions are Maxwellian. A good agreement between the ion composition and the different temperatures ( $T_{\phi O^+}$ ,  $T_{\phi NO^+}$  and  $T_e$ ), found by these two analyses, implies that Hubert's analytical formulation of the ion-velocity distribution functions is able to describe the behaviour of the ionosphere during the studied event.

This non-Maxwellian analysis, based on the Hubert

distribution function will be used, in the future, to analyse data which are suspected of presenting non-Maxwellian states, in order to estimate the ion composition in such disturbed periods.

*Acknowledgements*—The EISCAT facility is supported by the research councils of Finland (SA), France (CNRS), the Federal Republic of Germany (MPG) Norway (NAVF) Sweden (NFR) and the United Kingdom (SERC). This research has been partly funded by the Greco Plasmae.

#### REFERENCES

- Barakat A.R. and Hubert D. 1990 Comparison of Monte Carlo simulations and polynomial expansions of auroral non-Maxwellian distributions. Part 2 : The 1-D representation, *Ann. Geophys.* **8**, 697–704.
- Barakat A.R., Schunk R.W. and St Maurice J.P. 1983 Monte Carlo calculations of the O<sup>+</sup> velocity distribution in the auroral ionosphere *J. Geophys. Res.* **88**, 3237–3241.
- Hedin A.E., Biondi M.A., Burnside R.G., Hernandez G., Johnson R.M., Killeen T.L., Mazaudier C., Meriwether J.W., Salah J.E., Smith R.W., Spencer N.W., Wickwar V.B. and Viridi T.S. 1991 Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations, *J. Geophys. Res.* **96**, 7657–7688.
- Hubert D. 1983 Auroral ion velocity distribution function: generalized polynomial solution of Boltzmann's equation, *Planet. Space Sci.* **31**, 119–127.
- Hubert D. 1984 Non-Maxwellian velocity distribution functions and incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, *J. atmos. terr. Phys.* **46**, 601–611.
- Hubert D. and Barakat A.R. 1990 Comparison of Monte Carlo simulations and polynomial expansions of auroral non-Maxwellian distributions. Part 1: the 3-D representation, *Ann. Geophys.* **8**, 687–696.
- Hubert D. and Kinzelin E. 1991 The three-dimensional Raman's a non-Maxwellian model ionospheric ion outflows in to the revisited, *J. geophys. Res.* **96**, 11633–11639.
- Hubert D. and Kinzelin E. 1992 Atomic and molecular ion temperatures and ion anisotropy in the auroral F region in the presence of large electric fields, *J. geophys. Res.* **97**, 4053–4059.
- Hubert D., Bonnard N., Lathuillere C. and Kofman W. 1993 A new scenario for the measurement of the auroral plasma parameters in non Maxwellian state, *Geophys. Res. Lett.* **20**, 2691–2694.
- Jancel R. and Kahan T. 1966 *Electrodynamics of Plasmas*, John Wiley, New York.
- Lathuillere C. and Hubert D. 1989 Ion composition and ion temperature anisotropy in periods of high electric fields from incoherent scatter observations, *Ann. Geophys.* **7**, 285–296.
- Lathuillere C., Lejeune G. and Kofman W. 1983 Direct measurements of ion composition with EISCAT in the high-latitude F<sub>1</sub> region, *Radio Sci.* **18**, 887–893.
- Lathuillere C., Hubert D., La Hoz C. and Kofman W. 1991 Evidence of anisotropic temperatures of molecular ions in the auroral ionosphere, *Geophys. Res. Lett.* **18**, 163–166.
- Lejeune G. 1979 A program library for incoherent scatter calculation, Tech. Note 78/18, EISCAT, Kiruna, Sweden.
- Lejeune G. 1982 EISCAT data package, Tech. Note, EISCAT, Kiruna, Sweden.
- Lockwood M. and Winsor K.J. 1988 On the determination of ion temperature in the auroral F-region ionosphere *Planet. Space Sci.* **36**, 1295–1304.
- Moorcroft D.R. and Schlegel K. 1988 Evidence for non-Maxwellian ion velocity distribution in the F-region, *J. atmos. terr. Phys.* **50**, 455–465.

- |  |      |   |
|--|------|---|
| Raman R.S.V., St Maurice J.P. and Ong R.S.B.                         | 1981 | Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, <i>J. geophys. Res.</i> <b>86</b> , 4751–4762.  |
| Roble R.G.   | 1983 | Dynamics of the earth’s thermosphere, <i>Rev. Geophys. Space Phys.</i> <b>21</b> , 217–233.   |
| Schunk R.W. and Nagy A.F.  | 1980 | Ionospheres of the terrestrial planets, <i>Rev. Geophys.</i> <b>8</b> , 813–852.  |
| Schunk R.W., Raitt W.J. and Banks P.M.                               | 1975 | Effect of electric fields on the daytime high-latitude E and F regions, <i>J. geophys. Res.</i> <b>80</b> , 3121–3130.  |
| Schunk R.W. and Walker J.C.G.  | 1972 | Ion velocity distributions in the auroral ionosphere <i>Planet. Space Sci.</i> <b>20</b> , 2175–2191.   |
| St Maurice J.P., Hanson W.B. and Walker J.C.G.                       | 1976 | Retarding potential analyser and measurements of the effect of ion-neutral collisions on the ion velocity distribution in the auroral ionosphere <i>J. Geophys. Res.</i> <b>81</b> , 5436–5446. |
| St Maurice J.P. and Schunk R.W.                                      | 1977 | Auroral ion velocity distributions for a polarization collision model, <i>Planet. Space Sci.</i> <b>25</b> , 243–260.   |
| Suvanto K., Lockwood M., Winser K.J., Farmer A.D. and Bromage B.J.I. | 1989 | Analysis of incoherent scatter radar data from non-thermal F-region plasma, <i>J. atmos. terr. Phys.</i> <b>51</b> , 483–495.   |
| Winkler E., St Maurice J.P. and Barakat A.R.                         | 1992 | Results from improved Monte Carlo calculations of auroral ion velocity distributions, <i>J. geophys. Res.</i> <b>97</b> , 8399–8423.  |
| Winser K.J., Lockwood M. and Jones G.O.L.                            | 1987 | Non-thermal plasma observations using EISCAT: aspect angle dependence, <i>Geophys. Res. Lett.</i> <b>14</b> , 957–960.  |
| Winser K.J., Lockwood M., Jones G.O.L. and Suvanto K.                | 1989 | Observation of non-thermal plasma at different aspect angles, <i>Geophys. Res. Lett.</i> <b>94</b> , 1439–1449.   |

## Analysis of *F*-Region Incoherent Scatter Spectra during Periods of High Electric Fields

C. LATHUILLE<sup>1</sup>, D. FONTAINE<sup>2</sup>, P. GAIMARD<sup>1</sup>, and D. HUBERT<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*CEPHAG, CNRS-URA 346, BP 46, 38402 St Martin D'Hères Cedex, France*

<sup>2</sup>*CETP-UVSQ, 10-12 Av. de L'Europe, 78140 Velizy, France*

<sup>3</sup>*DESPA, observatoire de Meudon, 92195 Meudon Principal Cedex, France*

(Received January 25, 1995; Revised June 2, 1995; Accepted June 9, 1995)

In the presence of high electric fields in the auroral ionosphere, the ion distribution functions depart from their usual Maxwellian shape. The incoherent scatter radars have observed the signature of this phenomenon in the form of distorted spectra which have lost their double-humped characteristics. In consequence, the classical procedure of spectrum analysis, which assumes Maxwellian distributions to fit the plasma parameters, is no longer valid and has to be modified to account for a non-Maxwellian plasma. The observations of the European incoherent scatter radar EISCAT were at the origin of substantial developments, which are still in progress. We briefly review the main steps in the experimental and theoretical approaches of the non-Maxwellian behaviour of the ionospheric plasma, and we discuss particularly the most recently published results.

