



HAL
open science

**Etude de la population des électrons secondaires dans
les zones de moyenne et haute latitude par la technique
de diffusion incohérente : [thèse soutenue sur un
ensemble de travaux]**

Walter Kofman

► **To cite this version:**

Walter Kofman. Etude de la population des électrons secondaires dans les zones de moyenne et haute latitude par la technique de diffusion incohérente : [thèse soutenue sur un ensemble de travaux]. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1979. Français. NNT: . tel-00725114

HAL Id: tel-00725114

<https://theses.hal.science/tel-00725114>

Submitted on 24 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

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE
SCIENTIFIQUE ET MEDICALE

L'INSTITUT
NATIONAL POLYTECHNIQUE

DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT ES - SCIENCES

par

Walter KOFMAN

ETUDE DE LA POPULATION DES ELECTRONS SECONDAIRES DANS LES
ZONES DE MOYENNE ET HAUTE LATITUDE PAR LA TECHNIQUE DE
DIFFUSION INCOHERENTE

SOUTENUE LE 21 JUIN 1979 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

JURY

MONSIEUR J. DELLOUE

PRESIDENT

MESSIEURS D. BLOCH
J.L.LACOUME
P. BAUER
G. LEJEUNE
V. WICKWAR

EXAMINATEURS

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE
SCIENTIFIQUE ET MEDICALE

L'INSTITUT
NATIONAL POLYTECHNIQUE

DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT ES - SCIENCES

par

Walter KOFMAN

ETUDE DE LA POPULATION DES ELECTRONS SECONDAIRES DANS LES
ZONES DE MOYENNE ET HAUTE LATITUDE PAR LA TECHNIQUE DE
DIFFUSION INCOHERENTE

SOUTENUE LE 21 JUIN 1979 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

JURY

MONSIEUR J. DELLOUE

PRESIDENT

MESSIEURS D. BLOCH
J.L. LACOUME
P. BAUER
G. LEJEUNE
V. WICKWAR

EXAMINATEURS

Ce travail a été effectué au Centre d'Etude des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques de Grenoble (CEPHAG), en collaboration avec l'Equipe Sondeur CNET-CRPE et avec celle du S.R.I. International (ancien Stanford Research Institute), Stanford U.S.A.

Avant de faire la présentation de cette thèse, je tiens à remercier tout d'abord Monsieur le Professeur J. DELLOUE, Directeur du Laboratoire L.G.E., qui a bien voulu examiner mon travail et m'a fait l'honneur de présider le Jury.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur D. BLOCH, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs Electriciens de Grenoble, pour avoir bien voulu participer à ce Jury.

Monsieur le Professeur J.L. LACOUME, Directeur du Centre d'Etude des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques, a toujours manifesté un très vif intérêt pour ce travail. Il m'a fait bénéficier de sa compétence et de sa bienveillance. Je l'en remercie sincèrement et lui adresse ce témoignage de ma vive reconnaissance.

Monsieur P. BAUER, Maître de Recherche, Directeur du CRPE-CNET, m'a fait l'honneur d'examiner ce travail et de me faire profiter de précieuses suggestions. Je le remercie particulièrement pour l'intérêt qu'il a apporté à l'expérience de CHATANIKA et pour son aide dans l'organisation de celle-ci. Qu'il trouve ici l'expression de ma vive gratitude.

Je remercie tout particulièrement Monsieur G. LEJEUNE, Chargé de Recherche, pour la patience avec laquelle il m'a initié aux méthodes de recherche en Géophysique, pour la gentillesse et la rigueur avec lesquelles il a dirigé ces travaux et en général pour la part qu'il a prise à toute ma recherche. Qu'il trouve ici l'expression de ma gratitude et de mon amitié.

Que M. V. WICKWAR, Docteur ès Sciences, veuille trouver ici l'assurance de ma gratitude et mes très sincères remerciements pour sa collaboration fructueuse dans l'organisation des expériences à CHATANIKA, pour son aide et ses conseils.

M. B. CHABERT du LETI m'a apporté une aide précieuse dans la préparation et l'installation de l'expérience à CHATANIKA; je l'en remercie sincèrement.

J'assure Monsieur M.J. BARON et tous mes amis de S.R.I. International de ma reconnaissance amicale pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la mise en place de l'expérience de CHATANIKA.

Je remercie M. du CASTEL pour son soutien, qui m'a permis de commencer des recherches géophysiques.

J'adresse mes remerciements à tous mes collègues et amis du CEPHAG et du CRPE pour les discussions et autres formes de collaboration concernant cette étude. En particulier, je remercie R. GRAS pour son aide en informatique et U. HENSCHEL et C. RAWINSKI pour le travail de secrétariat.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Président : M. Philippe TRAYNARD
Vice-Présidents : M. Georges LESPINARD
M. René PAUTHENET

Année Universitaire
1978-1979

PROFESSEURS TITULAIRES

MM BENOIT Jean	Electronique - Automatique
BESSON Jean	Chimie Minérale
BLOCH Daniel	Physique du Solide - Cristallographie
BONNETAIN Lucien	Génie Chimique
BONNIER Etienne	Métallurgie
*BOUDOURIS Georges	Electronique - Automatique
BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide - Cristallographie
BUYLE-BODIN Maurice	Electronique - Automatique
COUMES André	Electronique - Automatique
DURAND Francis	Métallurgie
FELICI Noël	Electronique - Automatique
FOULARD Claude	Electronique - Automatique
LANCIA Roland	Electronique - Automatique
LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire Corpusculaire
LESPINARD Georges	Mécanique
MOREAU René	Mécanique
PARIAUD Jean-Charles	Chimie-Physique
PAUTHENET René	Electronique - Automatique
PERRET René	Electronique - Automatique
-- POLOUJADOFF Michel	Electronique - Automatique
TRAYNARD Philippe	Chimie - Physique
VEILLON Gérard	Informatique fondamentale et appliquée
*en congé pour études.	
-- ROBERT André	Chimie Appliquée et des Matériaux

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM BLIMAN Samuël	Electronique - Automatique
BOUVARD Maurice	Génie Mécanique
COHEN Joseph	Electronique - Automatique
GUYOT Pierre	Métallurgie Physique
JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide - Cristallographie
LACOUME Jean-Louis	Electronique - Automatique
ROBERT-André	Chimie-Appiquée-et-des-Matériaux
ROBERT François	Analyse numérique
SABONNADIÈRE Jean-Claude	Electronique - Automatique
ZADWORNÝ François	Electronique - Automatique

MAITRES DE CONFERENCES

MM ANCEAU François	Informatique fondamentale et appliquée
CHARTIER Germain	Electronique - Automatique
Mme CHERUY Arlette	Automatique
CHIAVERINA Jean	Biologie, biochimie, agronomie
IVANES Marcel	Electronique - Automatique
LESIEUR Marcel	Mécanique
MORET Roger	Physique nucléaire - corpusculaire
PIAU Jean-Michel	Mécanique
PIERRARD Jean-Marie	Mécanique
Mme SAUCIER Gabrielle	Informatique fondamentale et appliquée
SOHM Jean-Claude	Chimie Physique

.../...

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

CHERCHEURS DU C.N.R.S. (Directeur et Maîtres de Recherche)

M FRUCHART Robert	Directeur de Recherche
MM ANSARA Ibrahim	Maître de Recherche
BRONOEL Guy	Maître de Recherche
CARRE René	Maître de Recherche
DAVID René	Maître de Recherche
DRIOLE Jean	Maître de Recherche
KLEITZ Michel	Maître de Recherche
LANDAU Ioan-Doré	Maître de Recherche
MERMET Jean	Maître de Recherche
MUNIER Jacques	Maître de Recherche

Personnalités habilitées à diriger des travaux de recherche (Décision du Conseil Scientifique)

E.N.S.E.E.G.

MM BISCONDI Michel	Ecole des Mines ST ETIENNE (dépt. Métallurgie)
BOOS Jean-Yves	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
DRIVER Julian	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
KOBYLANSKI André	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
LE COZE Jean	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
LESBATS Pierre	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
RIEU Jean	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
SAINFORT	Ecole des Mines ST ETIENNE (Métallurgie)
SOUQUET Jean-Louis	C.E.N.Grenoble (Métallurgie) U.S.M.G.
CAILLET Marcel	E.N.S.E.E.G. (Chimie Minérale Physique)
COULON Michel	E.N.S.E.E.G. (Chimie Minérale Physique)
GUILHOT Bernard	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)
LALAUZE René	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)
LANCELOT Francis	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)
SARRAZIN Pierre	E.N.S.E.E.G. (Chimie Minérale Physique)
SOUSTELLE Michel	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)
THEVENOT François	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)
THOMAS Gérard	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)
TOUZAIN Philippe	E.N.S.E.E.G. (Chimie Minérale Physique)
TRAN MINH Canh	Ecole des Mines ST ETIENNE (Chim.Min.Ph)

E.N.S.E.R.G.

MM BOREL Joseph	Centre d'Etudes Nucléaires de GRENOBLE Centre National Recherche Scientifique
KAMARINOS Georges	

E.N.S.E.G.P.

MM BORNARD Guy	Centre National Recherche Scientifique Centre National Recherche Scientifique Centre National Recherche Scientifique
DAVID René	
DESCHIZEAUX Pierre	

E.N.S.I.M.A.G.

MM COURTIN Jacques	Université des Sciences Sociales Institut National Polytechnique GRENOBLE Université Scientifique et Médicale GRENOBLE
LATOMBE Jean-Claude	
LUCAS Michel	

*
* *
*

UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

Monsieur Gabriel CAU : Président

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G.

PROFESSEURS TITULAIRES

MM. AMBLARD Pierre	Clinique de dermatologie
AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
ARNAUD Paul	Chimie
ARVIEU Robert	I.S.N.
AUBERT Guy	Physique
AYANT Yves	Physique approfondie
Mme BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM. BARBIER Jean-Claude	Physique Expérimentale
BARBIER Reynold	Géologie appliquée
BARJON Robert	Physique nucléaire
BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
BARRA Jean-René	Statistiques
BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale A
BEAUDOING André	Clinique de Pédiatrie et Puériculture
BELORIZKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM. BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques Pures
BEZES Henri	Clinique chirurgicale et Traumatologie
BILLET Jean	Géographie
BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
BONNET Jean-Louis	Clinique Ophtalmologique
BONNET-EYMARD Joseph	Clinique Hépatogastro-entérologique
Mme BONNIER Jeanne-Marie	Chimie générale
MM. BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
BOUTET DE MONVEL Louis	Mathématiques Pures
BRAVARD Yves	Géographie
CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologique
CALAS François	Anatomie
CARLIER Georges	Biologie végétale
CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
CAU Gabriel	Médecine légale et toxicologie
CAUQUIS Georges	Chimie organique
CHARACHON Robert	Clinique Oto-rhino-laryngologique
CHATEAU Robert	Clinique de neurologie
CHIBON Pierre	Biologie animale
COEUR André	Pharmacie chimique et chimie analytique
COUDERC Pierre	Anatomie pathologique
CRABBÉ Pierre	C.E.R.M.O.
DEBELMAS Jacques	Géologie générale
DEGRANGE Charles	Zoologie
DELORMAS Pierre	Pneumophthysiologie
DEPORTES Charles	Chimie minérale
DESRE Pierre	Métallurgie

MM.	DODU Jacques	Mécanique appliquée (IUT I)
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	FONTAINE Jean-Marc	Maths Pures
	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
	GALVANI Octave	Mathématiques pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	JANIN Bernard	Géographie
	JOLY Jean-René	Mathématiques pures
	KAHANE André	Physique générale
	KLEIN Joseph	Mathématiques pures
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
Mme	LAJZEROWICZ Janine	Physique
MM.	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie Pharmaceutique
	LAURENT Pierre-Jean	Mathématiques appliquées
	LE ROY Philippe	Mécanique (IUT I)
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOISEAUX Jean-Marie	Sciences nucléaires
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique nucléaire - I.S.N.
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques pures
MM.	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Clinique cardiologique
	MAYNARD Roger	Physique du solide
	MAZARE Yves	Clinique Médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MICOUD Max	Clinique Maladies infectieuses
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEGRE Robert	Mécanique
	NOZIERES Philippe	Spectrométrie Physique
	OZENDA Paul	Botanique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques pures
	PERAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET Jean	Sémiologie Médicale (Neurologie)
	RACHAIL Michel	Clinique Médicale B
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REVOL Michel	Urologie
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	DE ROUGEMONT Jacques	Neuro-Chirurgie
	SARRAZIN Roger	Clinique chirurgicale B
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène

MM. SENDEL Philippe
SIBILLE Robert
SOUTIF Michel
TANCHE Maurice
VAILLANT François
VALENTIN Jacques
VAN CUTSEM Bernard
VAUQUOIS Bernard
Mme VERAIN Alice
MM. VERAIN André
VEYRET Paul
VIGNAIS Pierre

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. GREENE Richard
ROTH Walter
SZYMANSKI Zdzislaw

PROFESSEURS SANS CHAINE

Mlle AGNIUS-DELDORD Claudine
ALARY Josette
MM. ARMAND Gilbert
BENZAKEN Claude
BIAREZ Jean-Pierre
BILLET Jean
BOUCHET Yves
BRUGEL Lucien
BUISSON Roger
BUTEL Jean
CHARDON Michel
COHEN-ADDAD Jean-Pierre
COLOMB Maurice
CONTE René
DELOBEL Claude
DEPASSEL Roger
GAUTRON René
GIDON Paul
GLENAT René
GROULADE Joseph
HACQUES Gérard
HOLLARD Daniel
HUGONOT Robert
IDELMAN Simon
JALBERT Pierre
JULIEN Pierre
Mme KAHANE Josette
MM. KRAKOWIACK Sacha
KUNH Gérard
LUI DUC Cuong
MACHE Régis
MARECHAL Jean
MICHOULIER Jean

Zoologie
Construction mécanique (IUT 1)
Physique générale
Physiologie
Zoologie
Physique Nucléaire
Mathématiques appliquées
Mathématiques appliquées
Pharmacie galénique
Biophysique
Géographie
Biochimie médicale

Basses Températures
Cristallographie
Institut des Sciences Nucléaires

Physique pharmaceutique
Chimie analytique
Géographie
Mathématiques appliquées
Mécanique
Géographie
Anatomie
Energétique (IUT 1)
Physique (IUT 1)
Orthopédie
Géographie
Spectrométrie physique
Biochimie médicale
Physique (IUT 1)
M.I.A.G.
Mécanique des fluides
Chimie
Géologie et Minéralogie
Chimie organique
Biochimie médicale
Calcul numérique
Hématologie
Hygiène et Médecine préventive
Physiologie animale
Histologie
Mathématiques appliquées
Physique
Mathématiques appliquées
Physique (IUT 1)
Chimie organique - Pharmacie
Physiologie végétale
Mécanique (IUT)
Physique (IUT 1)

Mme MINIER Colette	Physique (IUT I)
MM. PELMONT Jean	Biochimie
PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et Minéralogie
PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
Mlle PIERY Yvette	Physiologie Animale
MM. RAYNAUD Hervé	M.L.A.C.
REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
RICHARD Lucien	Biologie végétale
SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM. STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
VIALON Pierre	Géologie

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

MM. ARMAND Yves	Chimie (IUT I)
AURIAULT Jean-Louis	Mécanique (IUT I)
BACHELOT Yvan	Endocrinologie
BARGE Michel	Neuro-chirurgie
BEGUIN Claude	Chimie organique
BENABID Alim-Louis	Médecine et chirurgie expérimentales
Mme BERIEL Hélène	Pharmacodynamie
MM. BOITET Christian	Mathématiques appliquées
BOST Michel	Pédiatrie
BOUCHARLAT Jacques	Psychiatrie adultes
Mme BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM. BERNARD Pierre	Gynécologie
CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
CHERADAME Hervé	Chimie papetière (EFP)
CHIAVERINA Jean	Biologie appliquées (EFP)
COHEN Henri	Mathématiques pures
COLIN DE VERDIERE Yves	Maths pures
CONTAMIN Charles	Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire
CORDONNIER Daniel	Néphrologie
COULOMB Max	Radiologie
CROUZET Guy	Radiologie
CYROT Michel	Physique du solide
DENIS Bernard	Cardiologie
DOUCE Roland	Physiologie végétale
DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM. FAURE Jacques	Médecine légale
FAURE Gilbert	Biologie
FLOYRAC Roger	Biophysique
FOURNET Jacques	Hépatogastro-entérologie
GAUTIER Robert	Chirurgie générale
GIDON Maurice	Géologie
GROS Yves	Physique (IUT I)
GUIDICELLI Henri	Chirurgie générale
GUIGNIER Michel	Thérapeutique
GUITTON Jacques	Chimie
HICTER Pierre	Chimie

MM. JALBERT Pierre
 JUNIEN-LAVILLAVROY Claude
 KOLODIE Lucien
 LE NOC Pierre
 MAGNIN Robert
 MALLIOT Jean-Michel
 MARTIN-BOUYER Michel
 MASSOT Christian
 NEMOZ Alain
 NOUGARET Marcel
 OUDET Bruno
 PARAMELLE Bernard
 PEFFEN René
 PERRAUD Robert
 PERRIER Guy
 PHELIP Xavier
 RACINET Claude
 RAMBAUD Pierre
 RAPHAEL Bernard
 Mme RENAUDET Jacqueline
 MM. ROBERT Jean-Bernard
 SAKAROVITCH Michel
 SCHAERER René
 Mme SEIGLE-MURANDI Françoise
 MM. STOEBNER Pierre
 STUTZ Pierre
 VROUSOS Constantin

Histologie
 O.R.L.
 Hématologie
 Bactériologie-virologie
 Hygiène et médecine préventive
 Médecine du travail
 Chimie (C.S.)
 Médecine interne
 Thermodynamique
 Automatique (IUT I)
 M.L.A.G.
 Pneumologie
 Métallurgie (IUT I)
 Chimie (IUT I)
 Géophysique-Glaciologie
 Rhumatologie
 Gynécologie et Obstétrique
 Pédiatrie
 Stomatologie
 Bactériologie (Pharmacie)
 Chimie-Physique
 Maths appliquées
 Cancérologie
 Cryptogamie
 Anatomie Pathologie
 Mécanique
 Radiologie

MAITRE DE CONFERENCES ASSOCIE

M. SIDNEY Stuart

Mathématiques pures

MAITRE DE CONFERENCES DELEGUE

M. ROCHAT Jacques

Hygiène et Hydrologie (Pharmacie)

PERSONNALITES HABILITEES PAR LE CONSEIL SCIENTIFIQUE DE L'U.S.M.G. A ETRE

DIRECTEURS DE THESE :

MM. BELAKHOVSKY Michel
 BIAREZ Jean-Pierre
 BOEHLER Jean-Pierre
 BOIS Philippe
 BOLLIER Louis
 BOURRET Alain
 BRODEAU François
 CHAMBEROD André
 CHAMBRON William
 CHAPPERT Jacques
 Mme CHATELIN Françoise
 MM. COURT Jean
 DELAYE Jean-Marc

CENG.DRF/Chimie physique nucléaire
 Professeur Mécanique
 M.A. Mécanique
 Mécanique
 Prof.USS IUT II Informatique
 CENG-DRF/Physique solide
 Prof.USS Maths appliquées
 CENG/DRF/Physique solide
 CENG/DRF/Physique solide
 CENG/DRF/Chimie physique nucléaire
 Prof.USS Maths appliquées
 M.A. Chimie générale
 CENG