### 1. Introduction

The most spectacular effect of high electric fields on the auroral *F* region plasma is an increase of the ion temperature much above the neutral temperature. In fact, looking at the distribution of the different ionospheric parameters obtained by an incoherent scatter experiment, it is this clear increase in ion temperature that enables the experimenters to highlight the magnetically perturbed periods.

The increase in ion temperature is the very well known effect of frictional heating due to the relative velocities between ions and neutrals. Studying more closely the measured ion temperature, it has been shown that it was anisotropic with a larger increase in the direction perpendicular to the magnetic field. The first evidences of these anisotropies, using the incoherent scatter technique, have been published in 1984 for the O<sup>+</sup> ions (Perraut *et al.*, 1984), and several years later for the molecular ions (Lathuillere *et al.*, 1991). An exhaustive review of the EISCAT observations of anisotropic ion temperature has been published recently by Lockwood *et al.* (1993).

In a parallel effort, it has been realised that the incoherent scatter spectrum made use of the assumption of Maxwellian ion velocity distribution-functions. This assumption did not hold during highly perturbed periods, resulting in incoherent scatter spectra whose shape could be distorted from the usual one. Such distorted spectra have been first observed with EISCAT by Lockwood *et al.* (1987), and by Winser *et al.* (1987) for ion velocities of about 2.5 km/s. The distortion of the spectra, which depends on the aspect angle of the measurement, i.e. the angle between the K vector of the observation and the magnetic field, is clearly seen on spectra recorded at aspect angles larger than 40°.

Using an analytical description of the non-Maxwellian ion-velocity distribution-function, Hubert and Lathuillere (1989) have been able to define a domain of validity of the standard EISCAT data analysis, as a function of the nature of the ions, the electric field strength and the angle of observation. Furthermore, Lathuillere and Hubert (1989) have shown that this domain was much smaller in the case of a mixture of ions than for a single species, due to the fact that the line-of-sight temperatures of the different ion species could be significantly different. During period of high electric fields, the molecular ions could become dominant at *F* region heights (see e.g. Sojka *et al.*, 1981; Lathuillere, 1987): an overestimation of the concentration of oxygen ions will lead to an underestimation of the real ion anisotropy.

Consequently, it became necessary to take into account the non-Maxwellian character of the ion-velocity distribution-function in the incoherent scatter spectra analysis, for obtaining a reliable description of the ionospheric plasma during disturbed periods.

In the first part of this paper we will review the different descriptions of non-Maxwellian ion-velocity distribution-function, which are available. This review is however limited to the description of the  $F$ -region where the ion-collision frequency is much smaller than the ion gyrofrequency. We discuss also how these descriptions are used in incoherent scatter analysis and with more details the method that we have developed recently (Gaimard *et al.*, 1994). The second part of the paper will present some tests of sensitivity of our method and its application on EISCAT observations.

## 2. The Analysis Methods of Incoherent Scatter Spectra

There are three main approaches for describing the non-Maxwellian state of the  $F$ -region plasma in the presence of large electric fields. The first one is the empirical description from a simplified model as proposed by Raman *et al.* (1981) following the work of St Maurice and Schunk (1974). The ion-velocity distribution function is written:

$$f_i = n_i \left( \frac{m_i}{2\pi k_B T^*} \right)^{3/2} I_0 \left\{ 2D^* \left[ \frac{(v_x^2 + v_y^2)}{(2k_B T^* / m_i)} \right]^{1/2} \right\} \exp \left\{ -D^{*2} - \frac{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{(2k_B T^* / m_i)} \right\} \quad (1)$$

where  $k_B$  is the Boltzmann constant,  $n_i$  is the density of the ions,  $m_i$  is their mass,  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  are the components of the ion-velocity in a coordinate system where  $z$  is the direction parallel to the magnetic field, and  $I_0$  is the modified Bessel function.  $T^*$ , which has the dimension of a temperature and  $D^*$ , which is correlated to an electric field, are determined empirically.

Raman *et al.* (1981) use this formulation in the calculation of incoherent scatter spectra and point out that such a description was limited to aspect angles larger than  $30^\circ$ . It has then been used by Lockwood and Winser (1988), Moorcroft and Schlegel (1988), Winser *et al.* (1989) and Suvanto *et al.* (1989) to analyse EISCAT data during magnetically disturbed periods. One of their results is it does not allow to reproduce accurately the measured incoherent scatter spectra with a pure  $O^+$  plasma. Suvanto *et al.* (1989) have also shown that it was impossible to determine the ion composition, when molecular ions are  $NO^+$  or (and)  $O_2^+$ .

The second approach consists to use Monte-Carlo numerical simulations to evaluate the ion-velocity distribution-function as done by Barakat *et al.* (1983) and more recently by Winkler *et al.* (1992). Such Monte-Carlo simulations have been used by Kikuchi *et al.* (1989) to simulate incoherent scatter spectra, but up to now they have not been applied to the analysis of measured spectra.

The third approach was proposed by D. Hubert (1983, 1984). He found an analytical expression of the non-Maxwellian ion-velocity distribution function for the solution of the Boltzmann's equation which is the fundamental equation governing the auroral ion population. This solution is written as a polynomial expansion of the ion distribution function which generalises the bi-Maxwellian development as first proposed by St Maurice and Schunk (1977):

$$f_i = n_i \left( \frac{m_i}{2\pi k_B} \right)^{3/2} \left( \frac{1}{T_{\parallel}} \right)^{1/2} \frac{1}{T} \cdot \exp \left( -\frac{m_i T_n}{m_n T_{\parallel}} c_{\parallel}^{\prime 2} - \frac{m_i T_n}{m_n T} c_{\perp}^{\prime 2} - \alpha^2 D^{\prime 2} \right) I_0 \left\{ 2\alpha D' \left( \frac{m_i T_n}{m_n T} \right)^{1/2} c_{\perp}^{\prime} \right\} \left\{ 1 + a_{40} H_4(c_{\parallel}') M_0(c_{\perp}') + a_{21} H_2(c_{\parallel}') M_1(c_{\perp}') \right\} \quad (2)$$

where  $T_{\parallel}$  is the ion parallel temperature,  $T_n$  is the neutral temperature,  $c_{\parallel}'$  and  $c_{\perp}'$  are the components parallel and perpendicular to the magnetic field of the random velocity normalised with respect to the neutral thermal velocity,  $\alpha D'$  is an effective electric field normalised with respect to the neutral thermal velocity,  $T$  is a parameter which has the dimension of a temperature, and  $a_{40}$  and  $a_{21}$  are the coefficients of the expansion according to the Hermite polynomials  $H_2$ ,  $H_4$  and to the generalised polynomials  $M_0$  and  $M_1$ .  $T$  and  $\alpha$  are determined such that the approximation of zero order  $f_i^0$  yields the exact values of the second and fourth order moments of the perpendicular velocity of Boltzmann's equation (Hubert, 1983), which in turn depend on the ion-neutral collisional cross-sections. The O<sup>+</sup>-O collision cross section chosen in this work is the model B of St Maurice and Schunk (1977) which agrees with the Monte-Carlo results of Winkler *et al.* (1992).