MM. DESCLAUX Jean-Paul	CENG/DRF/Chimie physique nucléaire
DOMINGO Luna	Maths pures
DUC-JACQUET Marc	M.C.USS Maths appliquées
DUFRESNOY Alain	Maths pures
GIROUD Jean-Pierre	M.A. Mécanique
HERVE Alain	CENG/DRF/R.M.N.
HILLAIRET Jacques	CENG/DRF/Physique solide
JORRAND Philippe	M.R. CNRS Maths appliquées
KLEITZ Michel	Maître rech.CNRS ENSEEG
Mme LEJEUNE-JALABERT Monique	Maths pures
MM. LEMOINE Marcel	Géologie Alpine LA 69
LETOURNEUR Jean	Prof.Hon. Ecole mines Saint Etienne (DRCM)
LIGEON Emile	CENG/DRF/Physique solide
MAISONNEUVE Bernard	M.C.USS Maths appliquées
MONDARON Paul	M.A. Zoologie
MOSER Pierre	CENG/DRF/Physique solide
PECCOUD François	M.C. USS Maths appliquées
PERETTO Pierre	CENG/DRF/Chimie physique nucléaire
PIERRE Jean-Louis	M.A. Chimie
PHAM DINH Tuan	Attaché rech. MATHS appliquées
POGGI André	Ingénieur CNRS Géophysique
RINAUDO Jean	M.A. Chimie générale
ROBERT Raoul	Maths appliquées
ROMIER Guy	Prof. USS Maths appliquées
ROSSAT-MIGNOD Jean	CENG/DRF/Diffraction neutronique
ROUAULT Jacques	M.C. USS Maths appliquées
SAXOD Raymond	M.A. Zoologie
SOUQUET Jean-Louis	M.A. Chimie ENSEEG
SUSCILLON Michel	CENG/DRF/Hématologie
TANE Michel	Chimie
TEOULE Robert	CENG/Radiobiologie
VALLON Michel	M.A. Géophysique
VILLAIN J.	CENG/DRF/Diffraction neutronique
VIVIAN Robert	M.A. Géographie
Mme ZOLL	Pharmacie DIJON (matière médicale)

Fait à Saint Martin d'Hères en novembre 1978

TABLE DES MATIERES

	<u>pages</u>
INTRODUCTION GENERALE	1
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	23
BIBLIOGRAPHIE	29
CHAPITRE 1 : Mesure de la raie de plasma par diffusion incohérente à NANCAY et premiers résultats morphologiques	35
CHAPITRE 2 : Photoelectron distribution determination from plasma line intensity measurements obtained at NANCAY (France)	45
CHAPITRE 3 : Determination of low energy photoelectron distribution from plasma line measurements at SAINT SANTIN	57
CHAPITRE 4 : Tentative d'explication du comportement du flux des photoélectrons en basse éner- gie	85
CHAPITRE 5 : Plasma line measurements at CHATANIKA with high-speed correlator and filter bank	95
CHAPITRE 6 : Incoherent scattering of an electromagnetic wave in the mesosphere : a theoretical consideration	165
ANNEXE 1 : Raies de plasma	197
ANNEXE 2 : Influence du faible nombre de bits sur les mesures de la fonction de corrélation : test du corrélateur	227

INTRODUCTION GENERALE

Les études de l'atmosphère neutre et ionisée de la terre ont connu un très grand développement dans les deux dernières décades grâce aux progrès des techniques spatiales (mesures in situ) et des moyens de sondage à distance (optique, radars). Pendant cette même période, le sondage de l'ionosphère par la technique de la diffusion incohérente en particulier a amené des progrès considérables dans la mesure des paramètres de l'environnement terrestre. La construction et l'exploitation de plusieurs stations radar dans le monde (ARECIBO à Puerto Rico, CHATANIKA à Alaska, U.S.A., JICAMARCA au Pérou, MILLSTONE HILL à Mass., U.S.A., ST. SANTIN (France), MALVERN (Grande Bretagne) prouvent l'intérêt et l'efficacité de cette technique. Ainsi il a été possible de mesurer de nombreux paramètres ionosphériques, tels que la densité électronique, les températures électroniques et ioniques, la composition ionique, la vitesse ionique et la fréquence des collisions ion-neutres (dans la région E) à plusieurs altitudes de la région E et F pratiquement en même temps (selon le système de mesure). Ces mesures ont permis d'étudier entr'autres la structure thermique, la dynamique et l'électrodynamique de l'atmosphère. Contrairement aux expériences mettant en oeuvre des véhicules spatiaux, le sondeur à diffusion incohérent, station fixe au sol, permet de suivre les variations temporelles dans une zone de l'ionosphère fixe par rapport à la terre. De plus, avec certains instruments, on peut sonder une zone étendue en longitude et en latitude (ARECIBO, CHATANIKA, MILLSTONE HILL). L'étude de la physique de l'ionosphère et de l'atmosphère neutre à partir des données mesurées par les techniques énumérées ci-dessus, s'effectue suivant des lois physiques qui varient en fonction de la gamme d'altitude étudiée.

Dans notre travail nous avons utilisé la technique de la diffusion incohérente appliquée à la raie de plasma pour étudier la distribution du flux d'électrons suprathermiques. Pour les mesures en moyenne latitude, nous avons utilisé la station de ST. SANTIN (France) et en haute latitude le travail a été effectué à CHATANIKA (Alaska).

Cette technique est la seule existant actuellement qui permette de mesurer la distribution du flux à partir du sol. Toutes les autres techniques mettent en jeu obligatoirement des satellites et des fusées.

Nos études concernent les régions E et F de l'ionosphère. Or, la source primaire des électrons suprathermiques est différente en haute latitude (dans la région E pendant la nuit) et en moyenne latitude. En moyenne latitude le flux solaire XUV est la cause directe de l'ionisation (c'est pour cela qu'on emploie souvent le nom de photoélectrons) et en haute latitude les électrons suprathermiques sont issus des précipitations d'électrons (protons) énergétiques. Nos mesures nous donnent accès au flux des électrons secondaires à basse énergie, aussi bien en haute qu'en moyenne latitude (flux difficilement accessible par d'autres techniques). La connaissance du flux des électrons suprathermiques a une valeur intrinsèque. De plus, la comparaison du flux mesuré avec celui obtenu par un calcul théorique permet de tester nos connaissances concernant le modèle de l'atmosphère neutre, des sections efficaces de photoionisations et de collision avec les neutres et la connaissance du flux solaire ou des distributions des électrons primaires en haute latitude. La connaissance du flux entraîne celle de l'énergie cédée par des électrons suprathermiques aux électrons thermiques, celle-ci est un facteur important dans le chauffage des ions et de l'atmosphère neutre, donc dans l'étude du bilan thermique de l'atmosphère.

Les campagnes réalisées à CHATANIKA nous ont également conduits à la mesure des courants alignés sur le champ magnétique terrestre. Ces courants n'avaient encore jamais pu être observés directement. Leur valeur est un des paramètres fondamentaux dans la physique des phénomènes auroraux, car ils conditionnent le développement des courants ionosphériques (électrojet auroral), responsables des principaux phénomènes observés en zone aurorale et ils sont l'élément essentiel des interactions entre l'ionosphère et la magnétosphère.

Enfin la dernière partie de notre travail est consacrée à la théorie de la diffusion incohérente en présence d'ions négatifs. Cette théorie conduit à l'application de la technique de diffusion incohérente à l'étude de la mésosphère et ouvre la possibilité de déterminer la concentration des ions négatifs. L'utilisation de la technique de la diffusion incohérente permettra d'avancer considérablement l'étude de cette région, étude rendue particulièrement délicate par la complexité des modèles chimiques, la connaissance incomplète des réactions chimiques et, jusqu'à ce jour, l'absence de moyens d'observation continue.

Après avoir situé notre étude dans le contexte général, nous arrivons maintenant à la discussion détaillée et précise du développement de notre travail.

DIFFUSION INCOHERENTE.

L'utilisation de la diffusion incohérente dans les mesures ionosphériques a été proposée par GORDON (1958). Les études théoriques du spectre de la diffusion incohérente ont été faites par FEJER (1960), DOUGHERTY et FARLEY (1960), SLAPETER (1961), PERKINS et SALPETER (1965). Cette technique est appliquée depuis 20 ans à la mesure des paramètres ionosphériques dans les régions E et F de l'ionosphère. Elle utilise une onde électromagnétique de fréquence beaucoup plus grande que les fréquences caractéristiques du plasma ionosphérique (50 - 1000 MHz). Chaque électron du milieu dans lequel se propage l'onde est mis en mouvement par son champ et, de ce fait, il y a réémission d'une onde secondaire (diffusion de THOMSON). Le champ total diffusé est la somme des champs diffusés par tous les électrons. Le gaz d'électrons n'étant pas homogène, présentant de façon aléatoire des stratifications de toutes directions et de toutes longueurs d'ondes, diffuse dans toutes les directions un champ aléatoire de très faible intensité et variant de façon incohérente. La condition d'interférence constructive implique que le champ diffusé dans une direction donnée est dû à la seule composante de FOURIER spatiale de fluctuation de la concentration électronique $n(k,t)$ dont le vecteur d'onde \vec{k} est la différence entre ceux de l'onde incidente et de l'onde diffusée. Les champs diffusés par chaque électron sont non corrélés en phase, mais il reste une faible (corrélations) cohérence dans le signal diffusé, due aux corrélations des positions des électrons dans le plasma. Ceci est dû principalement à l'existence de mouvements collectifs des ondes pseudo-acoustiques et électrostatiques dans le plasma.

La forme de ce spectre dépend du rapport λ/λ_0 où λ_0 est la longueur de DEBYE. Dans le cas où $\lambda > \lambda_0$ (condition habituelle), le spectre reçu traduit le comportement collectif des électrons et il se compose de deux parties: la partie centrale qui est appelée "spectre ionique", contrôlée par les ondes ioniques, et la partie latérale, composée de deux "raies de plasma" (haute et basse), contrôlée par les ondes électrostatiques.

A partir du spectre ionique, on détermine la densité électronique, les températures électronique et ionique, la vitesse ionique et la composition. Les raies de plasma permettent de déterminer la densité électronique, le flux de photoélectrons et la vitesse moyenne des électrons. Les articles de synthèse sur la théorie et la technique de mesure ont été écrits entr'autres par EVANS (1969, 1972), BAUER (1977).

Jusqu'en 1978, la théorie du spectre n'a pas été développée en présence d'ions négatifs. Ce travail a été fait récemment par FUKUYAMA et KOFMAN (1978) et MATHEWS (1978). Nous le présenterons exhaustivement dans le paragraphe 6. Nous nous limiterons, dans cette introduction, à la seule description de la seconde partie du spectre, à savoir les raies de plasma.

RAIES DE PLASMA.

Cette partie du spectre se trouve à la fréquence donnée par la formule

$$f_r^2 \approx f_p^2 + \frac{12 KT_e}{\lambda^2 m_e} + f_c^2 \sin^2 \theta$$

- où $f_p = 9\sqrt{n_e}$ la fréquence du plasma
 n_e densité électronique
 f_c gyrofréquence
 K constante de BOLTZMANN
 λ longueur de l'onde d'émission
 T_e température électronique
 θ angle entre le vecteur \vec{k} et le champ magnétique.

Cette fréquence est principalement déterminée par la fréquence propre du milieu f_p . La puissance de cette partie du spectre dans le plasma thermique est très faible comparativement à celle de la partie ionique ; elle est pratiquement non détectable par le système de radar existant. (Elle a été détectée uniquement à ARECIBO 1973). Ceci est dû au fait que les ondes électrostatiques sont très fortement amorties par l'effet de LANDAU. PINES et BOHM (1952) ont montré que les électrons rapides dont les vitesses sont supérieures à la vitesse thermique peuvent exciter et amplifier les oscillations collectives (ondes du plasma). L'existence des électrons rapides dans l'ionosphère terrestre cause l'excitation de ces ondes et de ce fait la puissance des raies de plasma se trouve augmentée. La puissance de la raie de plasma est égale à :

$$I_p = \frac{T_p}{2\alpha^2 T_e} \quad (\text{PERKINS et SALPETER, 1965})$$

$\alpha = \lambda/4\pi\lambda_0$; T_p : pseudo-température du plasma

Dans le plasma en équilibre thermodynamique (sans électrons rapides) on a $T_p = T_e$. Pendant le jour dans la région F, l'amplification de la puissance T_p/T_e atteint des valeurs de l'ordre de 100. Les premières mesures des raies de plasma dans l'ionosphère ont été faites à ARECIBO (PERKINS et al, 1965).

Le travail théorique de PERKINS et SALPETER (1965) a permis de donner les relations entre les puissances de raies et la distribution de vitesse des électrons rapides (photoélectrons).

$$(2) \quad \frac{T_p(v_\theta)}{T_e} = \frac{f_m(v_\theta) + f_p(v_\theta) + X}{f_m(v_\theta) - KT_e \frac{d}{dE_\theta} f_p(v_\theta) + X}$$

où f_m distribution unidimensionnelle des électrons thermiques le long du vecteur d'onde du radar

f_p distribution unidimensionnelle des photoelectrons le long du vecteur d'onde du radar.

χ exprime l'effet de collision électron-ion sur l'excitation et l'atténuation des ondes de plasma.

v_θ vitesse de phase $v_\theta = \frac{f_r \lambda}{2}$

E_θ énergie de phase $E_\theta = \frac{m_e v_\theta^2}{2}$

Nous présentons la théorie de la raie de plasma dans l'annexe 1.

La distribution unidimensionnelle des photoélectrons le long du vecteur d'onde du radar est obtenu par la solution de l'équation différentielle (2).

En mesurant les raies haute et basse, on peut avoir accès à la distribution des flux des photoélectrons se dirigeant soit vers le radar, soit en sens opposé.

On pourrait penser qu'on a une technique parfaite de mesure de distribution du flux de photoélectrons. Ceci n'est malheureusement pas vrai, étant donné que la fréquence de l'émission du radar est constante ($v = \lambda f_r / 2$). Avec les systèmes monostatiques utilisés à ARECIBO ou MILLSTONE HILL, on obtient des mesures sur les différentes fréquences provenant des différentes altitudes, cela signifie qu'on mesure par le biais de la formule (2) les points de la distribution $f_p(v_{\theta_i})$ chaque point correspondant à une altitude différente. On fait donc habituellement l'hypothèse que la distribution $f_p(v_\theta)$ est la même pour des altitudes différentes. Il existe encore une autre difficulté, l'équation (2) est une équation différentielle, il est donc nécessaire de fixer la constante d'intégration de cette équation. Plusieurs auteurs ont utilisé des méthodes différentes ; YNGVESSON et PERKINS (1968) ont supposé la forme du flux dans un petit intervalle d'énergie E_θ ; CICERONE et BOWHILL (1971) ont utilisé la valeur de la dérivée du flux à l'énergie de 5 eV obtenue par le calcul théorique. Avant de discuter la validité de ces hypothèses, nous décrirons l'état d'avancement des études de flux de photoélectrons.

FLUX DE PHOTOELECTRONS.

Par le processus de photoionisation une partie de rayonnement solaire est transformée en énergie cinétique d'électrons. Ces électrons perdent leur énergie par différents processus collisionnels, en produisant des électrons "ambiants" et en chauffant les ions et l'atmosphère neutre. Les électrons ambiants (thermiques) sont caractérisés avec une très bonne approximation par la distribution maxwellienne avec une température de 300° à $3\ 000^{\circ}$ K. Les électrons qui sont directement formés par la photoionisation ou par les collisions d'électrons énergétiques avec des neutres possèdent une énergie significativement plus grande que celle qui caractérise le gaz "ambient". Habituellement on décrit leur distribution comme "une queue" de la distribution maxwellienne. On appelle ces électrons "photoélectrons".

Il y a trois techniques d'étude de la distribution des photoélectrons :

1/ On peut la mesurer directement in situ par satellite ou fusée (analyseurs électrostatiques, spectromètres de particules)(DOERING et al, 1970 ; GALPERIN et al, 1972, KNUDSEN et SHARP, 1972, HAYS et SHARP, 1973). Ces types de mesures sont assez difficiles à mettre en oeuvre ; les principaux problèmes sont : la détermination correcte du potentiel du porteur, des constantes de calibration et la résolution en énergie. On montre sur la fig. 1 les flux mesurés par DOERING et al, 1970. On peut voir l'augmentation du flux quand l'énergie diminue ; ce comportement, que nous pensons être très caractéristique, nous le retrouverons sur les flux obtenus à partir de mesures de raies de plasma (Article 3).

2/ Le calcul du flux de photoélectrons est une autre technique.

Le premier pas dans tous les calculs théoriques de la distribution du flux de photoélectrons est l'évaluation de la production par la photoionisation. Cette évaluation exige la connaissance des paramètres suivants :

a) flux solaire en fonction de la longueur d'onde.

Celui utilisé le plus souvent est donné par HINTEREGGER (1970)

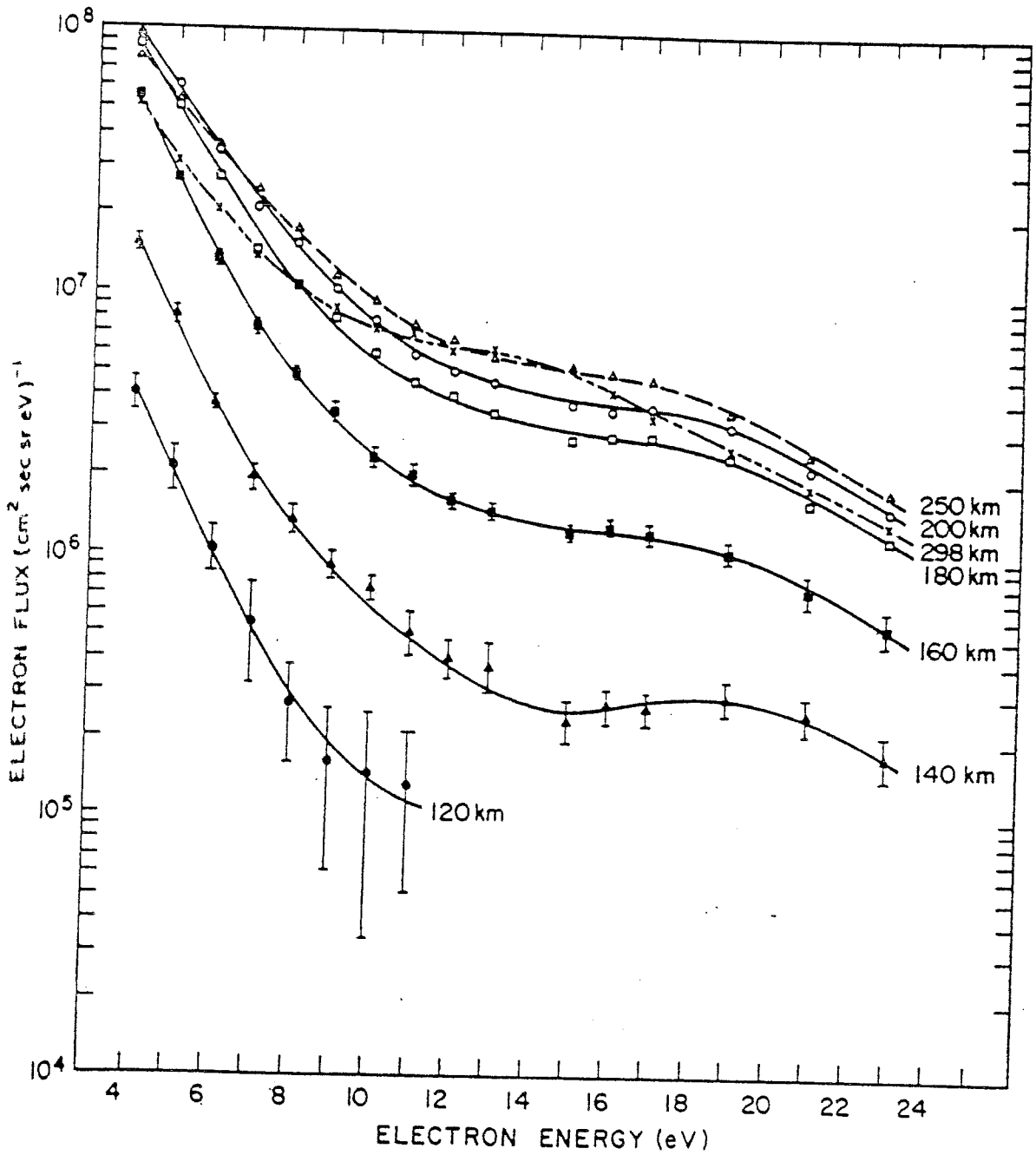


Figure 1 Low-resolution electron flux spectra obtained at different altitudes in the downleg flight of a rocket-borne electron spectrometer [Doering, et al., 1970].

et HALL et HINTEREGGER (1971). D'après SWARTZ et NISBET (1973) il est possible que ces flux soient sous-estimés.

b) composition de l'atmosphère neutre en fonction de l'altitude et de l'angle zenithal. Le modèle utilisé est généralement celui de JACCHIA (1970, 1971).

c) sections efficaces d'absorption et d'ionisation par les photons en fonction des longueurs d'ondes pour (N_2 , O_2 , O). STOLARSKI et JOHNSON (1972) ont fait la synthèse à partir de la littérature des sections efficaces nécessaires pour ces calculs.