The approximation of the ion distribution as given in (2) has been discussed with respect to the Monte-Carlo simulation by Hubert and Barakat (1990) and Barakat and Hubert (1990).

This formulation has been used by Gaimard *et al.* (1994) who proposed a new method of analysis of incoherent scatter spectra during disturbed periods. This method assumes that the scattering processes between ions and neutrals are correctly described. It also neglects the ion-ion collisions as well as the energy exchange with the electrons. The ion temperature is thus given by:

$$T_i = T_n \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{M_{nO} + M_{nN_2} \frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}}{M_{iO} + M_{iN_2} \frac{v_{iN_2}}{v_{iO}}} D_i''^2 \right) \quad (3)$$

where  $v_{iN_2}$  and  $v_{iO}$  are the ion-neutral collision frequencies,  $D_i''$  the ratio between the ion-neutral differential velocity and the ion thermal velocity calculated with the neutral temperature instead of the ion temperature,  $D_i'' = |\langle v_i \rangle - \langle v_n \rangle| \sqrt{m_i / (2k_B T_n)}$  and in which  $M_{nO} = m_O / (m_i + m_O)$ ,  $M_{iO} = m_i / (m_i + m_O)$ , and equivalent expressions for  $M_{nN_2}$  and  $M_{iN_2}$ .

In this case, the incoherent scatter spectrum is completely determined by 5 scalar parameters in addition to the ion velocity: the electron temperature and density ( $T_e$  and  $N_e$ ), the ion composition (Comp =  $n(O^+)/N_e$ ) as in the usual case, and instead of the ion temperature, one finds 2 new parameters: the neutral temperature ( $T_n$ ) and the ion-neutral differential velocity ( $V_{diff} = |\langle v_i \rangle - \langle v_n \rangle|$ ). In addition, it has been considered that the neutral atmosphere was composed of O, O<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>. The ratio of the molecular components to the atomic one ( $R_{an} = (n(O_2) + n(N_2))/n(O)$ ), that is used in the calculation of the collision frequency ratio in (3), is calculated from the MSIS90 model (Hedin *et al.*, 1991).

Our method is quite different from the method based on Eq. (1), which leads to describe the deformation of the incoherent scatter spectrum in terms of a  $T^*$  and a  $D^*$  for each ion species, but do not assume a priori any collision model.

### 3. Sensitivity Tests of the New Method

Simulations using noise perturbed theoretical autocorrelation functions have been performed to test the new method. If theoretically, it is possible to fit simultaneously on the 5 parameters cited above, the tests have shown that, due to the presence of noise, only a 3-parameter fit gave good results. We will emphasise here with two examples the sensitivity of this new analysis method to the collision model and to the neutral atmosphere composition, as given by the parameter  $R_{an}$ .

Let us first imagine that, during a magnetically disturbed EISCAT experiment, one has a correlated measurement of the neutral wind and temperature. Such correlated measurements have been done by the WINDII interferometer on board the UARS satellite (Shepherd *et al.*, 1993) but are not yet fully validated (Gault *et al.*, 1994; Lathuillere, 1994). This will allow to fix the two parameters  $T_n$  and  $V_{diff}$  in the fit,  $V_i$

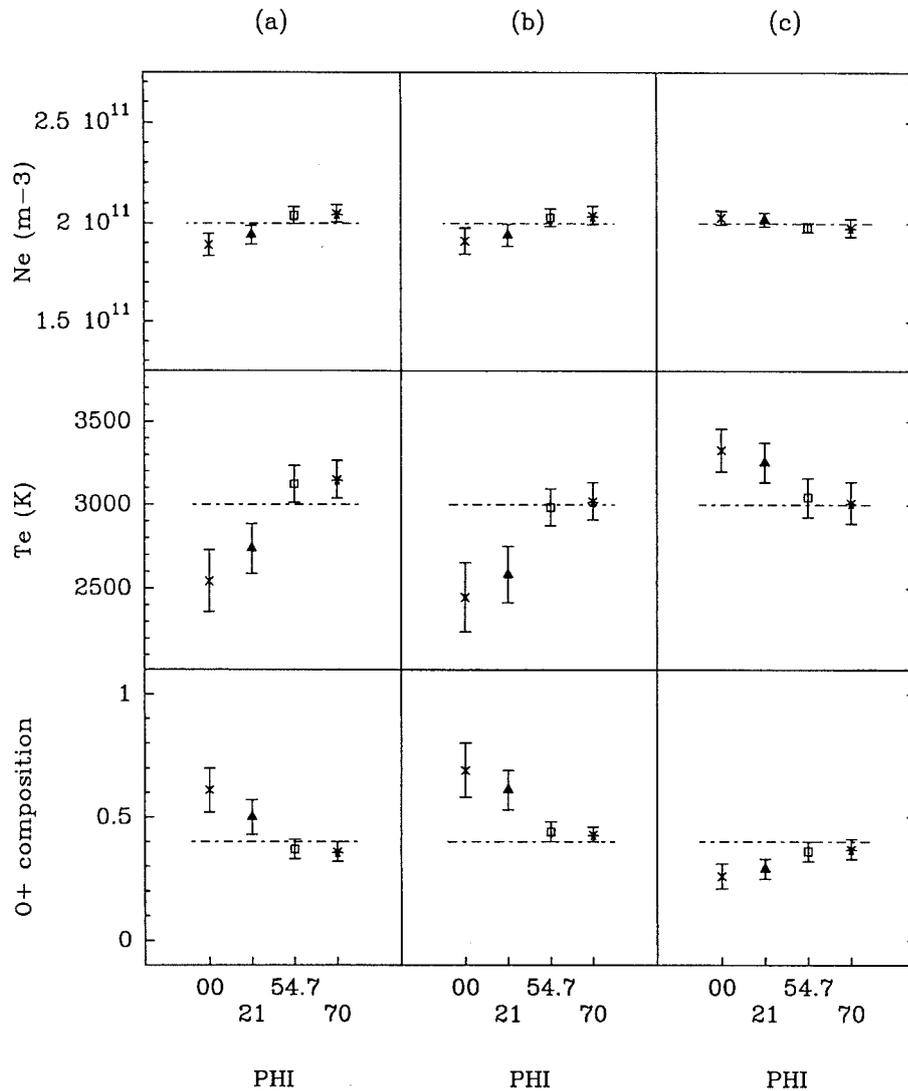


Fig. 1. Simulation results at different aspect angles for a fit on  $N_e$ ,  $T_e$  and the composition. In panel a, the ACFs have been generated with the collision model A of St Maurice and Schunk (1977) and analysed with the model B. In panel b and c, the ACFs have been generated with the neutral atmosphere parameter  $R_{an} = 0.3$  and analysed with  $R_{an} = 0.1$  (panel b) and  $R_{an} = 0.5$  (panel c). The values of  $N_e$ ,  $T_e$  and the composition used in the ACF generations are indicated by the dashed line.

being obtained by a classical analysis of the spectra recorded in the three EISCAT sites. Our method will allow to retrieve from a single incoherent scatter spectrum the electron temperature and density and the ion composition. It will also give the anisotropy of each ion species, which is defined as the ratio of the perpendicular temperature to the parallel one.

We show on Fig. 1, how the fitted parameters depend on the collision model and on the neutral atmosphere composition. Autocorrelation functions have been generated for 4 different aspect angles with  $T_n = 1000$  K and  $V_{diff} = 1500$  m/s for the two fixed parameters,  $N_e = 2e11$ ,  $T_e = 3000$  K and  $O^+/N_e = .4$  as indicated by the dashed line for the fitted parameters. Thirty different realisations of noisy autocorrelation functions have been analysed: the values presented in Fig. 1 correspond to the average values of the fitted parameters and their error bars to the average values of individual error bars.

In panel (a), the autocorrelation functions have been generated using the model A of St Maurice and Schunk (1977) and analysed with their model B. In panel (b) and (c) the ACFs have been generated with  $R_{an} = 0.3$  and analysed with  $R_{an} = 0.1$  (panel b) or  $0.5$  (panel c). The results are affected more strongly for small aspect angles. For large aspect angles, the results are not very sensitive to the neutral atmosphere

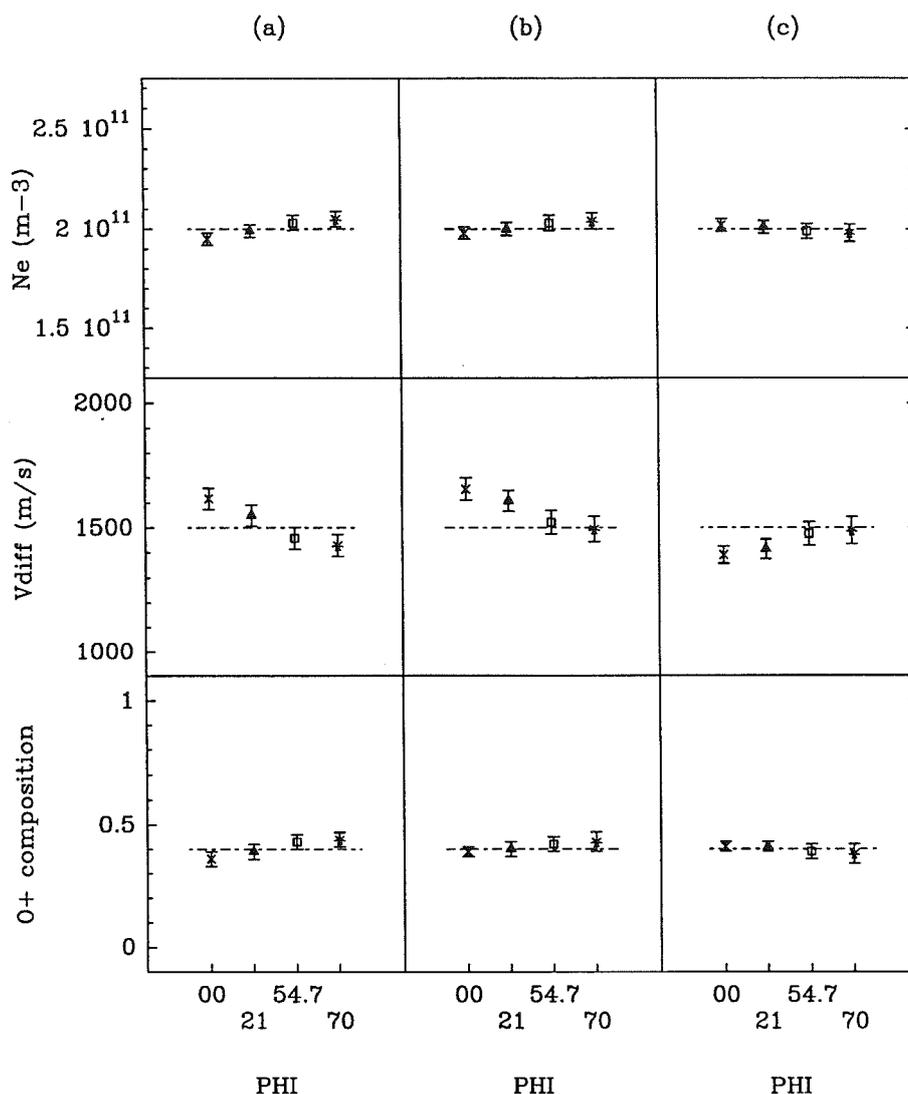


Fig. 2. Same as Fig. 1, but for a fit on  $N_e$ ,  $V_{diff}$  and the composition.

composition and to the collision model. In particular the bias on the ion composition is of the order of magnitude of its error.

The second example that we have chosen supposes that independent measurements of the neutral and electron temperatures are available. The neutral temperature can be inferred from EISCAT measurements during quiet conditions and Hubert *et al.* (1993) proposed to deduce the electron temperature from plasma line measurements. The 3-parameter fit will give in this case the electron density, the ion composition, the ion-neutral differential velocity, and in addition the anisotropy of the two ion species. The sensitivity of these results to the collision model and the neutral composition is shown in Fig. 2. Panel a, b and c have the same meaning as that for Fig. 1. In this case, the bias introduced by a wrong assumption is almost entirely supported by the  $V_{diff}$  parameter. The value of the ion composition is good for all aspect angles.

Other examples of sensitivity studies can be found in Gaimard *et al.* (1994), who conclude that for large aspect angles the results are never sensitive to the neutral atmosphere composition and to the collision model.

#### 4. Analysis of EISCAT Data

Gaimard *et al.* (1994) have presented results of the analysis of the event of 27 August 1986, that shows

Table 1. Results of the analysis of the CP3 EISCAT scan on 27th August 1986 between 13.00 and 13.30 UT.  $T_i$  represents the mean ion temperature and  $A$  the anisotropy.

$\Phi$ ( $^\circ$ )	62.19	54.60	44.27	30.42	12.01	3.59
$V_{\text{diff}}$ (m/s)	1700	1700	1550	1800	1450	1450
$O^+/N_e$	.36	.39	.32	.04	.45	.43
$T_i$ (K): $O^+$	3129	3129	2777	3381	2559	2559
$T_i$ (K): $NO^+$	3429	3429	3019	3723	2767	2767
$A:O^+$	1.64	1.64	1.58	1.68	1.54	1.54
$A:NO^+$	1.24	1.24	1.22	1.24	1.21	1.21

distorted incoherent scatter spectra at 275 km altitude (Winser *et al.*, 1987). This event has been studied by Lockwood and Winser (1988) and Winser *et al.* (1989), using the analysis based on the Raman's description (Suvanto *et al.*, 1989), which gives the opportunity to test the quality of the new method.