Habituellement on suppose que les photoélectrons créés par la photoionisation ont une distribution isotrope.

Le pas suivant est le calcul du flux de photoélectrons en prenant comme paramètres d'entrée :

a) taux de production par la photoionisation

b) profil de densité électronique, habituellement pris à partir des mesures

c) sections efficaces d'ionisation et d'excitation par collision de photoélectrons avec les neutres (GREEN et STOLARSKI (1972), MANTAS (1975))

d) formule décrivant les pertes d'énergie par les photoélectrons aux électrons thermiques (SCHUNK et HAYS, 1971, HOEGY, 1977).

e) sections efficaces de collisions élastiques (ENGELHARD et al (1964))

Il existe différentes approches de calculs théoriques ; NAGY et BANKS (1970), LEJEUNE (1973, 1979) ont résolu numériquement l'équation de BOLTZMANN dans l'approximation du double flux ; DALGARNO-LEJEUNE (1971) ont considéré l'approximation locale de la même équation, l'approximation étant valable jusqu'à 250 km. SWARTZ (1972) a utilisé la méthode basée sur la théorie de diffusion. CICERONE et al (1973) ont utilisé la méthode de MONTE CARLO.

MANTAS (1975) et ORAN et STRICKAND (1976) ont traité le problème globalement en résolvant l'équation de BOLTZMANN pour trouver le flux de photoélectrons en trois dimensions, en prenant en compte différents angles d'attaque (pitch angle). Les flux obtenus par ces différentes méthodes sont en bon accord entre eux, aussi bien pour la forme que pour les valeurs, ce qui prouve que les calculs théoriques ont atteint un degré de perfection tel que l'unique source d'incertitude se trouve dans la connaissance incomplète des paramètres d'entrée des calculs (sections efficaces, flux solaire, densité neutre). Compte-tenu des remarques précédentes, les calculs théoriques sont en général en bon accord avec les résultats expérimentaux (fig. 2), mais des divergences subsistent à basse énergie (au dessous de 5 eV).

Ce désaccord est dû à plusieurs causes :

a) dans tous les travaux théoriques les énergies les plus élevées de production qui ont été prises en compte étaient au maximum de 100 eV ; les photoélectrons à énergie élevée peuvent produire des électrons secondaires à basse énergie. En supposant que tous ces photoélectrons produisent une paire électron-ion avec un seuil de 35 eV, nous trouvons que la production à basse énergie peut augmenter de 10 à 20 %.

b) Une autre raison possible est la surestimation des sections efficaces à basse énergie (excitation) : la diminution du rapport entre les sections efficaces non élastique et élastique augmenterait le flux à basse énergie (MANTAS, 1975), comme on peut le voir dans la formule approximative du flux avec l'hypothèse continue :

$$F(E) = \frac{\int_E^{\infty} Q(E)dE}{P_{\text{elast}}(E) + P_n(E)}$$

où

$Q(E)$ est le taux de production par photoionisation ;

P_{elast} et P_n le taux de perte d'énergie des électrons.

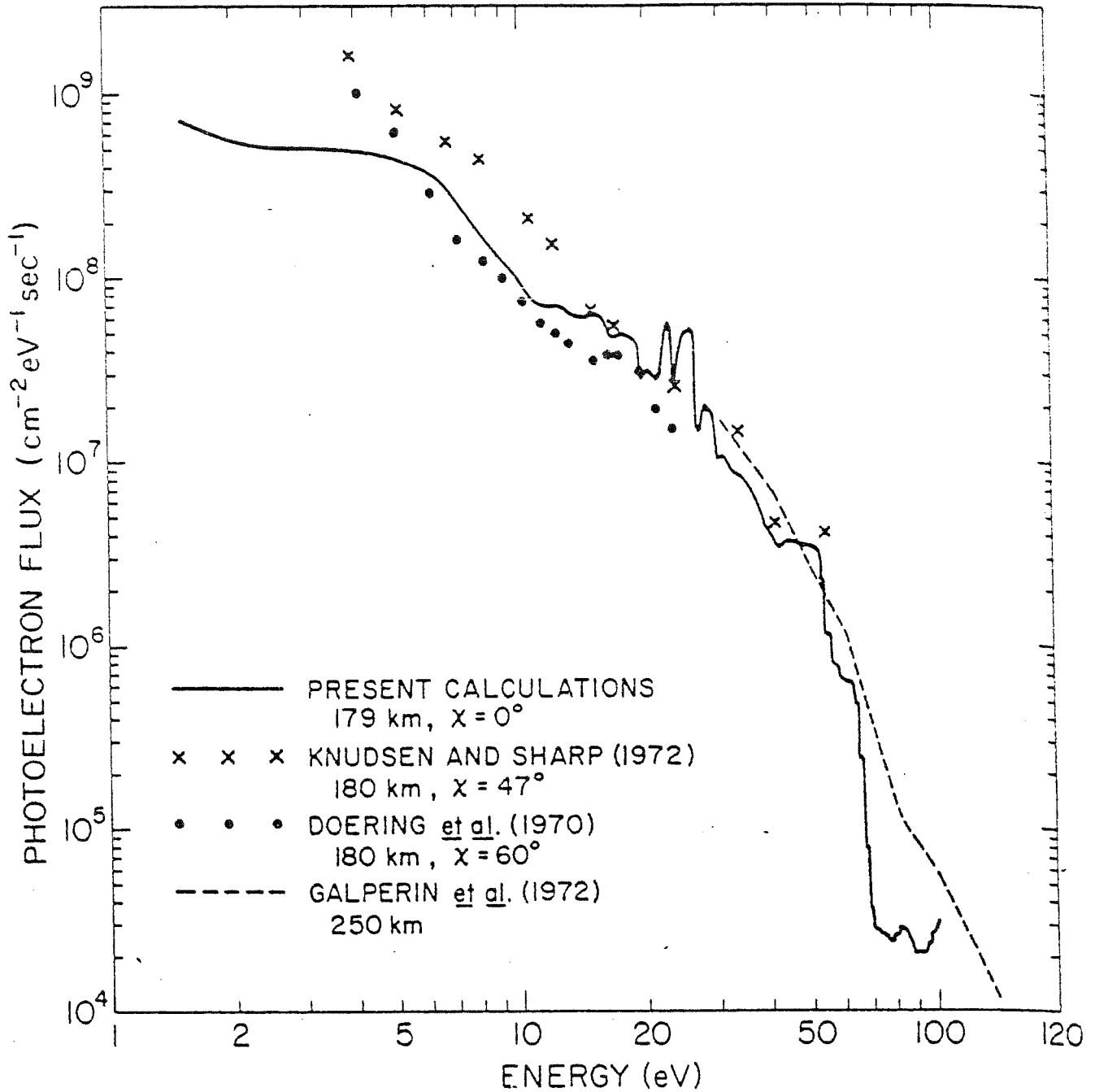


Figure 2 Comparison between calculated and measured photoelectron flux energy spectra. MANTAS (1975)

Cette augmentation peut être estimée comme étant de l'ordre de 20 % dans le cas d'une diminution des pertes inélastiques d'un facteur 2.

Enfin, il n'est pas sûr que les flux solaires XUV généralement utilisés (HINTEREGGER, 1970, 1971) ne soient pas sous-estimés, comme il a été dit précédemment.

c) Dans les travaux théoriques cités ci-dessus, le gaz d'électrons a été séparé en deux, gaz d'électrons thermiques et de photoélectrons cette séparation n'est pas valable pour les basses énergies ; les calculs à basse énergie ont été développés par ASHIHARA et TAKAYANAGI (1973) et JASPERSE (1975). Nous étudierons ce problème dans le chapitre 4 de ce travail.

3/ La troisième technique d'obtention du flux de photoélectrons est son calcul à partir de mesures de raies de plasma. Le nombre de publications concernant cette technique unique de mesure à partir du sol est relativement petit, il y en a au total 7 (nous ne comptons pas nos publications) YNGVESSON et PERKINS (1968), FREMOUW et al (1969) EVANS et GASTMAN (1970), CICERONE et BOWHILL (1971), WICKWAR (1971), CARLSON et al (1977), WICKWAR (1978).

NAGY et BANKS (1970), CICERONE et BOWHILL (1971) ont établi par le calcul théorique, que les variations de la distribution du flux dirigé vers le haut, en fonction de l'altitude (400-600 km) sont de l'ordre de 10 à 20 %, ceci pour des énergies supérieures à 10 eV et des altitudes supérieures à l'altitude du maximum de densité pour la couche F. Ceci provient du fait que pour les altitudes de 400 à 600 km la production locale est très faible et les photoélectrons produits au-dessous de 400 km perdent seulement une faible partie de l'énergie dans leurs mouvements vers le haut, cette perte étant d'autant plus faible que l'énergie est plus élevée. Cette constatation a permis d'obtenir le flux de photoélectrons à partir des mesures de raies de plasma. En effet, à ARECIBO et MILLSTONE HILL, la fréquence d'émission du radar est relativement basse, donc l'énergie de phase des ondes du plasma mesurées est élevée. En plus, la croissance de l'énergie de phase mesurée correspond à la décroissance en altitude du fait que les mesures ont été faites au dessus du maximum de la couche F. On peut donc, pour les mesures provenant d'ARECIBO et de MILLSTONE HILL, résoudre l'équation (2) en supposant que les mesures proviennent d'une altitude unique correspondant à l'altitude la plus élevée des mesures.

Il reste encore le problème de la détermination de la constante d'intégration de cette équation. YNGVESSON et PERKINS ont supposé que la forme du flux est linéaire en fonction de E_{θ} dans un petit intervalle de l'énergie où $T_p(E_{\theta})$ est significativement atténuée par l'influence des électrons thermiques.

Cette hypothèse leur a donné une équation supplémentaire qui détermine cette constante. WICKWAR (1971) a testé cette méthode en prenant les valeurs théoriques de $T_p(E_{\theta})$ pour un modèle de $f_p(E_{\theta})$ choisi. Il a résolu l'équation (2) en déterminant la constante sur différents endroits de la courbe $T_p(E_{\theta})$; il en conclut que dans la zone où les T_p sont faibles, cette méthode donne des résultats corrects. CICERONE et BOWHILL ont utilisé dans la détermination de cette constante la dérivée du logarithme de $f_p(v_{\theta})$ à une énergie de 5-6 eV obtenue par le calcul théorique du flux. Ces deux méthodes, l'une purement mathématique, l'autre s'appuyant sur le calcul théorique, ne sont pas entièrement justifiées ; nous sommes tentés de penser que la première est la meilleure, étant donné que la seconde utilise le calcul théorique dans la zone d'énergie de 5-6 eV, où la précision de calcul peut être sujette à caution.

Il est aussi important de voir que la résolution de l'équation exige la connaissance du profil de la température électronique, qui entre comme paramètre. L'influence de la température sur la détermination de la constante peut ne pas être négligeable, étant donné qu'on la détermine dans la zone de E_{θ} où l'influence des thermiques est importante.

YNGVESSON et PERKINS, ayant uniquement les mesures de la température jusqu'à 500 km, les ont extrapolées aux altitudes supérieures, utilisant des mesures d'un autre jour pour lequel les températures jusqu'à 500 km étaient identiques. Ils ont estimé que l'erreur est de l'ordre de $\pm 50\%$ sur les valeurs absolues des flux obtenus par eux, compte tenu des erreurs systématiques et statistiques de leurs mesures.

Nous discuterons notre méthode de la détermination de la constante dans le chapitre suivant.

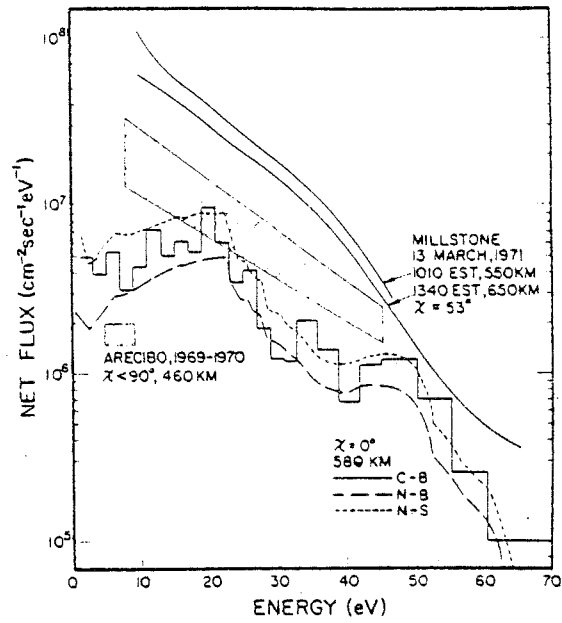
Avec les hypothèses décrites ci-dessus, on peut obtenir à partir des mesures de raies de plasma les distributions unidimensionnelles.

Pour pouvoir calculer le flux d'énergie il est nécessaire de connaître la distribution tridimensionnelle. YNGVESSON et PERKINS (1968), CICERONE et BOWHILL (1971) ont choisi un modèle de distribution angulaire.

Sur la fig. 3 on présente les flux calculés théoriquement comparés aux flux obtenus par les raies de plasma. Les résultats de MILLSTONE HILL. (CICERONE et BOWHILL 1971) sont plus élevés que ceux obtenus par le calcul théorique d'un facteur de l'ordre de 4 . Les flux calculés à ARECIBO (WICKWAR 1971) sont aussi plus forts. D'après CICERONE (1973) le désaccord entre le calcul théorique et les mesures est probablement dû à une sous-estimation du flux solaire XUV.

MESURES DE RAIES DE PLASMA EN FRANCE

En France les mesures de raies de plasma ont été effectuées pour la première fois par CARRU et LEJEUNE (1968). Un équipement mieux adapté à ce type de mesures a été mis au point à NANCAY en 1973. Dans l'article 1 nous décrivons la technique de mesures avec le nouvel équipement. Le système quadristatique pour la diffusion incohérente en France se compose de la station d'émission à SAINT SANTIN et de trois stations de réception à MENDE, MONPAZIER et NANCAY, les deux autres stations mesurent uniquement le spectre ionique. L'altitude des mesures est déterminée par l'intersection de lobes des antennes émission et réception. Le récepteur de plasma est une batterie de filtres de largeur totale de 500 kHz. Chaque expérience commence par la recherche de la position de la raie en faisant varier l'oscillateur local ; une fois la raie trouvée, on la poursuit assez facilement, pourvu qu'on ne change pas l'altitude de mesure. Pour cette raison, les mesures de raies de plasma ont été faites à altitude fixe pendant au minimum 30 minutes. Les énergies de phase des ondes de plasma mesurées sont entre 0 et 5 eV et les mesures peuvent être effectuées dans la majorité des cas uniquement entre 180 et 350 km d'altitude.



A comparison of photoelectron differential fluxes computed by three theoretical methods (after *Cicerone et al.* [1973]) and a range of fluxes measured at Arecibo and two fluxes determined at Millstone Hill.

- C-B CICERONE-BOWHILL (1971)
- N-B NAGY-BANKS (1970)
- N-S NISBET-SWARTZ (1972)

Figure 3

Ceci s'explique par le fait que la fréquence d'émission du radar est relativement élevée (935Mhz). Les énergie de phase ($E \sim n_e \lambda^2$) des ondes de plasma sont faibles pour les densités électroniques habituellement rencontrée dans la région F ($n_e = 2 - 710^5 \text{cm}^{-3}$). En dehors des limites (180 - 350 km) les énergies de phase des ondes de plasma vues par le radar sont si petites que les termes thermiques jouent un rôle prépondérant (formule 2). Les températures $T_p(E_\theta)$ sont très proches de T_e (température électronique), donc non détectables. La puissance des raies dépend de la distribution unidimensionnelle des photoélectrons à l'énergie de phase des mesures. Nous avons donc accès aux flux de photoélectrons à basse énergie. C'est justement l'originalité de nos mesures, comparativement aux mesures citées dans le chapitre précédent. Mais cela entraîne aussi des problèmes difficiles d'analyse de ces données. La méthode qui a été utilisée par YNGVESSON et PERKINS (1968), WICKWAR (1971), CICERONE (1971) ne peut être mise en oeuvre exactement de la même manière. Leurs mesures ont été faites avec des radars de fréquence d'émission approximativement deux fois plus petites qu'à St SANTIN, donc d'énergie de phase quatre fois plus grande ; de plus, leurs systèmes étant monostatiques, ils ont mesuré les raies à plusieurs altitudes en même temps. C'est ce qui leur a permis, moyennant l'hypothèse de la faible dégradation du flux en fonction de l'altitude (possible pour les E_θ grandes), de considérer que toutes les mesures proviennent d'une altitude unique et d'en déduire la distribution unidimensionnelle des photoélectrons (voir chapitre précédent). Cette difficulté nous a amenés à trois approches différentes concernant le flux de photoélectrons à basse énergie.