Details of the experimental conditions and of the analysis can be found in the above cited papers. We will here only outline the common results and the differences obtained for the mean ion temperature (Eq. (3)), the anisotropy and the ion composition.

Assuming a single ion species  $O^+$ , Gaimard *et al.* (1994) showed that the ion temperatures were very similar to the ones obtained by Winser *et al.* (1989), with values varying between 2000 and 2500 K in the positions of the EISCAT scan that correspond to aspect angles larger than  $30^\circ$ . The anisotropy that we found was ranging between 1.4 and 1.5. Winser *et al.* (1989) have also performed an analysis with a mixed ion composition. They have obtained values of  $D^*$  for the molecular ions larger than  $D^*$  for oxygen ions. This is not possible if the molecular ions are  $NO^+$ . Thus they have explained their results by the presence of a majority of  $N_2^+$  ions for which it is expected larger  $D^*$  than for  $O^+$ .

The result of our analysis for a mixed ion composition is given in Table 1 for the 6 positions of the scan corresponding to a large ion velocity. The obtained ion composition shows that the  $NO^+$  ions are in all positions (all aspect angles) more abundant than the  $O^+$  ions with the largest value (minimum  $O^+/N_e$ ) when  $V_{\text{diff}}$  is the largest.

The  $NO^+$  temperature is larger than the  $O^+$  temperature of about 200 to 350 K. This difference arises from our choice to consider a realistic neutral atmosphere of 2 constituents. The collision frequency ratio in Eq. (3) is larger for  $NO^+$  ions than for  $O^+$  ions, leading to larger  $NO^+$  temperature than  $O^+$  temperature in presence of electric fields. Such a difference has been predicted by Hubert and Kinzelin (1992) using the same formulation of the ion-velocity distribution-function. It has also been predicted by a numerical model of the ionosphere (Diloy *et al.*, 1995), although the value of the difference was quite larger. The anisotropy of the molecular ions is much smaller as expected than the anisotropy of the oxygen ions, with a difference ranging between .33 and .44. The largest temperatures and anisotropies are found again in the scan position where the differential velocity is the largest.

As far as our procedure is concerned, the observed incoherent scatter spectra can be interpreted in term of a mixture of  $NO^+$  and  $O^+$  ions, where the molecular ions are more abundant than the  $O^+$  ions but less anisotropic. The suggestion of Winser *et al.* (1989) that  $N_2^+$  ions were present during these observations is therefore not correct. Furthermore, simulations using a mixture of  $NO^+$  and  $O^+$  distribution functions, in an oxygen atmosphere, have shown that a fit on the 4 parameters  $T^*$  and  $D^*$  for each ion type, do not give reliable results (Hubert, private communication, 1995).

## 5. Conclusion

Up to now, there are two main methods to analyse incoherent scatter spectra during highly disturbed periods, each of them having its own limits. The method based on the description of the ion-velocity distribution-function as a function of a  $D^*$  and a  $T^*$  has the advantage to analyse the distortion of the incoherent scatter spectra without any strong assumptions on the collision processes between the ions and

the neutrals. It gives good results for the ion temperature providing that only one ion species is present. It is however not valid for small aspect angles and is not able to retrieve the ion composition in most of the cases.

The second method does not have these two last restrictions but however is strongly dependent, at least at small aspect angles, on the assumed collision processes and on the neutral atmosphere composition. In fact it is as good as the representation of the ion-velocity distribution-function by Eq. (2). New experimental results are needed to fully validate this method, i.e. the model of ion-velocity distribution-function. They include results of correlated experiments giving access to some of the free parameters such as the temperature, wind and composition of the neutrals. They also include results of experiments where the same ionospheric volume is sampled under very different aspect angles. Such a geometry is not possible with the actual EISCAT system but the addition of the new antenna in Svalbard will open the possibility of new geometrical configurations.

The EISCAT facility is supported by the research councils of Finland (SA), France (CNRS), the Federal Republic of Germany (MPG), Norway (NAVF), Sweden (NFR) and the United Kingdom (SERC). This research has been partly funded by the Greco Plasmas.

#### REFERENCES

- Barakat, A. R. and D. Hubert, Comparison of Monte Carlo simulations and polynomial expansions of auroral non-Maxwellian distributions. Part 2: The 1-D representation, *Ann. Geophys.*, **8**, 697–704, 1990.
- Barakat, A. R., R. W. Schunk, and J. P. St Maurice, Monte Carlo calculations of the O<sup>+</sup> velocity distribution in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 3237–3241, 1983.
- Diloy, P.-Y., A. Robineau, J. Lilensten, P. L. Blelly, and J. Fontanari, A numerical model of ionosphere including the *E*-region above EISCAT, *Ann. Geophys.*, 1995 (in press).
- Gaimard, P., C. Lathuillere, and D. Hubert, Non-Maxwellian studies in the auroral *F*-region: a new analysis of incoherent scatter spectra, *J. Atmos. Terr. Phys.*, accepted, 1994.
- Gault, W. A., G. Thuillier, G. G. Shepherd, S. P. Zhang, R. H. Wiens, W. E. Ward, C. Tai, B. H. Solheim, Y. J. Rochon, C. McLandress, C. Lathuillere, V. Fauliot, M. Herse, C. Hersom, R. Gattinger, L. Bourg, M. D. Buggage, S. J. Franke, G. Hernandez, A. Manson, R. Niciejewski, and R. A. Vincent, Validations of O(<sup>1</sup>S) wind measurements by WINDII: the Wind Imaging Interferometer on UARS, *J. Geophys. Res.*, 1994 (submitted).
- Hedin, A. E., M. A. Biondi, R. G. Burnside, G. Hernandez, R. M. Johnson, T. L. Killeen, C. Mazaudier, J. W. Meriwether, J. E. Salah, R. W. Smith, N. W. Spencer, V. B. Wickwar, and T. S. Viridi, Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations, *J. Geophys. Res.*, **96**, 7657–7688, 1991.
- Hubert, D., Auroral ion velocity distribution function: generalised polynomial solution of Boltzmann's equation, *Planet. Space Sci.*, **31**, 119–127, 1983.
- Hubert, D., Non-Maxwellian velocity distribution functions and incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 601–611, 1984.
- Hubert, D. and A. R. Barakat, Comparison of Monte Carlo simulations and polynomial expansions of auroral non-Maxwellian distributions. Part 1: The 3-D representation, *Ann. Geophys.*, **8**, 687–696, 1990.
- Hubert, D. and E. Kinzelin, Atomic and molecular ion temperatures and ion anisotropy in the auroral *F* region in the presence of large electric fields, *J. Geophys. Res.*, **97**, 4053–4059, 1992.
- Hubert, D. and C. Lathuillere, Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere in the presence of high electric fields, and measurement problems with the EISCAT facility, *J. Geophys. Res.*, **94**, 3653–3662, 1989.
- Hubert, D., N. Bonnard, C. Lathuillere, and W. Kofman, A new scenario for the measurement of the auroral plasma parameters in non-Maxwellian state, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2691–2694, 1993.
- Kikuchi, K., J.-P. St Maurice, and A. R. Barakat, Monte Carlo computations of *F*-region incoherent radar spectra at high latitudes and the use of a simple method for non-Maxwellian spectral calculations, *Ann. Geophys.*, **7**, 183–194, 1989.
- Lathuillere, C., Ion composition response to auroral energy inputs in the lower *F*-region, *Ann. Geophys.*, **5A**, 449–454, 1987.
- Lathuillere, C., Inter comparisons between wind and temperature measurements by WINDII (O<sup>1</sup>S) observations and EISCAT incoherent scatter radar, *Proceeding of the Workshop "Wind Observations in the Middle Atmosphere"*, Paris, 1994.
- Lathuillere, C. and D. Hubert, Ion composition and ion temperature anisotropy in periods of high electric fields from incoherent scatter observations, *Ann. Geophys.*, **7**, 285–296, 1989.
- Lathuillere, C., D. Hubert, C. La Hoz, and W. Kofman, Evidence of anisotropic temperatures of molecular ions in the auroral ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 163–166, 1991.
- Lockwood, M. and K. J. Winser, On the determination of ion temperature in the auroral *F*-region ionosphere, *Planet. Space Sci.*,