Dans l'article 2 nous avons modélisé la forme du flux par une distribution MAXWELLIENNE, pour en déduire l'énergie moyenne et le flux total. Cette modélisation a donné des résultats qui en comparaison avec les mesures de KNUDSEN et SHARP (1972), HAYS et SHARP (1973), semblaient correctes. Toutes nos mesures des raies montraient une différence de puissance entre les raies hautes et basses, résultat qui était interprété par une anisotropie du flux à basse énergie et aux altitudes de 250 à 325 km. La différence de puissance impliquait une anisotropie très forte, ce qui ne semblait pas être possible pour la gamme d'altitudes étudiée. Cette constatation nous a amenés à tester le système de réception du radar. Nous avons constaté que le niveau de bruit du système change

en fonction de la fréquence dans la bande passante du récepteur. Ce qui amène donc à réviser les précédents résultats obtenus dans l'hypothèse d'un bruit constant. Depuis lors, les études du cornet de l'antenne ont permis de trouver la cause de la variation du bruit en fréquence ; un nouveau cornet est en cours de construction.

La faiblesse de la modélisation par une distribution MAXWELLIENNE est apparue quand nous avons comparé l'énergie Q_e cédée aux électrons thermiques par le flux de photoélectrons, l'énergie étant calculée par deux méthodes différentes (article 3) :

a) calcul direct à partir de la distribution du flux de photoélectrons par les formules de pertes (SCHUNK et HAYS (1971)) HOEGY (1977).

b) calcul par l'équation de pertes, en utilisant les températures (T_e, T_i) mesurées par le spectre ionique et le modèle JACHIA de l'atmosphère neutre (BAUER et al 1970).

Il s'est avéré que le comportement du flux à basse énergie est fortement non-MAXWELLIEN.

Nous avons donc résolu l'équation (2). Nous avons supposé que la forme du flux à basse énergie ne change pas en fonction du temps, hypothèse rendue possible par le fait que T_p dépend principalement de E_0 . Nous avons fixé la constante d'intégration de cette équation en imposant que le flux trouvé doit céder aux électrons thermiques une énergie égale à celle obtenue par l'équation des pertes. La caractéristique principale du flux trouvée par cette méthode est son augmentation quand l'énergie diminue, résultat qui se trouve aussi dans les mesures de DOERING et al (1970) et HAYS et SHARP (1973) (Fig. 1.)

Une troisième méthode utilisée est l'estimation théorique de la puissance des raies de plasma, en calculant la distribution du flux de photoélectrons par le programme de LEJEUNE (1973, 1979). Les calculs théoriques mènent à des puissances de raies deux fois plus fortes que les mesures. Cela suggère que le calcul théorique détermine mal le comportement du flux à basse énergie,

ce qui est corroboré par le fait que la perte d'énergie Q_e ainsi obtenue théoriquement est aussi très largement sous-estimée. Nous avons discuté ce problème dans le chapitre précédent.

La comparaison entre le flux calculé analytiquement (LEJEUNE 1973, 1979) et le flux obtenu en résolvant l'équation (2) montre de fortes différences dans la zone d'énergie de 1 à 4eV. Nous avons étudié ce problème dans le chapitre (4) de ce travail. Nous avons déterminé l'augmentation de production nécessaire pour expliquer le flux trouvé à basse énergie.

MESURES DES RAIES DE PLASMA DANS LA ZONE AURORALE A CHATANIKA (ALASKA)

L'expérience de mesure des raies de plasma dans la zone aurorale a été faite dans le cadre d'un projet commun franco-américain (article 4). Pour la première fois, les raies de plasma ont été mesurées dans cette zone par WICKWAR (1978) en 1976, qui a utilisé le procédé classique de mesure des raies de plasma avec une batterie de filtres. Ce projet commun a consisté à utiliser dans ce type de mesures le corrélateur rapide construit en France, qui permet de mesurer le spectre avec une bande très large ($\sim 8\text{MHz}$). (Nous présentons le test du corrélateur dans l'annexe 2). En Février 1978, le corrélateur a été transporté en Alaska et le système de mesures a été mis en place (du 14 au 28 Février). La difficulté a consisté à intégrer le corrélateur dans le système de réception et d'acquisition de données de CHATANIKA. Une longue série d'expériences a été faite du 12 au 21 Mars 1978.

Les mesures ont été effectuées dans la région E, parallèlement au champ magnétique, chaque nuit pendant cette période. Une autre série d'expériences a eu lieu du 13 au 26 Novembre. Cette fois-ci les mesures étaient beaucoup plus variées ; elles ont été effectuées à différents angles par rapport au champ magnétique, aussi bien pendant le jour que pendant la nuit. En même temps que les mesures des raies de plasma, des mesures du spectre ionique ont été faites. L'expérience a fourni une quantité énorme de données qui sont en cours d'analyse. Elle a montré la possibilité et l'intérêt des mesures de raies de plasma en zone aurorale. Tout d'abord nous avons comparé des résultats obtenus par les deux techniques (filtres et corrélateur). Pour cela nous avons développé une théorie

qui n'existait pas auparavant. Nous avons montré qu'il est possible d'obtenir la puissance des raies de plasma en fonction de l'altitude bien qu'on utilise le corrélateur dans le système monostatique.

Le point le plus important semble être la possibilité de mesures des courants parallèles portés par les électrons thermiques (article 4). BAUER et al (1976) ont montré qu'à partir de la différence de la position en fréquence des raies basse et haute, on peut déduire la vitesse des électrons, ce qui, en connaissant la vitesse ionique, permet de déduire le courant. Ces mesures sont possibles uniquement si on utilise le corrélateur comme appareil de mesure, la batterie de filtre ne pouvant pas fournir cette information.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Le travail que nous avons présenté comporte 5 articles et deux annexes, chacun d'eux avec ses propres conclusions ; nous soulignerons ici uniquement les résultats les plus importants et discuterons des développements possibles de cette étude.

Le chapitre de l'introduction situant ce travail par rapport à d'autres travaux dans le même domaine, nous n'en discutons pas ici.

De manière générale, on peut diviser cette recherche en trois parties relativement distinctes :

- a/ l'étude du flux de photoélectrons en moyenne latitude, en utilisant comme technique de mesure les raies de plasma (articles 1, 2, 3 et chapitre 4) ;
- b/ l'étude des raies de plasma en zone aurorale (article 4) ;
- c/ l'étude de l'influence des ions négatifs sur le spectre de diffusion incohérente (article 5) .

Dans la première partie, nous avons calculé le flux de photoélectrons à partir de mesures de raies de plasma. Nos mesures ayant été effectuées aux énergies faibles (0 - 5 eV), il en est de même pour les flux que nous avons obtenus. Les altitudes de mesure se situent entre 200 et 320 km. L'augmentation des flux lorsque l'énergie diminue nous semble être la caractéristique principale. Cette augmentation, qu'on peut observer sur certaines mesures in situ (voir introduction) et qu'on ne voit pas d'une manière nette dans les calculs théoriques, nous semble être un résultat géophysique important. Dans le chapitre 4, nous avons prouvé, de façon théorique, que seule une augmentation de la production de photoélectrons à basse énergie peut expliquer

ce comportement, et non la solution de l'équation de BOLTZMANN pour un seul gaz. Nous avons chiffré cette augmentation de la production ; elle est importante. Il serait intéressant de trouver le mécanisme physique qui l'expliquerait.

Récemment, une nouvelle série de mesures de raies de plasma a été effectuée à NANCAY. Les données seront étudiées sous deux aspects : nous continuerons, d'une part, l'étude du flux des photoélectrons, malgré les difficultés liées aux faibles énergies de phase des ondes de plasma et, d'autre part, nous tenterons de déduire les courant parallèles à partir de la différence de fréquence entre les raies haute et basse, en utilisant la méthode exposée par BAUER et al (1976).

Il serait intéressant de tenter une nouvelle expérience à partir de la fréquence de la raie de plasma ; ceci pourrait nous fournir une mesure indépendant de la température électronique. L'idée est très simple, elle est due à HAGFORS (communication privée). La fréquence de la raie de plasma dépend de la fréquence propre du plasma f_p , de la température électronique T_e , du vecteur d'onde \vec{k} et de l'angle entre le vecteur \vec{k} et le champ magnétique (voir introduction) :

$$f_r^2 = f_p^2 + \frac{3k^2KT}{4\pi^2m_e} + f_c^2 \sin^2 \theta$$

Le vecteur \vec{k} représente la différence entre les vecteurs d'onde d'émission et de réception. Pour des mesures faites simultanément à NANCAY et à MENDE, à la même altitude, les fréquences de raies mesurées seront différentes, ceci étant dû au changement du vecteur \vec{k} . Ces différences peuvent aller jusqu'à 50 kHz, ce qui est une quantité parfaitement mesurable, nous pouvons en déduire la température électronique.

La comparaison de la température électronique obtenue par cette méthode avec celle obtenue par le spectre ionique sera instructive. De plus, les mesures des raies de plasma sous différents angles par rapport au champ magnétique (MENDE et NANCAY), aideront dans l'analyse des données sous l'aspect du flux de photoélectrons.

La seconde partie concerne l'étude des raies de plasma dans la zone aurorale; elle représente le début d'une vaste recherche, et montre la possibilité et la richesse de ce type d'expériences. L'article 4 donne la méthodologie d'analyse de données obtenues par le corrélateur dans le système monostatique et montre l'intérêt géophysique de ce type de mesures. Ces mesures ont été faites dans la région E, pendant la nuit. La variabilité temporelle des conditions géophysique et leur influence sur les mesures de raies de plasma est montrée dans cet article. Le passage de la période calme, d'une aurore diffuse, à une période où les précipitations des électrons deviennent beaucoup plus importantes et où un arc apparaît, est un événement très courant. Les électrons énergétiques créent les électrons secondaires qui, à leur tour, excitent les raies de plasma. L'étude des raies de plasma donne l'information concernant les distributions de flux des électrons secondaires; les phénomènes étant beaucoup plus violents et intenses, l'analyse des données sera moins difficile qu'en moyenne latitude.

L'autre aspect de ces mesures est la possibilité d'obtenir des courants parallèles à partir de la différence de position entre les raies haute et basse. L'article 4 montre les mesures de courants parallèles pendant l'aurore diffuse. L'importance des mesures de ces courants pour la connaissance de la physique de la zone aurorale et l'étude de la convection en général n'est pas à démontrer. Nous étudions systématiquement nos données d'expériences de CHATANIKA, en les examinant sous le double aspect du flux des électrons secondaires et des courant parallèles.

Nous avons prévu une nouvelle série d'expériences, cette fois-ci en Scandinavie, dans le cadre d'EISCAT.

L'expérience à faire est de déterminer la température électronique en utilisant la possibilité bistatique d'EISCAT. Cette mesure indépendante de la température électronique dans la région E de la zone aurorale est très importante étant donné que la détermination de cette température à partir du spectre

ionique peut être entâchée de grandes erreurs dues à la méconnaissance de la composition ionique.

La troisième partie concernant les ions négatifs est un travail théorique original sur les modifications apportées au spectre ionique par ces ions. La section efficace de la diffusion change d'une manière importante en présence des ions négatifs, la largeur du spectre augmente considérablement.

Ce travail montre les possibilités de mesurer la quantité des ions négatifs et probablement les masses de ces ions, ce qui ouvre une perspective nouvelle dans la connaissance de la chimie de la région D. Des expériences dans cette région sont prévues en SCANDINAVIE, dans le cadre d'EISCAT. Une modification du sondeur à diffusion incohérente en France, pour la mesure des spectres ioniques dans la région D, est en cours.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- ASHIHARA, O. and K. TAKAYANAGI
Velocity distribution of ionospheric low-energy electrons.
Planet. Space Sci. , 22, 1201, 1974.
- BANKS, P., G. KOCKARTS
Aeronomy, Academic Press, 1973.
- BAUER, P., K.D. COLE and G. LEJEUNE
Field-aligned electric currents and their measurement by the
incoherent backscatter technique.
Planet. Space Sci. 24, 479, 1976.
- BAUER, P., G. LEJEUNE and M. PETIT
Thermal coupling between the upper $F_{2\alpha}$ region and the heat
fluxes and energy production.
Planet. Space Sci., 18, 1447, 1970.
- CARLSON, H.C.
Ionospheric heating by magnetic conjugate point electrons.
J. Geophys. Res. 72 (1), 195, 1966.
- CARLSON, H.C., V. B. WICKWAR and G.P. MANTAS
The plasma line revisited as an aeronomical diagnostic :
suprathermal electrons, solar EUV, electron-gas thermal
balance.
Geophys. Res. Letters, 4 (12), 565, 1977.
- CICERONE, R.J. and S.A. BOWHILL
Photoelectron fluxes in the ionosphere computed by a Monte
Carlo method.
J. Geophys. Res. 76 (34), 8299, 1971
- CICERONE R.J. and S.A. BOWHILL
Photoelectron fluxes measured at Millstone Hill.
Radio Sci. 6 (11), 957, 1971
- CICERONE, R.J., W.E. SWARTZ, R.S. STOLARSKI, J.S. NISBET and
A.F. NAGY
Thermalization and transport of photoelectrons : A comparison
of theoretical approaches.
J. Geophys. Res., 78 (28), 6709, 1973
- CICERONE, R.J.
Photoelectrons in the ionosphere : radar measurements and
theoretical computations.
Rev. of Geophys. and Space Physics, 12 (2), 259, 1974.
- DALGARNO, A and G. LEJEUNE
The absorption of electrons in atomic oxygen.
Planet. Space Sci. 19, 1653, 1971.
- DOERING, J.P., W.G. FASTIE and P.D. FELDMAN.
Photoelectron excitation of N_2 in the day airglow.
J. Geophys. Res. 75 (25), 4787, 1970.

DOUGHERTY J. and D.T. FARLEY

A theory of incoherent scattering of radio waves by plasma.
Proc. Roy. Soc. VOL A 259, 79, 1960

ENGELHARDT, A.G., PHILIPS, A.V. and RISH C.G.

Determination of momentum transfer and inelastic collision cross sections for electrons in nitrogen using transport coefficients.

Phys. Rev. 135, 1566, 1964.

EVANS, J.V.

Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar.

Proc. IEEE, 57, 496, 1969.

EVANS, J.V. and I.J. GASTMAN

Detection of conjugate photoelectrons at Millstone Hill.
J. Geophys. Res. 75 (4), 807, 1970.

FEJER J.

Scattering of radiowaves by an ionized gas in thermal equilibrium.

J.G.R., 65, 2635, 1960.

FREMOUW, E.F., J. PETRICEKS and F.W. PERKINS

Thomson scatter measurements of magnetic field effects on the Landau damping and excitation of plasma waves.

Phys. Fluids 12, 869, 1969.

GALPERIN, Yv.T., et al

Spectra of ionospheric photoelectrons and their transport from the conjugate Ionosphere.

Rep. Acad. Sci. USSR (1972).

GORDON W.

Incoherent scattering of radio waves by free electrons with applications to space exploration by radar.

Proc. I.R.E. 46, 1824, 1958.

GREEN, A.E.S. and STOLARSKI R.S.

Analytic models of electron impact excitation cross section.
J. Atmos. Terr. Phys. 34, 1703, 1972.

HAGFORS T.

Density fluctuations in a Plasma in a magnetic field, with applications to the Ionosphere.

J.G.R., 66, 1699, 1961.

HAYS, P.B. and A.F. NAGY

Thermal electron energy distribution measurements in the ionosphere.

Planet. Space Sci. 21, 1301, 1973.

HAYS, P.B. and W.E. SHARP

Twilight airglow, 1, Photoelectrons and the [OI] 5577-angstrom radiation.

J. Geophys. Res. 78 (7) 1153, 1973.

- HINTEREGGER, H.E.
The extreme ultraviolet solar spectrum and its variation during a solar cycle.
Ann. Geophys. 26, 547, 1970
- HINTEREGGER H.E.
Absolute intensity measurements in the extreme ultraviolet spectrum of solar radiation.
Space Sci. Rev., 4, 462, 1965.
- HOEGY, W.R., J.P. FOURNIER and E.G. FONTHEIM.
Photoelectron energy distribution in the F region.
J. Geophys. Res. 70 (21), 5464, 1965.
- JACCHIA L.
New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles.
Smith. Astrophys. Obs. Special Report N° 313 (1970)
- JACCHIA L.
Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles.
Smith. Astrophys. Obs. Special Report N° 332 (1971).
- JASPERSE, J.R.,
Boltzmann-Fokker-Planck model for the electron distribution function in the earth ionosphere.
Planet. Space Sci., 24, 33, 1976
- JASPERSE, J.R.
Electron distribution function and ion concentrations in the earth's lower ionosphere from Boltzmann-Fokker-Planck theory.
Planet. Space Sci., 25, 743, 1977
- KRINBERG, I.A.
Description of the photoelectron interaction with ambient electrons in the ionosphere.
Planet. Space Sci., 21, 523, 1973
- KNUDSEN, W.C. and G.W. SHARP
Eclipse and noneclipse differential photoelectron flux.
J. Geophys. Res., 77 (7), 1221, 1972.
- LEJEUNE, G.
Photoelectrons et bilan énergétique des électrons dans l'ionosphère diurne.
Thèse de Doctorat d'Etat, Paris VI, 1973.
- LEJEUNE, G.
"Two stream" photoelectron distributions with interhemispheric coupling : a mixing of analytical and numerical methods.
Planet. Space Sci. 26, 1979.

MANTAS, G.P.
Electron collision processes in the ionosphere.
Aeronomy report N° 54, University of Illinois, Urbana, 1973.

MANTAS, G.P.
Theory of photoelectron thermalization and transport in
ionosphere.
Planet. Space Sci. 23, 337, 1975

MANTAS, G.P. and S.A. BOWHILL
Calculated Photoelectron Pitch Angle and Energy Spectra.
Planet. Space Sci., 23, 355, 1975.

MATHEWS J.D.
The effecto of negative ions on collision- dominated THOMSON
scattering.
J.G.R., 85, 505, 1978.

NAGY, A.F. and P.M. BANKS
Photoelectron fluxes in the ionosphere.
J. Geophys. Res. 75 (31), 6260, 1970.

NISBET, J.S.
Photoelectron escape from the ionosphere
J. Atmos. Terr. Phys., 30, 1257, 1968.

ORAN, E.S. and D.J. STRICKLAND.
Calculation of the Ionospheric Photoelectron Distribution
Function.
Naval Reserach Laboratory, 3361, 1976.

PERKINS, F.W., E.E. SALPETER and K.O. YNGVENSSON
Incoherent scatter form plasma oscillations in the ionosphere
Phys. RW. Lett. 14 (15), 579, 1965.

PERKINS, F.W. and E.E. SALPETER
Enhancement of plasma density fluctuations by non-thermal
electrons.
Phys. Rev. Sect. A, 139, 59, 1965.

PETIT M.
Mesures de températures, de densité électronique et de
composition ionique dans l'ionosphère par diffusion de THOMSON.
Etude du déséquilibre thermodynamique dans l'ionosphère diurne.
Annales de Géophysique, 24, 2, 1968

PINES D. and D. BOHM
A collective description of electron interactions, 2, Collective
vs. individual particle aspects of the interactions.
Phys. Rev., 85, 338, 1952.

SALPETER, E.E.
Plasma density fluctuations in a magnetic field.
Phys. Rev., 122, 1663, 1961.