- 36, 1295–1304, 1988.
- Lockwood, M., B. J. I. Bromage, R. B. Horne, J. P. St-Maurice, D. M. Willis, and S. W. H. Cowley, Non-Maxwellian ion velocity distributions observed using EISCAT, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 111–114, 1987.
- Lockwood, M., I. W. McCrea, G. H. Millward, R. J. Moffett, and H. Rishbeth, EISCAT observations of ion composition and temperature anisotropy in the high-latitude *F*-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **55**, 895–906, 1993.
- Moorcroft, D. R. and K. Schlegel, Evidence for non-Maxwellian ion velocity distributions in the *F*-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **50**, 455–465, 1988.
- Perraut, S., N. Bjorna, A. Brekke, M. Baron, W. Kofman, C. Lathuillere, and G. Lejeune, Experimental evidence of non-isotropic temperature distributions of ions observed by EISCAT in the auroral *F*-region, *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 519–522, 1984.
- Raman, R. S. V., J. P. St Maurice, and R. S. B. Ong, Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4751–4762, 1981.
- Shepherd, G. G., G. Thuillier, W. A. Gault, B. H. Solheim, C. Heason, J. M. Alunni, J.-F. Brun, S. Brune, P. Charlot, L. L. Cogger, D.-L. Desaulniers, W. F. J. Evans, R. L. Gattingen, F. Girod, D. Harvie, R. H. Hum, D. J. W. Kendall, E. J. Llewellyn, R. P. Lowe, J. Ohrt, F. Pasternak, O. Peillet, I. Powell, Y. Rochon, W. E. Ward, R. H. Wiens, and J. Wimperis, WINDII the Wind Imaging Interferometer on the upper atmosphere research satellite, *J. Geophys. Res.*, **98**, 10725–10750, 1993.
- Sojka, J. J., W. J. Raitt, and R. W. Schunk, Theoretical predictions for ion composition in the high-latitude winter *F*-region for solar minimum and low magnetic activity, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2206–2216, 1981.
- St Maurice, J. P. and R. W. Schunk, Behaviour of ion velocity distributions for a simple collision model, *Planet. Space Sci.*, **22**, 1–18, 1974.
- St Maurice, J. P. and R. W. Schunk, Auroral ion velocity distributions for a polarisation collision model, *Planet. Space Sci.*, **25**, 243–260, 1977.
- Suvanto, K., M. Lockwood, K. J. Winser, A. D. Farmer, and B. J. I. Bromage, Analysis of incoherent scatter radar data from non-thermal *F*-region plasma, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **51**, 483–495, 1989.
- Winkler, E., J. P. St Maurice, and A. R. Barakat, results from improved Monte Carlo calculations of auroral ion velocity distributions, *J. Geophys. Res.*, **97**, 8399–8423, 1992.
- Winser, K. J., M. Lockwood, and G. O. L. Jones, Non-thermal plasma observations using EISCAT: aspect angle dependence, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 957–960, 1987.
- Winser, K. J., M. Lockwood, G. O. L. Jones, and K. Suvanto, Observation of nonthermal plasma at different aspect angles, *Geophys. Res. Lett.*, **94**, 1439–1449, 1989.

## Bibliographie

- [BAN66] **BANKS P.**, Collision frequencies and energy transfer ions, *Planet. Space Sci.*, **14**, 1105-1122, 1966
- [BAR90] **BARAKAT A.R. and D.HUBERT**, Comparison of Monte Carlo simulations and polynomial expansions of auroral non-Maxwellian distributions. Part 2 : The 1-D representation, *Annales Geophysicae*, **8**, 697-704, 1990.
- [BAR83] **BARAKAT A.R, R.W. SCHUNK and J.P. ST-MAURICE**, Monte Carlo calculations of the O<sup>+</sup> velocity distribution in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 3237-3241, 1983.
- [BLE92] **BLELLY P.L., J. FONTANARI, D.ALCAYDE, J.WU, M. BLANC and T.L. HANSEN**, Observations of the structure and vertical transport of the polar upper ionosphere with the EISCAT-VHF radar, *Annales Geophysicae*, **10**, 394-406, 1992.
- [CHA70] **CHAPMANN S. and T.G. COWLING**, The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, *Cambridge Univ. Press*, New York, 1970.
- [CIR65] **CIRA**, Cospar International Reference Atmosphere, Amsterdam, *North Holland Publ. Co.*, 1965.
- [COL71] **COLE K.D.**, Atmospheric excitation and ionization by ions in strong auroral and man-made electric fields, *J. Atmosf. Terr. Phys.*, **33**, 1241-1249, 1971.
- [DEL94] **DELCROIX J.L. et A. BERS**, Physique des plasmas/1, *CNRS Editions*, Paris, 1994
- [ENC87] **ENCRENAZ T. et J.P. BIBRING**, Astrophysique : le système solaire, *InterEditions/ Editions du CNRS*, 1987.
- [FAU93] **FAULIOT V., G. THUILLIER and M. HERSE**, Observations of the F-region horizontal and vertical winds in the auroral zone, *Annales Geophysicae*, **11**, 17-28, 1993.
- [FON82] **FONTANARI J., D. ALCAYDE, P.AMAENC and G. KOCKARTS**, Simulations numériques tridimensionnelles de la circulation à grande échelle induite par des modèles globaux de thermosphère, *Annales Geophysicae*, **38**, 815-840, 1982.
- [GIR75] **GIRAUD A. et M. PETIT**, Physique de l'ionosphère, *PUF*, Paris, 1975
- [HED87] **HEDIN A.E.**, MSIS-86 thermospheric model, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4649, 1987
- [HED91] **HEDIN A.E, M.A. BIONDI, R.G. BURNSIDE, G. HERNANDEZ, R.M. JOHNSON, T.L. KILLEEN, C. MAZAUDIER, J.W. MERIWETHER, J.E. SALAH, R.W. SMITH, N.W. SPENCER, V.B. WICKWAR and T.S. VIRDI**, Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations, *J. Geophys. Res.*, **96**, 657-7688, 1991.
- [HUB83] **HUBERT D.**, Auroral ion velocity distribution function: generalized polynomial solution of Boltzmann's equation, *Planet. Space Sci.*, **31**, 119-127, 1983.
- [HUB84] **HUBERT D.**, Non-Maxwellian velocity distribution functions and incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, *J. Atmosf. Terr. Phys.*, **46**, 601-611, 1984.
- [HUB89] **HUBERT D. and C. LATHUILLERE**, Incoherent Scattering of Radar Waves in the Auroral Ionosphere in the Presence of High Electric Fields, and Measurement Problems with the EISCAT Facility, *J. Geophys. Res.*, **94**, 653-662, 1989.