- SALPETER E.E.
Electron Density Fluctuations in Plasma
Physical Review, 120, 1528, 1960.
- SCHUNK, R.W. and HAYS, P.B.
Photoelectron energy losses to thermal electrons.
Planet. Space Sci., 19, 113, 1971.
- STOLARSKI, R.S.
Analytic approach to photoelectron transport.
J. Geophys. Res., 77 (16), 2862, 1972
- STOLARSKI, R.S. and JOHNSON, N.P.
Photoionisation and photoabsorption cross section for ionospheric calculations.
J. Atmos. Terr. Phys., 34, 1891, 1972.
- SWARTZ, W.E.
Electron production recombination and heating in the F region of the Ionosphere.
Sci. Report 381, Ionosphere Research Laboratory, Pennsylvania State University, 1972.
- SWARTZ, W.E. and NISBET J.S.
Incompatibility of Solar EUV fluxes for the photoelectron-thermal electron energy transfer rate.
J. Geophys. Res., 76, 8425, 1971.
- TAKAYANAGI K., and I. ITIKAWA
Elementary processes involving electrons in the ionosphere,
Space Sci. Rev., 2, 380, 1970
- TOHMATSU, T., T. OGAWA and H. TSURUTA,
Photoelectron processes in the upper atmosphere, 1, Energy spectrum of the primary photoelectrons.
Rep. Ionos. Res. Space Res. Jap., 19, 482, 1965.
- WICKWAR, V.B.,
Photoelectrons from the magnetic conjugate point studied by means of the 6300 predawn enhancement and the plasma line enhancement
Ph. D. thesis, Rice Univ., Houston, Tex. 1971.
- WICKWAR V.B.
Plasma lines in the auroral E layer.
J. Geophys. Res., 83 (11), 5186, 1978.
- YNGVESSON, K.O. and F.W. PERKINS
Radar Thomson scatter studies of the photoelectrons in the ionosphere and Landau damping.
J. Geophys. Res., 73 (11), 97, 1968.

chapitre 1

CHAPITRE 1

article 1

MESURES DE LA RAIE DE PLASMA PAR DIFFUSION INCOHERENTE
A NANCAY, ET PREMIERS RESULTATS MORPHOLOGIQUES

AUTEURS : VIDAL-MADJAR, D., W. KOFMAN, G. LEJEUNE

Mesures de la raie de plasma par diffusion incohérente à Nançay, et premiers résultats morphologiques

et

D. VIDAL-MADJAR

CNET-RSR, 2, avenue de la République, 92 - Issy-les-Moulineaux

et

W. KOFMAN et G. LEJEUNE

CEPHAG, BP 15, 38040, Grenoble

ABSTRACT. — *This article presents the first results from measurements of the incoherent scatter plasma line spectrum made using the St Santin Nançay bistatic sound. After a brief theoretical review, we show how the measurement techniques make it possible to determine the following parameters accurately every 35 seconds, for a given altitude :*

- the line frequency (f_0) which measures the electron density,
- the line width (L) which measures the electron density gradient in most cases,
- the line power (P) which is a function of the photoelectron flux.

Knowing these three parameters together makes it possible to measure the rapid fluctuations in electron density and to calculate the shape of the photoelectron spectrum for energies below 5 eV.

RESUME. — *L'article présente les premiers résultats de mesures de la raie de plasma du spectre de diffusion incohérente faites à l'aide du sondeur bistatique de St Santin-Nançay. Après un rappel théorique, on montre que la méthode de mesure employée permet d'atteindre avec une bonne précision, pour une altitude donnée, et ce toutes les 35 secondes, les paramètres suivants :*

- la fréquence de la raie (f_0) qui mesure la densité électronique
- la largeur de la raie (L) qui mesure, dans la plupart des cas, le gradient de densité électronique
- la puissance de la raie (P) qui est fonction du flux de photoélectrons.

La connaissance simultanée de ces trois paramètres permet la mesure des fluctuations rapides de densité électronique et le calcul de la forme du spectre de photoélectrons d'énergies inférieures à 5 eV.

Introduction

A la suite des mesures de raies de plasma faites par Carru et Lejeune (1968), un équipement mieux adapté à ce type de mesures a été mis au point.

Nous présentons ici les résultats des mesures de raies de plasma obtenus par le sondeur à diffusion incohérente St Santin-Nançay du CNET. Dans une première partie, on donne un court résumé de la théorie existante dont on trouvera plus de développement dans les articles de Salpeter (1960/1961), Perkins et Salpeter (1965), Yngvesson et Perkins (1973). Puis on décrit l'équipement employé et son extension à la station de Mende. Enfin, on parle du traitement des données et on présente quelques premiers résultats.

1. Rappel théorique

Si les ondes électrostatiques de plasma existent en permanence dans l'ionosphère, leur puissance est faible et ne peut être détectée par diffusion incohérente en l'absence d'un mécanisme d'excitation supplémentaire : Pines et Bohm (1952) ont montré que les électrons suprathermiques créés dans l'ionosphère par le rayonnement solaire XUV constituaient une source d'excitation importante. L'étude théorique de ce processus d'excitation par les photoélectrons a été développée par Salpeter (1960/1961) qui a calculé le spectre ainsi que la puissance $I = \int S(\omega) d\omega$ de la raie $S(\omega)$ à l'aide de la théorie cinétique des gaz linéarisée. On rappelle ici les principaux résultats

nécessaires à l'interprétation des mesures de diffusion incohérente exposées dans la partie 3.

Si λ est la longueur de l'onde émise par le sondeur à diffusion incohérente, la puissance de la raie dans le plasma en équilibre thermodynamique est dans le rapport $1/\alpha^2$ avec la puissance de la partie ionique du spectre ($\alpha = \lambda/(4\pi\lambda_D)$, λ_D longueur de Debye). En présence de photoélectrons, la puissance de la raie augmente dans le rapport T_p/T , où T est la température des électrons thermiques et T_p est la pseudo-température définie par :

$$T_p(v_\phi) = T \frac{f^1(v_\phi) + \chi}{-KT \frac{df^1(v_\phi)}{dE} + \chi} \quad (1)$$

où $f^1(v)$ est la distribution unidimensionnelle des électrons du milieu le long de la direction d'observation et est définie par

$$f^1(v) = \int_0^\infty f(\vec{v}) 2\pi v dv \quad (2)$$

où f est la distribution des électrons au sens ordinaire, supposée isotrope,

χ est un facteur représentant l'effet des collisions électrons-ions,

E est l'"énergie de phase" de l'onde correspondant à sa vitesse de phase

$$v_\phi = \frac{\omega_p \lambda}{4\pi \cos \frac{\phi}{2}} \quad (3)$$

ω_p est la pulsation de la raie de plasma,

ϕ est l'angle entre les directions d'émission et de réception.

Le rapport T_p/T atteint des valeurs de l'ordre de 100 dans le cas de l'expérience du sondeur du CNET aux environs du maximum de la région F.

Le spectre de la raie de plasma est donné par (Perkins et Salpeter, 1965) :

$$S(\omega) = \frac{\omega_r^2}{4q} \quad (4)$$

$$\frac{[f^1(v_\phi) + 2q^3 KT \bar{v} \pi^{-1} m^{-1} \omega_r^{-4}]}{\left\{ (\omega - \omega_r)^2 + \omega_p^4 \omega_r^{-4} \left[\bar{v} - \frac{\pi}{2} \omega_r^3 q^{-2} \left(\frac{\partial f^1}{\partial v} \right)_{v_\phi} \right]^2 \right\}}$$

où

$$q = \frac{4\pi}{\lambda} \cos \frac{\phi}{2}$$

et

$$\omega_r^2 = \omega_p^2 + \frac{3KTq^2}{m} \quad (5)$$

et \bar{v} est la fréquence moyenne de collision électrons-ions.

Le maximum du spectre est à $\omega = \omega_r$, peu différent de ω_p (la différence est de l'ordre de 50 kHz).

Le spectre a donc une forme lorentzienne, dont la largeur est

$$\Delta\omega = \left(\frac{\omega_p}{\omega_r} \right)^2 \left[\bar{v} - \frac{\pi}{2} \frac{\omega_r^3}{q^2} \left(\frac{df^1}{dv} \right)_{v_\phi} \right]$$

Une première contribution à cette largeur vient des collisions qui, dans le cas général de notre expérience, est toujours faible ($\Delta\omega_{\text{coll}} < 1$ kHz).

Le reste du terme $\Delta\omega$ représente l'élargissement dû à l'amortissement Landau et peut être décomposé en deux termes en mettant la fonction de distribution $f(v)$ [donc aussi $f^1(v)$ d'après (2)] sous la forme :

$$f(\vec{v}) = f_m(\vec{v}) + f_p(\vec{v}) \quad (6)$$

le premier terme étant la distribution maxwellienne des électrons thermiques et le deuxième terme représentant la contribution des photoélectrons. En règle générale, l'élargissement dû au premier terme est de l'ordre de 100 Hz alors que l'élargissement dû à l'amortissement Landau par les photoélectrons est de l'ordre de quelques kHz. C'est donc ce dernier facteur d'élargissement qui est prépondérant : on peut le mettre sous la forme

$$\Delta\omega_{ph} = \pi^2 \omega_p \frac{\sqrt{2mE_\phi}}{N} F(E_\phi), \quad \text{où} \quad F(E_\phi)$$

est le flux de photoélectrons par unité d'énergie. Cette relation montre que $\Delta\omega_{ph}$ est directement proportionnelle au flux de photoélectrons $F(E_\phi)$. Yngvesson et Perkins (1973) ont étudié l'influence du champ magnétique sur ces résultats : il ressort de cette étude que, dans le cas de la station de Nançay où la direction d'observation est voisine de la direction du champ magnétique (angle de l'ordre de 7° en moyenne), il est légitime de négliger l'effet du champ magnétique ; pour la station de Mende, cet angle est de l'ordre de 30° et il faudra faire le traitement complet.

2. Equipement expérimental

Si ω_0 est la pulsation de l'onde émise par le sondeur, on cherche à observer les 2 raies de plasma "haute" et "basse" aux pulsations $\omega_0 + \omega_r$ et $\omega_0 - \omega_r$. A Nançay, l'analyse se fait à l'aide de 20 filtres de

25 kHz de largeur de bande, couvrant donc une bande totale de 500 kHz. Comme ω , varie comme la fréquence de plasma, c'est-à-dire entre 3 MHz et 15 MHz, il est nécessaire de suivre la raie dans son déplacement à l'aide d'un oscillateur variable (145-185 MHz) qui permet de déplacer la bande de 500 kHz d'analyse sur 40 MHz autour de la fréquence centrale. On choisit le temps d'intégration du signal suivant deux critères : la mesure ayant lieu à altitude fixe, il ne faut pas que la raie se déplace de plus de 500 kHz pendant le temps d'intégration pour ne pas sortir de la fenêtre d'analyse d'une part, et d'autre part il faut un temps suffisant pour que les fluctuations statiques du signal ne soient pas trop importantes : on a choisi un temps d'intégration de 35 s qui conduit à une fluctuation statistique de l'ordre de 15 % sur le signal. La mesure du bruit s'obtient en déplaçant la fenêtre de réception de 1,5 MHz par rapport à la fréquence d'émission. La normalisation du signal est faite à partir de la puissance du spectre ionique.

3. Paramètres mesures - Résultats préliminaires

3.1. - Interprétation du spectre mesuré

La formule (4) qui donne l'expression du spectre de la raie de plasma $S(\omega)$ n'est vraie que pour un plasma homogène en densité électronique. Ce n'est évidemment pas le cas du plasma ionosphérique. Pour l'interprétation du spectre mesuré, nous avons supposé que N_e ne dépendait que de z .

Dans ces conditions, le spectre mesuré $S_M(\omega)$ s'écrira

$$S_M(\omega) = \int_{\text{lobe}} S(\omega, N(z)) K(z) dz \quad (7)$$

où $K(z)dz$ représente le volume d'une petite tranche horizontale du volume diffusant, prise à l'altitude z , et l'intégrale est étendue à tout le lobe de l'antenne. Pour le sondeur St Santin-Nançay, $K(z)$ est bien représentée par une gaussienne centrée à l'altitude de mesure z_0 d'écart quadratique moyen inférieur à 10 km.

Au paragraphe précédent, on a dit que la largeur de $S(\omega)$ ne pouvait excéder quelques kHz ; or un calcul simple montre que le gradient de densité électronique dans le volume diffusant donne, en général, à $S_M(\omega)$ une largeur au moins égale à 50 kHz (nous avons mesuré des raies ayant jusqu'à 200 à 300 kHz de large).

A des altitudes z_0 où existent de tels gradients (en fait partout sauf à l'altitude de $f_0 F_2$), on peut considérer que $S(\omega, N(z))$ prend la forme :

$$S(\omega, N(z)) = A(z) \delta(\omega - \Omega(z)) \quad (8)$$

$\Omega(z)$ étant la pulsation du maximum de la raie et $A(z)$ représentant sa puissance.

Dans ces conditions :

$$S_M(\omega) = \frac{A(z)K(z)}{\left| \frac{d\Omega}{dz} \right|} \quad \text{avec} \quad \omega = \Omega(z) \quad (9)$$

z et ω étant reliés entre eux par la fonction $N(z)$ ou $\Omega(z)$, pulsation de plasma.

$K(z)$ varie beaucoup plus vite que $A(z)$ dans le volume diffusant si bien que l'on peut prendre $A(z) = P$, puissance de la raie dans le volume diffusant. Dans ces conditions, on arrive à une forme simple de $S_M(\omega)$ ou mieux de $S_M(f)$, en supposant $\Omega(z)$, linéaire :

$$S_M(f) = \frac{P}{\sqrt{\pi L}} \exp \left[-\left(\frac{f-f_0}{L} \right)^2 \right] \quad (10)$$

Donc si z_0 est différent de l'altitude de $f_0 F_2$, le spectre mesuré dépend de trois paramètres qui sont :

P = puissance "moyenne" de la raie dans le volume diffusant,

f_0 = fréquence de plasma à l'altitude z_0 d'observation (centre du lobe),

$L = k\sigma$, k étant le gradient de fréquence de plasma supposé constant dans le volume diffusant,

σ étant l'écart quadratique moyen de $K(z)$

L étant la largeur de la raie.

Cette expression ne tient pas compte de l'élargissement dû à la variation temporelle de f_0 . Elle n'est donc applicable que dans les cas où l'élargissement dû au lobe est prépondérant.

On calcule ces trois paramètres par régression non linéaire à partir du spectre mesuré. Cette méthode permet d'obtenir une précision de l'ordre de 10 kHz sur f_0 et de 10 à 15 % sur L avec un temps d'intégration de 30 s.

Les figures 1, 2 et 3 montrent des raies de plasma obtenues à Nançay ainsi, que les raies théoriques obtenues par régression. La raie de la figure 3 a été obtenue alors que le maximum de la couche était à l'altitude de mesure (225 km), elle ne relève donc pas du traitement décrit.

Sur la figure 4, on montre un exemple de variations temporelles des trois paramètres P , f_0 et L . L'échantillon que nous avons représenté montre que la couche F est montée et que son maximum a atteint 225 km vers 14 h 44.

En plus de ces variations lentes de la fréquence de plasma, on observe des fluctuations plus rapides de période comprise entre 20 et 30 mn. Ces fluctuations

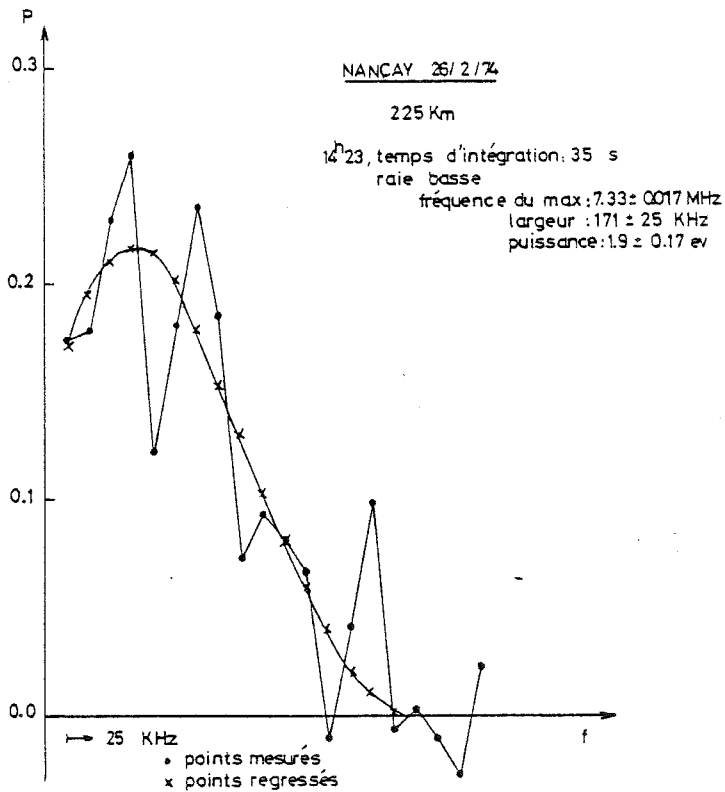
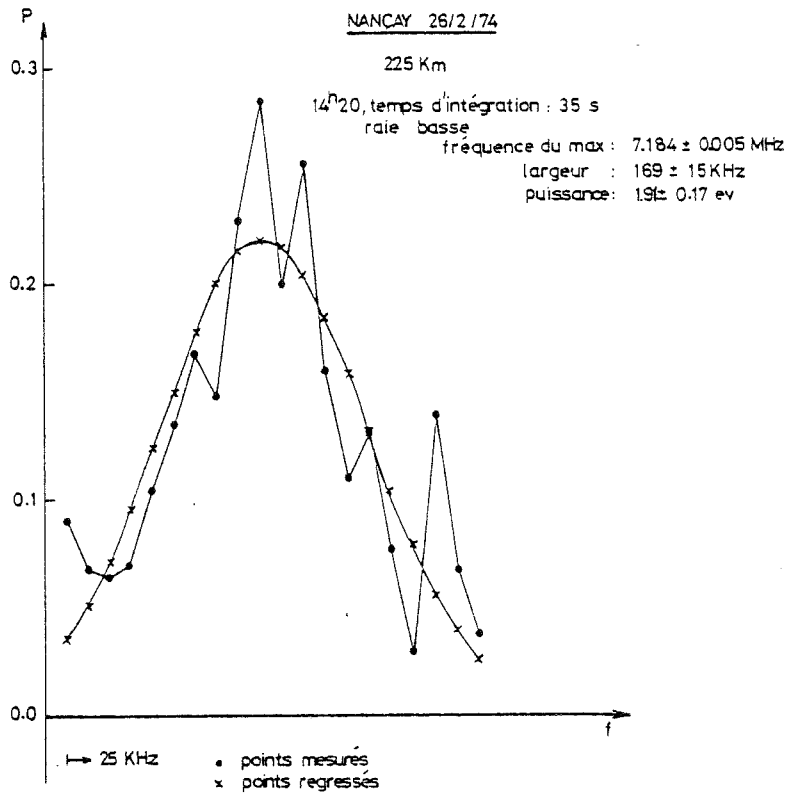


Fig. 1 et 2

Raies de plasma obtenues à Nançay à une altitude différente de celle du maximum d'ionisation. On voit que la méthode de régression employée permet, dans une certaine mesure, de rattraper un mauvais positionnement d'oscillateur local.

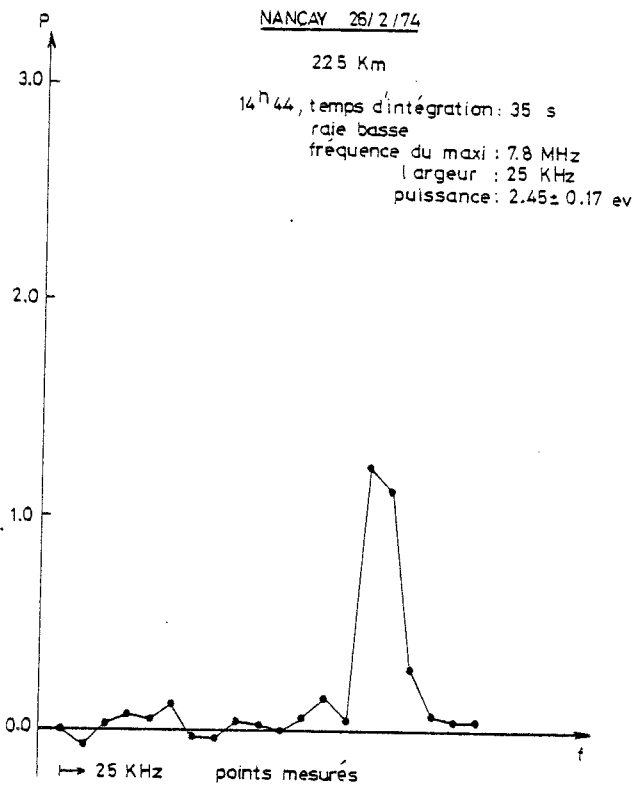


Fig. 3

Raie de plasma obtenue à Nançay à une altitude proche de celle du maximum d'ionisation. La méthode de régression ne s'applique plus. Une meilleure résolution en fréquence devrait conduire dans ces cas là à une mesure de la largeur intrinsèque de la raie qui donne directement le flux de photoélectrons.

se retrouvent sur la plupart des mesures effectuées et à toutes les altitudes. On en montre un exemple sur la figure (5).

Un cas particulier est celui de la mesure à l'endroit du maximum de densité de la région F : l'influence du volume diffusant sur la largeur de la raie ne se fait sentir que faiblement à cause du plus faible gradient et seulement aux fréquences inférieures à $f_0 F2$. Pour les fréquences supérieures à $f_0 F2$ et en l'absence de fluctuations temporelles, on devrait alors obtenir la largeur naturelle de la raie : cela ne sera possible que dans l'expérience projetée à la nouvelle station de réception de Mende, à l'aide d'une analyse par corrélation, les filtres équivalents pouvant être de largeur 2 kHz.

3.2. - Intensité de la raie

Si la fonction de distribution f est décomposée suivant (6), la relation (1) peut s'écrire :

$$T_p = T \frac{f_m(v_\phi) + \int_{E_\phi}^{\infty} \pi m_e \frac{F}{E} dE}{f_m(v_\phi) + KT\pi m_e \frac{F(E_\phi)}{E_\phi}} \quad (11)$$

où $F(E)$ représente la distribution en énergie du flux de photoélectrons. A cause de la fréquence élevée de l'onde émise par le sondeur du CNET (935 MHz), les vitesses de phase v_ϕ données par (3) sont faibles, et, dans la relation (6), les termes "maxwelliens" $f_m(v_\phi)$ ne sont pas négligeables en général par rapport aux termes représentant la contribution des photoélectrons, et deviennent même vite prépondérants dès qu'on s'éloigne par trop de la région du maximum de densité électronique. C'est la raison pour laquelle jusqu'à présent nous n'avons pu obtenir des mesures de raies de plasma qu'entre 165 et 350 Km, la plupart des mesures étant faites à 180, 225 Km et 250 km. Un autre inconvénient de cet état de fait est dû à ce que E est toujours inférieur à 5eV. Il n'est donc pas possible d'envisager l'application à ces mesures de méthodes d'analyses développées par Yngvesson et Perkins (1973), Cicerone et Bowhill (1970) ou Wickwar (1971), quelle que soit la validité de ces méthodes.

On ne développe pas ici une méthode d'analyse de la puissance mesurée en termes de flux de photoélectrons ; ce sera l'objet d'une étude prochaine. Quelques constatations morphologiques peuvent être faites dès maintenant : la puissance de la raie "haute" excitée par les photoélectrons dont la vitesse est dirigée vers le bas, est du même ordre que la puissance de la raie "basse" excitée par les photoélectrons dont la vitesse est dirigée vers le haut. Ce fait n'est pas surprenant vu que les mesures sont faites à une altitude où le flux de photoélectrons est à peu près isotrope à cause du grand nombre de collisions.

La plupart du temps, les variations temporelles de la fréquence de plasma et de la puissance de la raie sont corrélées : c'est évidemment vrai des variations lentes juste après le lever du soleil, ou avant le coucher, car à la fois densité électronique et flux de photoélectrons croissent ou décroissent en fonction du temps. Mais c'est aussi vrai de variations lentes au cours de la journée, ou même de variations rapides de périodes 25 mn. Sur les figures 5 et 6, on peut constater une variation semblable sur la puissance et sur la fréquence. Par contre, dans certains cas, comme celui représenté sur la figure 4, on a constaté que les fluctuations de l'intensité étaient en anti phase avec les fluctuations de la fréquence de la raie. Une explication possible de ces deux phénomènes peut être retrouvée dans la forme de la fonction $F(E)$ au voisinage de l'énergie mesurée. On a anticorrélation si $f(E) \left(\sim \frac{E}{E} \right)$ est une fonction croissante et corrélation si $f(E)$ est décroissante.

Enfin, on a constaté que, si comme le montre la figure 4 on pouvait mesurer la variation de la puissance de la raie dans le temps aux altitudes voisines du maximum de la région F , par contre, à basse altitude (180 Km et surtout 165 Km) cette régularité

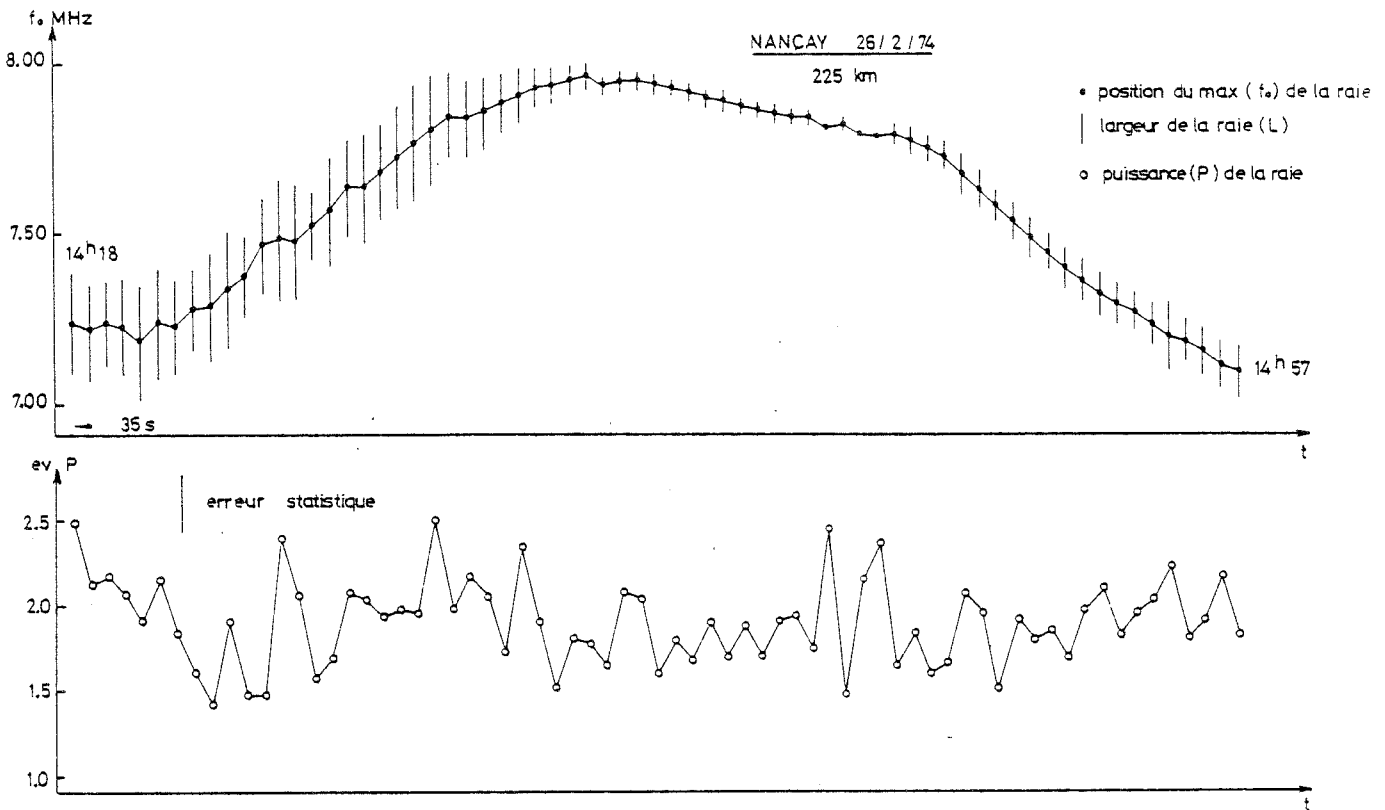


Fig. 4

Exemple de variations temporelles des 3 paramètres obtenus à partir des raies de plasma. On observe dans ce cas une légère anticorrélation entre la puissance de la raie et la position de son maximum. Il y a 35 s entre deux points de mesure.

disparaissait totalement : par périodes, la raie était mesurable puis elle disparaissait totalement sans qu'on ait pu la suivre à l'aide de l'oscillateur variable, et enfin réapparaissait à la même fréquence et avec la même puissance quelque temps après. Il est difficile de trouver une explication valable à ce phénomène : on peut envisager une augmentation de température électronique sans changement de densité, ou bien s'accompagnant d'une si rapide diminution de la densité qu'il n'a pas été possible de suivre la raie ; ou encore une très soudaine diminution du flux de photoélectrons. Quoi qu'il en soit, on doit retenir qu'à ces altitudes basses la variabilité est plus importante, la raison générale étant les très faibles valeurs de v (ou E).

4. Conclusion

Par la présentation de ces quelques résultats préliminaires, on a voulu montrer le grand intérêt que représente la mesure des raies de plasma par un sondeur bistatique. La difficulté principale était la re-

cherche de la raie, contrairement aux systèmes monostatiques où, à fréquence f_p , inférieure à $f_0 F2$ fixée, on est toujours sûr de mesurer la raie à deux altitudes de part et d'autre du maximum. Cependant les mesures ont pu être effectuées, avec une résolution temporelle si bonne et une si grande précision qu'elles donnent accès à des mesures de fluctuations rapides de densité électronique jamais faites jusqu'à maintenant. Le second handicap est la faible longueur d'onde de travail, qui rend difficile la détermination directe des flux de photoélectrons. Les quelques indications données ci-dessus permettent cependant de penser qu'un modèle simple permettra de déterminer les variations en temps et en altitude des flux de photoélectrons aux basses énergies.

Enfin, on peut raisonnablement espérer une mesure directe de la largeur naturelle de la raie au maximum de la région $F2$ quand le système de réception par corrélateurs sera installé à Mende : on aura ainsi accès directement au flux de photoélectrons.

Manuscrit reçu le 27 février 1975.

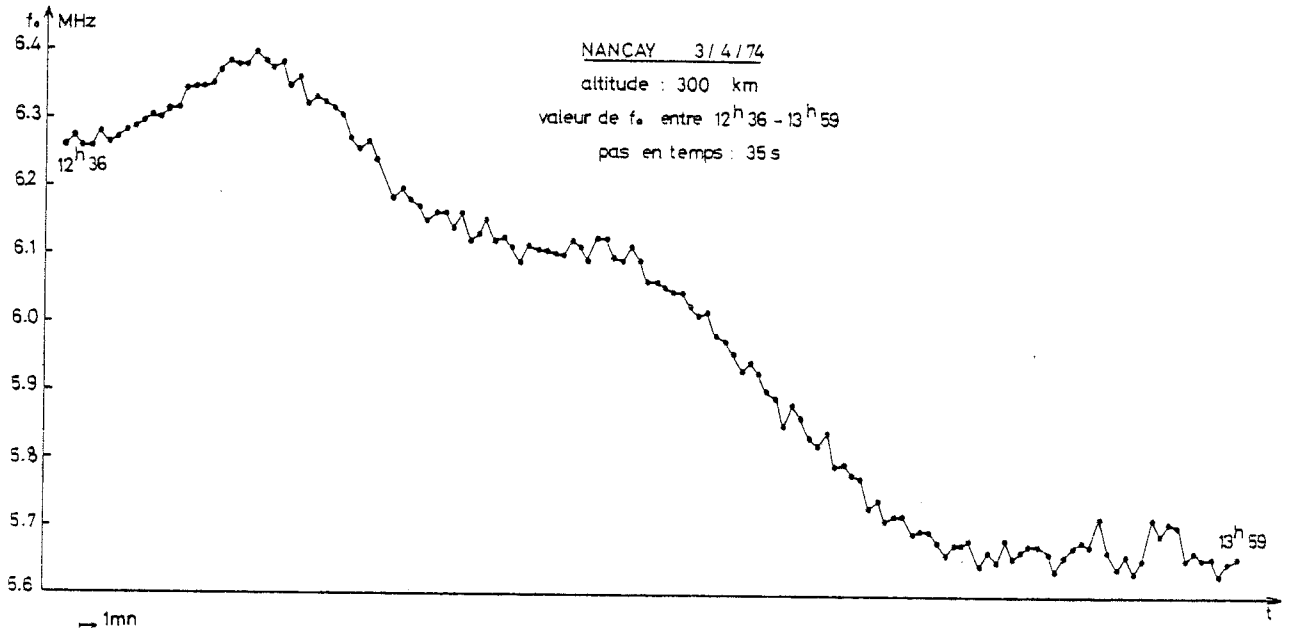


Fig: 5

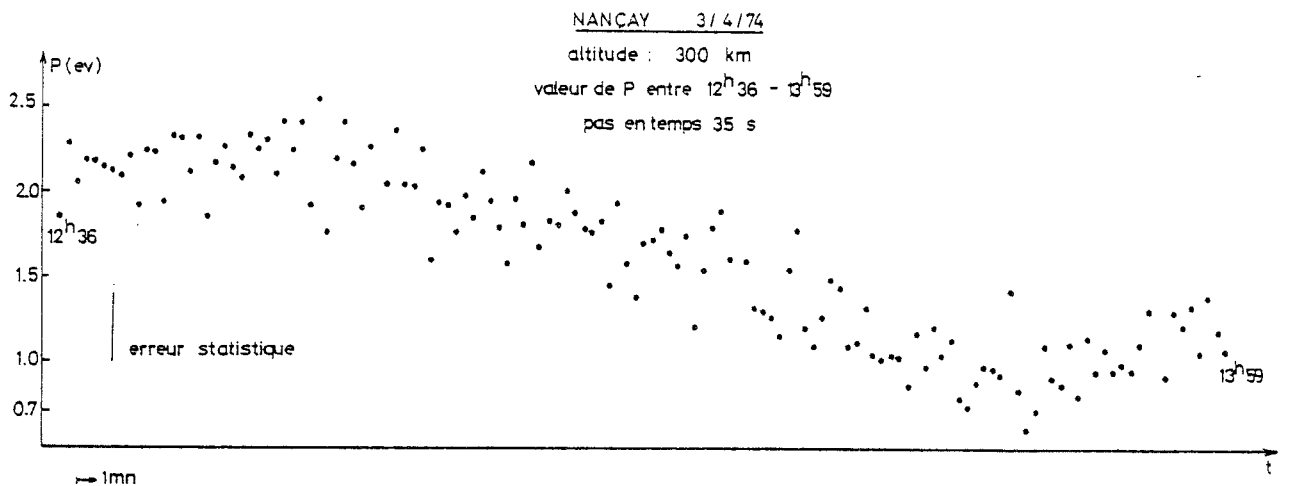


Fig: 6

Fig. 5 et 6

Autre exemple de variations temporelles. Sur la figure 5 on observe des variations de courtes périodes de la fréquence du maximum de la raie ainsi qu'un début d'oscillation de période de 25 à 30 mn. En rapprochant les figures 5 et 6, on note une corrélation entre la puissance et la fréquence du maximum. Il y a 35 s entre deux points de mesure.

Bibliographie

- Carru H. et Lejeune G. - "Caractéristiques de raies de plasma observées en France par sondage à diffusion de Thomson", *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 266, p. 890-892, 1968.
- Cicerone R.J. et Bowhill S.A. - "Monte Carlo and Thompson scatter plasma lines studies of ionospheric photoelectrons". *Aeron. Rep. 39*, Aeron. Lab., Univ. of Ill, Urbana (1970)
- Perkins F. et Salpeter E.E. - "Enhancement of plasma density fluctuations by non thermal electron". *Phys. Rev.*, 139, A55, 1965.
- Pines D. et Bohm D. - "A collective description of electronic interactions, 2, Collective vs individual particle aspects of interactions" *Phys. Rev.*, 85, 338, 1952.
- Salpeter E.E. - "Electron density fluctuations in a plasma" *Phys. Rev.*, 120, 1528, 1960.
- Salpeter E.E. - "Plasma density fluctuations in a magnetic field." *Phys. Rev.*, 122, 1663, 1961.

Wickwar V.B. — "Photoelectrons from the magnetic conjugate point studied by means of 6300 predawn enhancement and the plasma line enhancement".
Ph. D. thesis, Rice univ., Houston, Tex. 1971.

Yngvesson K.O. et Perkins F.N. — "Radar Thompson scatter studies of photoelectrons in the ionosphere and Landau damping".
J. Geophys. Res., 97-110, 1973.

chapitre 2

CHAPITRE 2

article 2

PHOTOELECTRON DISTRIBUTION DETERMINATION
FROM PLASMA LINE INTENSITY MEASUREMENTS
OBTAINED AT NANCAY (FRANCE)

AUTEURS : G. LEJEUNE, W. KOFMAN

PHOTOELECTRON DISTRIBUTION DETERMINATION FROM PLASMA LINE INTENSITY MEASUREMENTS OBTAINED AT NANCAY (FRANCE)

G. LEJEUNE and W. KOFMAN

Laboratoire CEPHAG, Equipe de Recherche Associée au C.N.R.S.B.P. 15, 38040, G-C, France

(Received in final form 8 July 1976)

Abstract—The plasma oscillations that can be observed by the French incoherent scatter system have small phase velocities and are excited by low energy photoelectrons, typically 2–5 eV. Consequently, the method used to determine the energy photoelectron distribution from plasma line measurements made at other observatories (e.g. Cicerone, 1974) cannot be applied here: it is necessary to choose a model energy distribution with a small number of parameters. The energy shape of the flux is assumed Maxwellian and the angular shape is assumed linear with the cosine of the pitch angle. Total flux values and mean energies are obtained as a function of altitude, in agreement with other determinations, and the difference between upshifted and downshifted plasma line intensities lead to the determination of the anisotropy of the photoelectron flux.

INTRODUCTION

The plasma lines can be measured by the incoherent scatter technique (Yngvesson and Perkins, 1968; Evans and Gastman, 1970; Vidal-Madjar *et al.*, 1975) because they are enhanced by photoelectrons (Perkins and Salpeter, 1965). The aim of all previous studies, reviewed by Cicerone (1974), was to determine photoelectron fluxes from plasma line intensities.

At Arecibo and Millstone Hill, because of the relatively low radar frequency, the energy range of the photoelectrons enhancing the plasma lines is high enough to allow the direct determination of the unidimensional flux distribution solution of a differential equation by choosing a realistic constant of integration and assuming that the flux does not vary with the altitude of measurement.