- [HUB90] **HUBERT D. and A.R. BARAKAT**, Comparison of Monte Carlo simulations and polynomial expansions of auroral non-Maxwellian distributions. Part 1 : The 3-D representation, *Annales Geophysicae*, **8**, 687-696, 1990
- [HUB91] **HUBERT D. and E. KINZELIN**, The three-dimensionnal Raman's distribution as a non-Maxwellian model and the ionospheric ion outflows into the magnetosphere revisited, *J. Geophys. Res.*, **96**, 11633-11639, 1991.
- [HUB92] **HUBERT D. and E. KINZELIN**, Atomic and molecular ion temperatures and ion anisotropy in the auroral F region in the presence of large electric fields, *J. Geophys. Res.*, **97**, 4053-4059, 1992.
- [HUB93] **HUBERT D., N. BONNARD, C. LATHUILLERE and W. KOFMAN**. A new scenario for the measurement of the auroral plasma parameters in non-Maxwellian state, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 2691-2694, 1993.
- [JAN66] **JANCEL R. and T. KAHAN**, Electrodynamics of plasmas, *John Wiley*, New-York, 1966.
- [KEL89] **KELLEY M.C.**, The earth's ionosphere : Plasma physics and electrodynamics, *Academic Press*, 1989.
- [KIK89] **KIKUCHI K., J.P. ST-MAURICE and A. BARAKAT**, Monte Carlo computations of F-region incoherent radar spectra at high latitudes and the use of a simple method for non-Maxwellian spectral calculations, *Annales Geophysicae*, **7**, 183-194, 1989.
- [KNU92] **KNUDSEN D.J., M.C. KELLEY and J.F. VICKREY**, Alfvén waves in the auroral ionosphere: a numerical model compared with measurements, *J. Geophys. Res.*, **97**, 77-90, 1992.
- [LAT83] **LATHUILLERE C., G. LEJEUNE and W. KOFMAN**, Direct measurements of ion composition with EISCAT in the high-latitude F<sub>1</sub> region, *Radio Science*, **18**, 887-893, 1983.
- [LAT89] **LATHUILLERE C. and D. HUBERT**, Ion composition and ion temperature anisotropy in periods of high electric fields from incoherent scatter observations, *Annales Geophysicae*, **7**, 285-296, 1989.
- [LAT91] **LATHUILLERE C., D. HUBERT, C. LA HOZ and W. KOFMAN**, Evidence of anisotropic temperatures of molecular ions in the auroral ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 163-166, 1991.
- [LAT92] **LATHUILLERE C. and B. PIBARET**, A statistical model of ion composition in the auroral lower F-region, *Adv. Space Res.*, **12**, 147-156, 1992.
- [LEJ79] **LEJEUNE G.**, A program library for incoherent scatter calculation, *Tech. Note 78/18*, EISCAT, Kiruna, Sweden, 1979.
- [LEJ82a] **LEJEUNE G.**, EISCAT data package, *Tech. Note*, EISCAT, Kiruna, Sweden, 1982.
- [LEJ82b] **LEJEUNE G., C. LATHUILLERE and W. KOFMAN**, On the possibility to measure the high altitude light ion concentrations with Eiscat, *Ann. Géophys.*, **4**, 467-472, 1982.
- [LIN77] **LIN S. and J.N. BARDSLEY**, Monte carlo simulation of ion in drift tubes, *J. of Chem. Phys.*, **66**, 435-445, 1977.
- [LOC87] **LOCKWOOD M., B.J.I. BROMAGE, R. B. HORNE, J.P. ST-MAURICE, D.M. WILLIS and S.W.H. COWLEY**, Non-Maxwellian ion velocity distributions observed using EISCAT, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 111-114, 1987.
- [LOC88] **LOCKWOOD M. and K.J. WINSER**, On the determination of ion temperature in the auroral F-region ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **36**, 1295-1304, 1988.

- [LOR94] **LORANC M. and J.P. ST-MAURICE**, A time-dependent gyro-kinetic model of thermal ion upflows in the high-latitude F region, *J. Geophys. Res.*, **99**, 429-451, 1994.
- [MAS58] **MASON E.A. and H.W. SCHAMP**, Mobility of gaseous ions in weak electric fields, *Annl. Phys.*, **4**, 233-270, 1958.
- [MIN65] **MINTZER D.**, Generalized orthogonal polynomiale solution of the Boltzmann equation, *Phys. Fluids*, **8**, 1076-1090, 1965.
- [PER84a] **PERRAULT S., N. BJÖRNA, A. BREKKE, M. BARON, W. KOFMAN, C. LATHUILLERE and G. LEJEUNE**, Experimental evidence of non-isotropic temperature distributions of ions observed by eiscat in the auroral F-region, *J. Geophys. Res.* **11**, 519-522, 1984.
- [PER84b] **PERRAULT S., A. BREKKE, M. BARON and D. HUBERT**, EISCAT measurements of ion temperatures which indicate non-isotropic ion velocity distribution, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 531-543, 1984.
- [RAM79] **RAMAN R.S.V.**, Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, *Ph. D. thesis*, Univ. of Michigan, Ann Arbor, 1979.
- [RAM81] **RAMAN R.S.V., J.P. ST-MAURICE and R.S.B. ONG**, Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.* **86**, 4751-4762, 1981.
- [SAV94] **SAVAGE C.**, Les aurores boréales ou les lumières mystérieuses, *Editions du Trécarré*, 1994.
- [SCH80] **SCHUNK R.W. and A.F. NAGY**, Ionospheres of the terrestrial planets, *Rev. Geophys.*, **18**, 813-852, 1980.
- [SCH75] **SCHUNK R.W., W.J. RAITT and P.M. BANKS**, Effect of electric fields on the daytime high-latitude E and F-regions, *J. Geophys. Res.*, **80**, 3121-3130, 1975.
- [SCH72] **SCHUNK R.W. and J.C.G. WALKER**, Ion velocity distributions in the auroral ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **20**, 2175-2191, 1972.
- [SEN89] **SENIOR C., D. FONTAINE, G. CAUDAL, D. ALCAYDE and J. FONTANARI**, Convection electric fields and electrostatic potential over  $61 < \Lambda < 72^\circ$  invariant latitude observed with the European incoherent scatter facility. 2. Statistical results, *Annales Geophysicae*, **8**, 257-272, 1989.
- [SHE75] **SHEFFIELD J.**, *Plasma scattering of electromagnetic radiation*, Academic Press, San Diego, Californie, 1975.
- [SHE93] **SHEPHERD G.G., G. THUILLIER et al.**, WINDII the wind imaging interferometer on the upper atmosphere research satellite, *J. Geophys. Res.*, **98**, 10725-10750, 1993.
- [STM73] **ST-MAURICE J.P. and R.W. SCHUNK**, Auroral ion velocity distributions using a relaxation model, *Planet. Space Sci.*, **21**, 1115-1130, 1973.
- [STM74] **ST-MAURICE J.P. and R.W. SCHUNK**, Behaviour of ion velocity distributions for simple collision model, *Planet. Space Sci.*, **22**, 1-18, 1974.
- [STM75] **ST-MAURICE J.P.**, Ion velocity distribution in the auroral ionosphere, *Ph. D. thesis* Yale University, New Haven, Connecticut, 1975.
- [STM76] **ST-MAURICE J.P., W.R. HANSON and J.C.G. WALKER**, Retarding potential analyser measurements of the effect of ion-neutral collisions on the ion velocity distribution in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **81**, 5436-5446, 1976.
- [STM77] **ST-MAURICE J.P. and R.W. SCHUNK**, Auroral ion velocity distributions for a polarization collision model, *Planet. Space Sci.*, **25**, 243-260, 1977.

- [STM79] **ST-MAURICE J.P. and R.W. SCHUNK**, Ion velocity distributions in the high-latitude ionosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 99-134, 1979.
- [STM94] **ST-MAURICE J.P., E. WINKLER and A.M. HAMZA**, Ionospheric ion velocity distributions and associated transport properties in the presence of auroral electric field gradients, *J. Geophys. Res.*, **99**, 527-548, 1994.
- [STR76] **STRICKLAND D.J., D.L. BOOK, T.P. COFFEY and J.A. FEDDER**, Transport equation techniques for the deposition of auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, **81**, 2755-2764, 1976.
- [SUV89a] **SUVANTO K.**, Non-Maxwellian ion velocity distributions in the ionospheric F-region, *Ph. D. thesis*, Univ of London, 1989.
- [SUV89b] **SUVANTO K., M. LOCKWOOD, K.J. WINSER, A.D. FARMER and B.J.I. BROMAGE**, Analysis of incoherent scatter radar data from non-thermal F-region plasma, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **51**, 483-495, 1989.
- [THU90] **THUILLIER G., C. LATHUILLERE, M. HERSE, C. SENIOR, W. KOFMAN, M.L. DUBOIN, D. ALCAYDE, F. BARLIER and J. FONTANARI**, Coordinated EISCAT-MICADO interferometer measurements of neutral winds and temperature in E- and F-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **52**, 625-636, 1990.
- [WIL94] **WILSON G.R.**, Kinetic modeling of O<sup>+</sup> upflows resulting from E×B convection heating in the high-latitude F-region ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **99**, 453-466, 1994.
- [WIN92] **WINKLER E., J.P. ST-MAURICE and A.R. BARAKAT**, Results from Improved Monte Carlo Calculations of Auroral Ion Velocity Distributions, *J. Geophys. Res.*, **97**, 8399-8423, 1992.
- [WIN87] **WINSER K.J., M. LOCKWOOD, and G.O.L. JONES**, Non-thermal plasma observations using EISCAT : aspect angle dependance, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 957-960, 1987.
- [WIN89] **WINSER K.J., M. LOCKWOOD, G.O.L. JONES and K. SUVANTO**, Observation of non-thermal plasma at different aspect angles, *Geophys. Res. Lett.*, **94**, 1439-1449, 1989.

## FONCTION DE DISTRIBUTION DES VITESSES NON-MAXWELLIENNE DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE ET APPLICATION A LA MESURE PAR DIFFUSION INCOHERENTE

En période magnétiquement perturbée il est nécessaire de considérer une fonction de distribution des vitesses ioniques non-Maxwellienne, si l'on veut pouvoir estimer correctement les paramètres ionosphériques de l'ionosphère aurorale, mesurés par diffusion incohérente.

Nous avons comparé deux modèles de fonction de distribution non-Maxwellienne : l'approximation polynomiale généralisée qui est une solution analytique de l'équation de Boltzmann et une distribution numérique basée sur une méthode Monte Carlo. Ces deux approches conduisent, pour les deux espèces ioniques  $O^+$  et  $NO^+$ , à des résultats semblables lors de champs électriques inférieurs à 100 mV/m. La fonction analytique a été introduite dans l'analyse des spectres EISCAT afin d'étudier l'ionosphère sous des champs électriques pouvant atteindre 100 mV/m.

Cette nouvelle analyse a, dans un premier temps, été testée sur plusieurs jeux de simulations avec notamment des études de sensibilité aux modèles utilisés. Dans une seconde étape, nous avons étudié des spectres présentant des caractéristiques non-Maxwelliennes et avons ainsi déterminé la composition de l'ionosphère sous forts champs électriques. Enfin avec une dernière série de données réelles nous avons estimé quantitativement l'erreur commise lors d'une interprétation "Maxwellienne" de spectres non-Maxwelliens dans le cas d'une ionosphère composée d'ions moléculaires.

*Mots-clés :* Plasma ionosphérique  
Diffusion incohérente  
Fonction de distribution de vitesses ioniques  
Analyse non-Maxwellienne  
Périodes magnétiquement perturbées  
Forts champs électriques

## NON-MAXWELLIAN ION-VELOCITY DISTRIBUTION-FUNCTION IN THE IONOSPHERIC PLASMA AND APPLICATION TO THE INCOHERENT SCATTER TECHNIQUE

In magnetically perturbed periods, we have to consider a non-Maxwellian ion-velocity distribution-function in order to correctly estimate the ionospheric parameters of the auroral region measured by incoherent scatter.

We have compared two models of non-Maxwellian distribution function: the polynomial expansion approximation which is a solution of Boltzmann equation, and a numerical distribution based on a Monte Carlo method. Both approaches lead to identical results for electric fields smaller than 100 mV/m and for the two ions species  $O^+$  and  $NO^+$ . The analytical distribution has been introduced in the EISCAT's analysis to study the auroral ionosphere during periods of electric fields up to 100 mV/m.

First, this new analysis has been tested on several sets of simulations with a sensitivity study to the models used. In a second time, we have studied spectra which present non-Maxwellian characteristics, and we have determined the ion composition of the ionosphere when high electric fields occur. Finally, with a last set of real data, we have estimated quantitatively the error that we make when we analyse non-Maxwellian spectra with a "Maxwellian" interpretation in the case of an ionosphere composed of molecular ions.

*Keywords:* Ionospheric plasma  
Incoherent scatter  
Ion-velocity distribution-function  
Non-Maxwellian analysis  
Magnetically perturbed periods  
High electric fields