In the French measurements, the "phase energy" E_ϕ given by:

$$E_\phi = 0.57 \times 10^{-8} n \left(\frac{\lambda}{\cos \theta/2} \right)^2$$

(where λ is the wavelength in cm, n the electron density in cm^{-3} and θ the angle between transmission and reception directions) is small, even at the maximum of the F region and measurements can be obtained only around the maximum. It is thus impossible to make the hypothesis that the variation of the photoelectron flux at such low energies is independent of altitude; furthermore the range of variation of E_ϕ is too small to allow the resolution of the differential equation. The only way to be able to say something about photoelectron flux is to assume an *a priori* energy and angular variation.

1. THEORY

According to Perkins and Salpeter (1965) the plasma line intensity is given by:

$$T_p = E_i \times \frac{C n e^{-E_i/E_\phi} + (2\pi E_i/m)^{1/2} f^1(E_\phi) + \chi}{C n e^{-E_i/E_\phi} - E_i \frac{d}{dE_\phi} [(2\pi E_i/m)^{1/2} f^1(E_\phi)] + \chi} \quad (1)$$

where E_i is the thermal electron energy ($E_i = kT$, where T is electron temperature), $f^1(E_\phi)$ is the unidimensional distribution function of the photoelectron flux, χ is a collision term, C is a coefficient that accounts for magnetic field effects on the thermal term (Salpeter, 1961) and T_p is the equivalent plasma line temperature (expressed here in eV).

1.1. Angular variation

Let $F(E, \mu)$ be the photoelectron flux distribution, at the energy E and for the pitch angle cosine μ (one assumes symmetry around B).

If the flux varies linearly with μ :

$$F(E, \mu) = \frac{1}{4\pi} [F_0(E) + 3\mu F_1(E)] \quad (2)$$

one finds:

$$f^1(E_\phi, \cos \phi) = \frac{\pi m}{4\pi} \left[\int_{E_\phi}^{\infty} F_0(E) \times \frac{dE}{E} + 3 \cos \phi \int_{E_\phi}^{\infty} \sqrt{\frac{E_\phi}{E}} F_1(E) \frac{dE}{E} \right], \quad (3)$$

G. LEJEUNE and W. KOFMAN

where ϕ is the angle between the observation direction and the magnetic field direction.

If the angular variation of the flux is more complex, Lejeune (1977) shows that f^1 still varies approximately linearly with $\cos \phi$:

$$f^1(E_\phi, \cos \phi) = \frac{\pi m}{2} \left[\int_{E_\phi}^{\infty} \frac{dE}{E} \int_{-1}^1 F(E, \mu) \times d\mu + 3 \cos \phi \int_{E_\phi}^{\infty} \frac{dE}{E} \sqrt{\frac{E_\phi}{E}} \int_{-1}^1 \mu F(E, \mu) d\mu \right].$$

Thus it is not possible to determine more than the first two Legendre components of the angular variation and it will be assumed here that the anisotropy of the flux is small since measurements that will be interpreted were obtained during the day and at low altitudes: the angular variation is thus given by (2).

1.2. Energy variation

The local continuous energy loss model for photoelectrons allows the photoelectron distribution function to be written as:

$$F(E) = \frac{1}{P_e(E) + P_n(E)} \int_E^{\infty} Q(E) dE \quad (4)$$

where $Q(E)$ is the photoelectron production distribution, $P_e(E)$ and $P_n(E)$ are the energy loss rates on electrons and neutrals. At low energies, the term $P_e(E)$, inversely proportional to E , is dominant. If the production varies as: $Q(E) \sim \exp(-E/E_0)$, the distribution is:

$$F(E) \sim E \exp(-E/E_0), \quad (5)$$

which represents a Maxwellian distribution for the photoelectrons. When the energy increases, $P_n(E)$ is no longer negligible and $F(E)$ decreases more rapidly than the Maxwellian.

These results have been checked numerically using the local discrete energy loss hypothesis, which applies correctly to the calculation of low altitude energy distribution. The departure from the Maxwellian begins above 7 eV at 250 km. Thus the relation (5) will be assumed for the photoelectron distribution below 7 eV and, in this first part, it will be assumed true at all energies. The same Maxwellian distribution has been assumed by Fremouw *et al.* (1969).

For simplicity, both terms F_0 and F_1 in (2) will be assumed to have the same energy variation (5). Thus:

$$F(E, \mu) = \frac{F_0}{4\pi E_0^2} \exp(-E/E_0)(1 + \alpha\mu). \quad (6)$$

In this relation, α will be called the anisotropy coefficient. With this expression, relation (1) becomes, using (3)

$$\frac{T_p}{T} = \frac{Ce^{-\alpha^2} + \chi/n + (1/Rr) \left[e^{-x^2} + 2\alpha x \cos \phi \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \right]}{Ce^{-\alpha^2} + \chi/n + (1/Rr^2) \times \left\{ e^{-x^2} + \alpha \cos \phi \left[e^{-x^2} - \frac{1}{x} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \right] \right\}} \quad (7)$$

where

$$x = \sqrt{\frac{E_\phi}{E_0}}$$

$$r = \frac{E_0}{E_t} \quad (8)$$

$$E_t = kT \quad (9)$$

and R is the ratio between the flux of thermal electrons and the flux of photoelectrons ($R = 6.24 \times 10^3 (n\sqrt{T}/F_0)$, n in cm^{-3} , F_0 in $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, T in K).

1.3. Results of the model

1.3.1. *Intensity.* Each data point is characterized by:

λ wavelength of the transmitter,

z altitude of the measurement, which gives θ angle between transmission and reception directions, and ϕ angle between direction of observation and magnetic field,

density n and temperature T of the electrons.

(Then: $E_\phi = 0.57 \times 10^{-8} n (\lambda / \cos \theta/2)^2$ where n is in cm^{-3} and λ in cm.)

flux of photoelectrons F_0 and characteristic energy E_0 .

The ratio R can be put in the form:

$$R = 95.4 \frac{E_\phi}{E_t} S$$

with

$$S = 10^3 \frac{T^{3/2}}{F_0} \left(\frac{\cos \theta/2}{\lambda} \right)^2 \quad (10)$$

where T is in K, λ in cm and F_0 in $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. From Perkins and Salpeter (1965), one has:

$$\frac{\chi}{n} = \frac{2.72 \times 10^{-6}}{\nu} \frac{E_t}{E_\phi} \left[1 + 0.08 \ln \nu - 0.04 \ln \frac{E_\phi}{E_t} \right]$$

Photoelectron flux from plasma line intensity

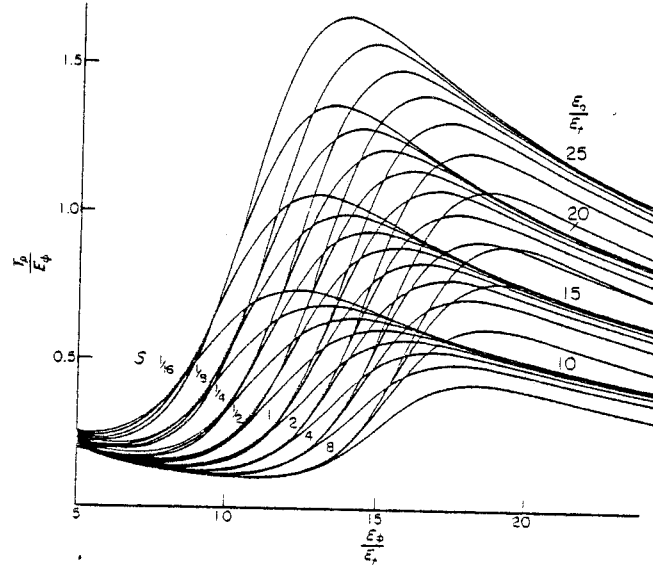


FIG. 1. THEORETICAL PLASMA LINE INTENSITIES FOR SEVERAL S AND E_0/E_1 VALUES ($\nu = 8$; $C = 1$).

with

$$\nu = \frac{T}{10,000 \cos \theta/2} \lambda \quad (11)$$

The relation (7) can then be written, for $\alpha = 0$:

$$\frac{T_p}{E_\phi} = \frac{1}{y} \times \left\{ 1 + \frac{r-1}{1 + 95.4 S r^2 e^{y/r} \left[\frac{2.72 \times 10^{-6}}{\nu} (1 + \epsilon) + C y e^{-y} \right]} \right\} \quad (12)$$

with

$$y = \frac{E_\phi}{E_t}, r = \frac{E_0}{E_t}$$

and

$$\epsilon = 0.08 \ln \nu - 0.04 \ln y.$$

This formulation uses the minimum number of independent parameters (E_ϕ/E_t , E_0/E_t , S , ν , c) instead of the initial set (n , T , E_0 , F_0 , λ , θ , c).

Since E_ϕ and T_p are determined from plasma line measurements and T is determined from ionic spectrum measurements, all the parameters in (12) are known, except F_0 and E_0 , that is S and r .

In Fig. 1, the result of the model is shown for fixed ν and C ($\nu = 8$, $C = 1$): T_p/E_ϕ is given as a function of $E_0/E_t (= y)$ for different values of

$E_0/E_t (= r)$. This presents the graphical determination of the couples (r, s) which reproduce a measured intensity T_p at the phase energy E_ϕ , the thermal energy being E_t .

To account for the results at large E_ϕ , one notes that, in (12), $C y e^{-y}$ is negligible; neglecting the small term ϵ :

$$\frac{E_\phi}{E_t} \sqrt{\frac{S}{\nu}} = 62.14 \frac{E_\phi}{E_0} \sqrt{\frac{E_0 - T_p}{T_p - E_t} \exp(-E_\phi/E_0)}. \quad (13)$$

If E_t can be neglected against T_p , this relation becomes

$$\frac{E_\phi}{E_t} \sqrt{\frac{S}{\nu}} = 62.14 \frac{1}{z + \rho} \sqrt{\frac{z}{\rho} \exp\left(-\frac{1}{z + \rho}\right)}, \quad (14)$$

where

$$\rho = \frac{T_p}{E_\phi}$$

and

$$z = \frac{E_0 - T_p}{E_\phi}. \quad (15)$$

In Fig. 2, $E_\phi/E_t \sqrt{S/\nu}$ has been represented as a function of z for different ρ values. For each measurement obtained for a large y value ($y \geq 15$), this

G. LEJEUNE and W. KOFMAN

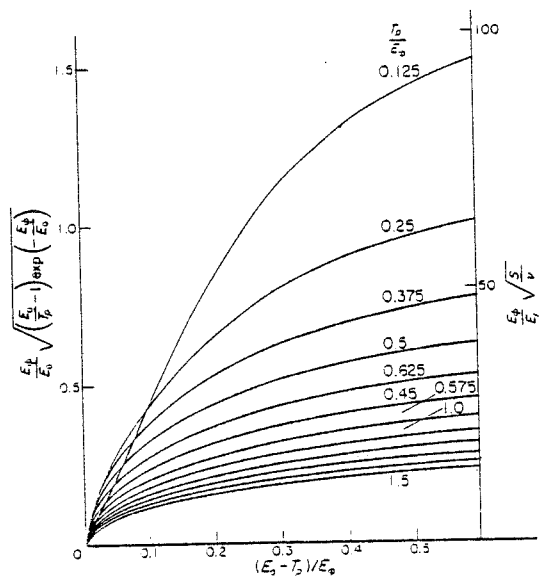


FIG. 2. FOR LARGE E_ϕ VALUES (THERMAL ELECTRONS NEGLIGIBLE), $E_\phi/E_i \sqrt{S/v}$ VS $(E_0 - T_0)/E_\phi$ FOR SEVERAL T_0/E_ϕ VALUES.

figure allows a simple determination of the curve $F_0(E_0)$ which reproduces the observation whatever may be the electron temperature or the electron density. If (14) is expressed in E_0 and F_0 it becomes:

$$F_0 \left(\frac{E_0 - T_p}{T_p} \right) = 2.59 \times 10^8 \sqrt{T} \left(\frac{E_0}{E_i} \right)^2 \exp(E_\phi/E_0) \left(\frac{\cos \theta/2}{\lambda} \right)^3 \quad (16)$$

1.3.2 Anisotropy. When α is not zero, the relation (7) gives:

$$\frac{T_p}{E_\phi} = \left(\frac{T_p}{E_\phi} \right)_{\alpha=0} \frac{1 + K_1 \alpha \cos \phi}{1 + K_2 \alpha \cos \phi}, \quad (17)$$

where K_1 and K_2 can be determined from (7).

The plasma line excited by upward photoelectrons, shown as T_p^+ , is obtained for $\cos \phi = 1$, and the plasma line excited by downward photoelectrons, shown as T_p^- , is obtained for $\cos \phi = -1$. Thus:

$$A = \frac{T_p^+}{T_p^-} = \frac{1 + K_1 \alpha}{1 + K_2 \alpha} \frac{1 - K_2 \alpha}{1 - K_1 \alpha} \quad (18)$$

Putting

$$p = K_1 K_2$$

and

$$M = \frac{1 + K_1}{1 + K_2} \frac{1 - K_2}{1 - K_1}$$

one finds:

$$\frac{A + 1}{A - 1} = \frac{M + 1}{M - 1} \frac{1 - p\alpha^2}{1 - p} \quad (19)$$

The quantities M and p are given by the model calculation.

The ratio A is given by the simultaneous measurement of T_p^+ (plasma line at low frequency) and T_p^- (plasma line at high frequency), and equation (19) is an equation in α anisotropy of the photoelectron flux (see definition 6).

To conclude this theoretical part, let us emphasize that, even in the simple hypothesis where the photoelectron flux is isotropic and has a Maxwellian shape, a given plasma line intensity measurement can be interpreted by an infinity of couples (F_0, E_0) or, in an equivalent manner, by a curve $F_0(E_0)$. Consequently, the determination of both F_0 and E_0 will be possible only from several intensity measurements. The next part will show the method used for this determination and in the last part, the simple assumptions of the model which allows this determination of F_0 and E_0 will be discussed.

2. EXPERIMENTAL RESULTS

Figure 3 shows the plasma line intensity and frequency measurements obtained at Nançay on the 3rd April 1974 and reduced according to the description by Vidal-Madjar *et al.* (1975). This is a perturbed day, which leads to large density variations and allows the model to be applied in a wide variety of conditions. Two first results are immediately visible: firstly, there is a strong correlation between the intensity and the frequency of the plasma line throughout the day, except perhaps around 16 h UT, when f_p becomes larger than 7 MHz; secondly, the intensity of the line excited by upward photoelectrons (T_p^+ , dashed parts) or by downward photoelectrons (T_p^-) are significantly different.

2.1. Correlation intensity-frequency

We now define what is called intensity, since T_p^+ and T_p^- are different. The intensity that is considered is the intensity that would be measured if the

Photoelectron flux from plasma line intensity

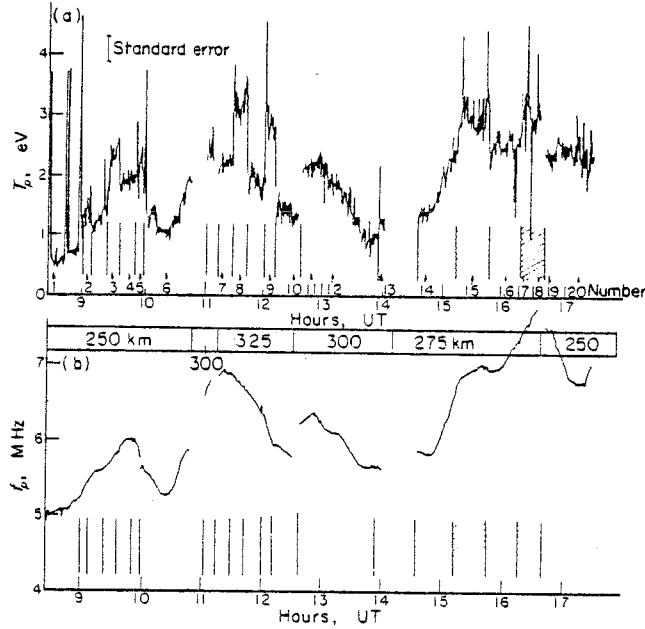


FIG. 3. RESULTS OF MEASUREMENT OF THE INTENSITIES T_p AND THE PLASMA FREQUENCIES f_p ON 3 APRIL 1974 AT NANÇAY. The dashed zones correspond to the measure of T_p^+ (line due to upward photoelectrons) the others correspond to the measure of T_p^- (line due to downward photoelectrons). The numbers of the data points chosen for the following interpretation are indicated on the figure.

photoelectron flux were isotropic ($\alpha = 0$), or, equivalently, if the observation direction were perpendicular to the magnetic field ($\cos \phi = 0$). In a first approximation, according to (17) and (18), this intensity is

$$T_p = \frac{1}{2}[T_p^+ + T_p^-]. \quad (20)$$

From Fig. 3 several data points are chosen and the parameters are given in Table 1 for those points. It is necessary, to apply the model built in the first section, to know the electron temperature. Figure 4 gives the temperature measurements obtained simultaneously from ionic spectrum measurements at the other receiving station of Mende.

TABLE 1. MEASURED PARAMETERS (TIME, f_p , T_p^- , T_p^+/T_p^- , T_e) AND CALCULATED PARAMETERS ($\cos \theta/2$, ϕ , T_p , E_ϕ , T_p/E_ϕ , E_ϕ/E_v , ν , b) FOR THE 20 DATA POINTS EXTRACTED FROM FIG. 3

Altitude (km)	250					325				300			275				250			
$\cos(\theta/2)$	0.900					0.929				0.920			0.911				0.900			
ϕ (°)	5.03					8.46				7.39			6.22				5.03			
Numero	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Heure UT	0827	0900	0930	0945	0955	1020	1118	1134	1205	1230	1250	1312	1355	1445	1525	1600	1615	1633	1640	1715
f_p (MHz)	5.01	5.30	5.70	6.02	5.94	5.30	6.30	6.80	6.12	5.82	5.40	6.12	5.65	5.85	6.95	7.0	7.36	7.76	7.48	5.78
$n_e(10^{12}cm^{-3})$	3.11	3.48	4.03	4.49	4.37	3.48	5.90	5.73	4.64	4.20	5.08	4.64	3.96	4.24	5.99	6.08	5.72	7.47	6.94	5.70
$T_p^-(eV)$	0.45	0.9	1.7	1.8	1.7	1.0	2.2	2.15	1.65	1.35	2.2	1.3	0.85	1.45	2.5	2.5	2.6	2.5		
T_p^+/T_p^-	1.41 1.34 ± 0.05 ± 0.1					1.40				1.50 1.69			1.37 ± 0.15				1.16 1.20 1.20			
$T_p(eV)$	0.55	1.09	2.0	2.12	2.05	1.25 ± 0.05	2.71	2.65	2.25	1.76	2.6	2.2	0.95	1.75	2.7	2.7	2.85	2.75	2.35	2.30
$E_\phi(eV)$	2.195	2.46	2.84	3.17	3.09	2.46	3.32	3.81	3.09	2.79	3.43	3.14	2.68	2.93	4.13	4.19	4.63	5.15	4.90	4.02
$T_e(K)$	1980	1940	1910	1900	1900	1830	1500	1330	1400	1700	1750	1800	1950	2100	1650	1400	1350	1300	1312	1270
T_e/T_p	0.25	0.44	0.70	0.57	0.66	0.51	0.69	0.70	0.73	0.63	0.76	0.70	0.36	0.50	0.65	0.64	0.62	0.53	0.48	0.57
E_ϕ/E_v	12.86	14.69	17.26	19.35	18.84	15.57	30.35	33.25	25.58	19.05	22.77	20.24	15.92	16.16	19.04	34.72	39.80	45.95	43.32	16.72
ν	7.03	6.89	6.78	6.75	6.75	6.50	5.17	4.59	4.83	5.86	6.08	6.26	6.78	7.37	5.79	4.32	4.74	4.56	4.56	4.52
b	0.48	0.47	0.46	0.46	0.46	0.44	0.39	0.34	0.36	0.44	0.44	0.46	0.49	0.52	0.41	0.35	0.34	0.32	0.32	0.31

G. LEJEUNE and W. KOFMAN

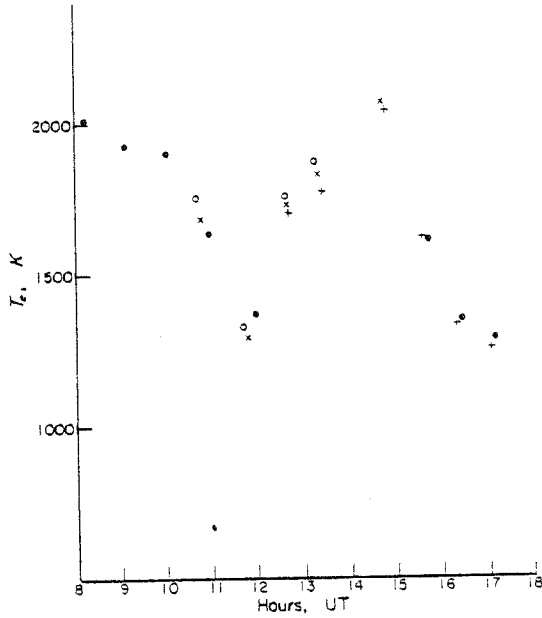


FIG. 4. ELECTRON TEMPERATURE T_e MEASURED AT MENDE ON 3 APRIL 1974
(· is 250 km; + is 275 km; × is 300 km; ○ is 325 km).

To calculate the C coefficient, one also needs to know the angle ϕ and $b = 0.307 T ((\cos \theta/2)^2/\lambda)$;* the quantities T , ϕ and b are also given in Table 1.

In Fig. 5, the quantities T_p/E_0 have been plotted as a function of E_0/E_i for the data points of Table 1. One sees that the correlation $T_p - f_p$ leads to a curve of similar shape as the curve of Fig. 1, and this new presentation explains that the correlation stops at large values of E_0/E_i , since the model predicts a decrease then in T_p/E_0 . In Fig. 5, the curves given by the model for $\nu = 6$, $\phi = 6.5^\circ$ and $b = 0.4$ are also shown for several F_0, E_0 couples; this figure shows that for the small values of E_0/E_i (≤ 15), only the S value has an influence on the intensity value, for fixed values of ϕ and b : S is thus determined without ambiguity from a unique data point at those low energies E_0 . On the other hand, at large energies E_0 , results of equation (13) (Fig. 2) are true and, for each data point, when E_0 is not large compared to T_p , at each E_0 value there is a corresponding S value very sensitive to E_0 . Figure 5 shows that the results obtained at low energies E_0 lead to S values between 1 and 4. For the results obtained at large energies, they may be

* The definition of b is the same as in Yngve and Perkins (1968).

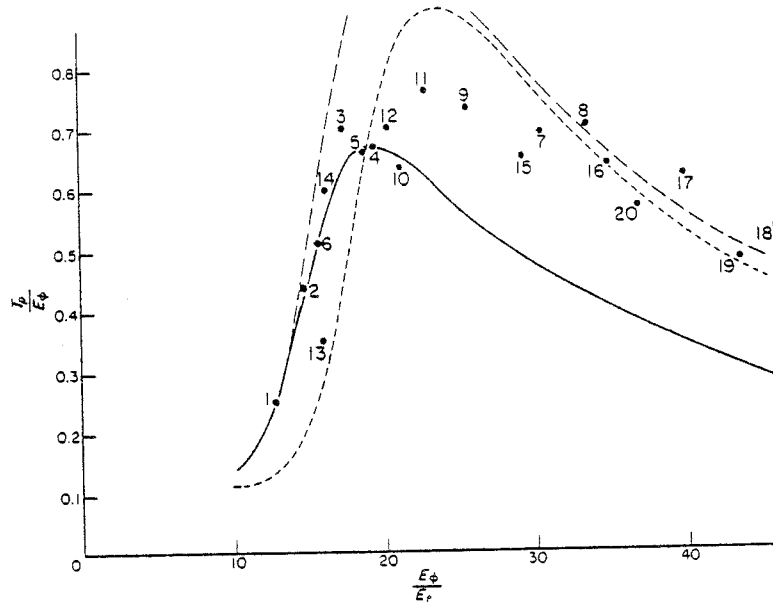


FIG. 5. EXPERIMENTAL VALUES OF T_p/E_0 vs E_0/E_i FOR THE 20 POINTS NUMBERED ON FIG. 11 (·). The three theoretical curves correspond to $E_0/E_i = 15$ and $S = 1$ (—), $E_0/E_i = 35$ and $S = 4$ (---), $E_0/E_i = 25$ and $S = 1$ (-.-.-). For the three curves, one has: $\nu = 6$, $\phi = 6.5^\circ$ and $b = 0.04$.

Photoelectron flux from plasma line intensity

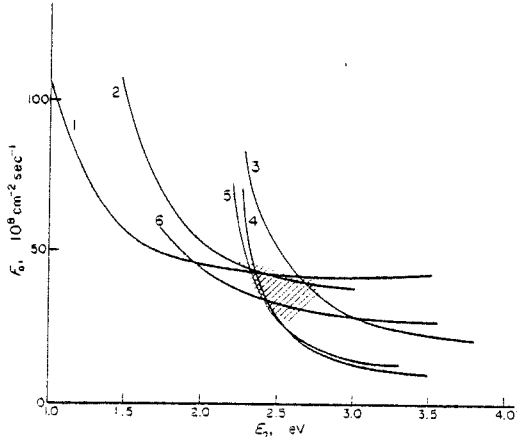


Fig. 6

FIGS. 6-10. FOR THE 20 NUMBERED POINTS OF FIG 11, DETERMINATION OF THE CURVES $F_0(E_0)$ GIVEN BY THE THEORETICAL MODEL.

The dashed zones define the domain F_0, E_0 determined by the intersections of curves $F_0(E_0)$ corresponding to successive data points.

interpreted as well by $S = 1$ and $E_0/E_e = 25$ as by $S = 4$ and $E_0/E_e = 15$. To resolve this uncertainty, a detailed analysis is necessary for each data point.

2.2. Determination of $F_0(E_0)$ curves

As shown in Section 1.3.1, the model reproduces the measured intensity for E_0 and F_0 values related through a curve $F_0(E_0)$. To determine this curve, a non linear regression program was built to find the floating parameter of the model, either E_0 for fixed F_0 (in cases where F_0 is large), or F_0 for fixed E_0 (for large E_0). All the other parameters are known and given in Table 1. At each point of the curve $F_0(E_0)$ are associated the two quantities M and p for the anisotropy determination (see 1.3.2). The results are grouped for each altitude on Figs. 6-10.

To determine the F_0 and E_0 values, one needs a further assumption, that F_0 and E_0 do not vary much between two successive data points: F_0 and E_0 are thus the coordinates of the intersection of the two curves $F_0(E_0)$ corresponding to these successive data points. For instance, in Fig. 6, for the

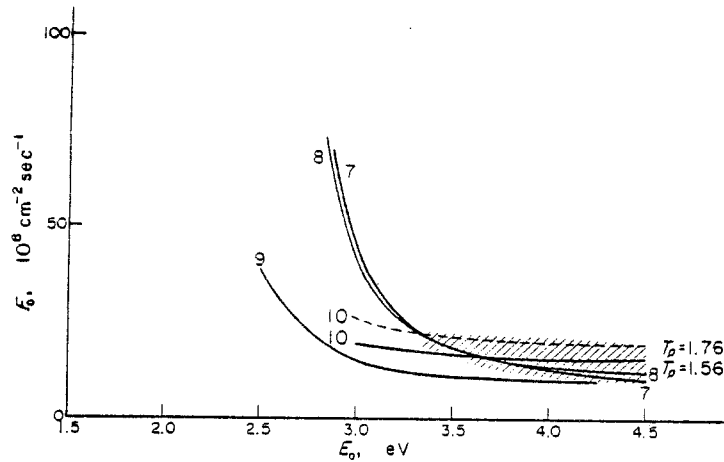


Fig. 7

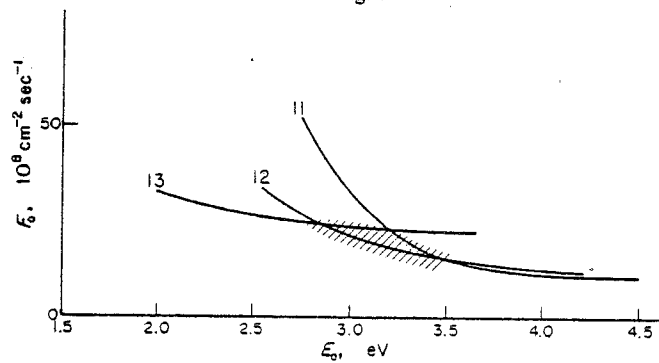


Fig. 8

G. LEJEUNE and W. KOFMAN

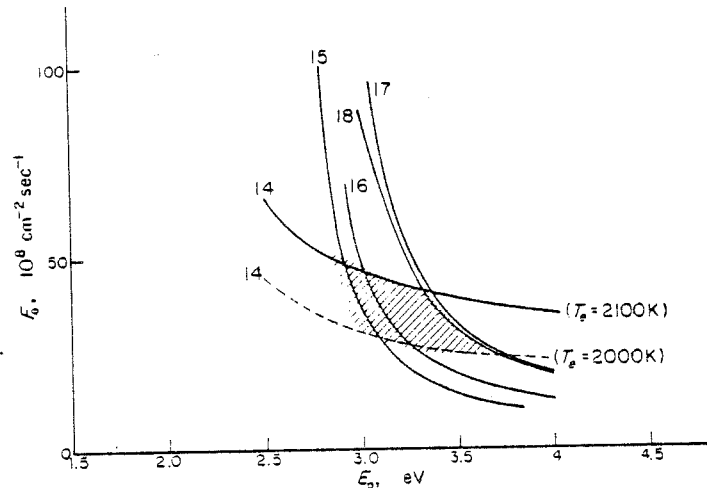


Fig. 9

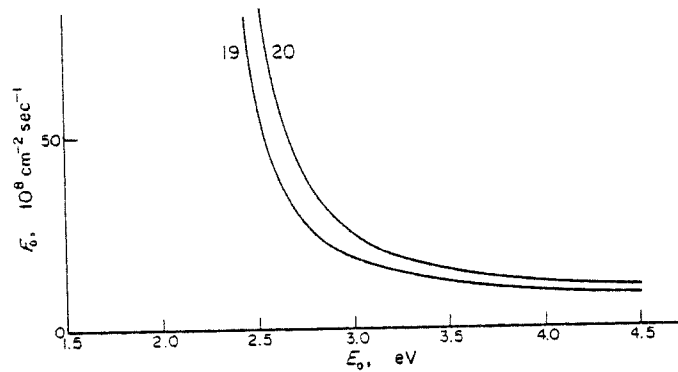


Fig. 10

points 1, 2 and 3, $E_0 \approx 2.6 \text{ eV}$ and $F_0 = 4.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ and, for the points 4, 5 and 6, E_0 decreases a little ($E_0 = 2.4 \text{ eV}$) and F_0 decreases to $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. The same analysis was made for the other altitudes and the results are shown in Fig. 11.

One sees in this figure that E_0 increases from 2.5 at 250 km to 4.0 eV at 325 km: noting that the mean energy of the photoelectron flux is $2 E_0$, these results agree in magnitude and variation with the mean energies theoretically determined by Mantas (1973) which vary from 8 to 12 eV between 250 and 325 km. Experimental E_0 values can also be determined from flux distribution below 10 eV given by Knudsen and Sharp (1972) ($E_0 \approx 3.4 \text{ eV}$ at 300 km), Doering *et al.* (1970) ($E_0 \approx 3.4 \text{ eV}$ at 300 km) or Hays and Sharp (1973) ($E_0 \approx 3.3 \text{ eV}$ at 250 km). The same determination from theoretical

results obtained at low energies by Ashihara and Takayanagi (1974) leads to $E_0 \approx 2.2 \text{ eV}$ at 200 km and $E_0 \approx 3.3 \text{ eV}$ at 250 km.

As for the F_0 values and their variation with altitude, they are also in good agreement with the theoretical and experimental determination given above, owing to the fact that the measures obtained here are stretched over a whole day.

It seems impossible to determine from those results any time variation, because of the large uncertainty in the determination and the small number of data points. However, one can note a slight decrease of E_0 in the morning at 250 km and an increase of E_0 in the evening at 275 km, which are perhaps related to the increase of the mean energy of the photoelectron production as a function of the solar zenith angle (Tohmatsu *et al.*, 1965).

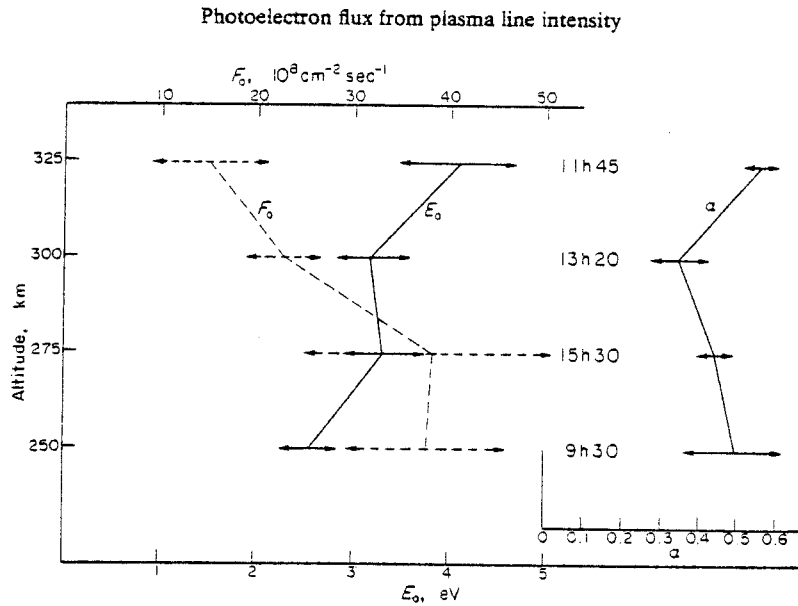


FIG. 11. VARIATION WITH ALTITUDE OF F_0 , E_0 AND α OBTAINED FROM THE MODEL.

2.3. Determination of the anisotropy coefficient α

Table 2 gives the values of M and p determined from the model for the E_0 values obtained above, and the value of the anisotropy coefficient α obtained by solving equation (22) for the observed values of $T_p^+/T_p^- (=A)$. It is interesting to compare the values obtained at 325 km and 275 km: in the second case, A is lower but, owing to the fact that M is also lower, the α value is about the same as in the first case: it thus seems that the model allows a real determination of the anisotropy coefficient; however, it is not certain that at least a part of the difference between T_p^+ and T_p^- is not due to a cause other than the anisotropy of the photoelectron flux. We shall come back to that point later.

For the data point no. 13, it is difficult to measure A with good accuracy, since the T_p^+ measurements are not bracketed by two series of T_p^- measurements as in the other cases (cf. Fig. 3): both A

values in Table 2 are thus equally possible, the second one (1.5) giving an α value in better agreement with all the set of α determinations. The altitude profile of α is shown in Fig. 11. The only conclusion is that the anisotropy coefficient is about the same at all altitudes and varies between 0.4 and 0.6. This large value of the anisotropy is not at the present time accounted for by the calculations on photoelectrons around 250 km, which lead to quasi-isotropy for the photoelectron fluxes at these low altitudes.

3. DISCUSSION AND CONCLUSION

3.1. Influence of the errors

Two errors can have an influence on the results: the intensity fluctuations are large, leading to errors in T_p values of the order of 10% and the electron temperature is not known at the exact time of the plasma line measurement and the interpolation procedure to determine it can lead to an error in the real temperature.

In the case of large E , when equation (13) is true, it is easy to calculate the resulting error on E_0 and F_0 :

$$\frac{dF_0}{F_0} = \frac{dT_p}{T_p} \frac{E_0}{E_0 - T_p} \quad \text{for an error on } T_p \quad (21)$$

OR

$$\frac{dF_0}{F_0} = -\frac{3}{2} \frac{dT_e}{T_e} \quad \text{for an error on } T_e \quad (22)$$

TABLE 2. FOR THE DATA POINTS FROM WHICH IT WAS POSSIBLE TO DETERMINE THE RATIO $A = T_p^+/T_p^-$, VALUES OF THE MEAN ENERGY E_0 DETERMINED FROM CURVES 14 TO 17 AND OF THE ANISOTROPY PARAMETERS M AND p GIVEN BY THE MODEL. THE ANISOTROPY COEFFICIENT α IS THEN GIVEN BY EQUATION (19)

Altitude (km)	250			325		300		275	
	Numero	2	3	5	8	9	13	15	17
E_0 (eV)	2.5	2.5	2.5	4.0	4.0	3.2	3.0	3.3	
M	3.26	2.34	2.26	2.90	3.15	3.35	1.93	2.10	
p	0.17	0.40	0.43	0.29	0.20	0.09	0.50	0.49	
A	1.41	1.34	1.40	1.30	1.50	1.69	1.29	1.50	1.16
α	0.38	0.53	0.63	0.52	0.53	0.58	0.26	0.40	0.42

G. LEJEUNE and W. KOFMAN

Numerical calculations have shown that equation (21) is also valid for small phase energies: thus the error in F_0 , for fixed E_0 , is the larger when E_0 is the smaller. For the small T_p values (data point number 1 for instance), dT_p/T_p is about 10% and the uncertainty in F_0 can reach values as high as 20%. For large T_p values, dT_p/T_p is a few per cent and dF_0/F_0 is less than 10%.

The uncertainty in temperature is at most $\pm 7\%$: equation (25) leads to an error in F_0 at most 10%; however, equation (25) is no longer true at small phase energies, when the influence of the thermal electrons becomes large and changes the sense of variation of F_0 with the temperature; for instance, in Fig. 9, the influence of the electron temperature (2000 or 2100 K) on the curves $F_0(E_0)$ for the data point number 13 leads to $dF_0/F_0 = 10(dT_e/T_e)$. A similar variation is obtained for the point 12: when T_e is increased from 1950 K to 2000 K, F_0 increases from 24.1 to 29.5 (at $E_0 = 3$ eV). The uncertainty in F_0 due to temperature can reach values as high as 50%: it is thus necessary to have a good knowledge of the electron temperature to give significant results on photoelectron fluxes.

3.2. Influence of the model chosen

In Section 1.2, it was said that the Maxwellian form for photoelectron flux could be justified at low energies (≤ 7 eV), but that at higher energies, the decrease was more rapid, due to the increasing influence of photoelectron neutral collisions.

To test the sensitivity of the model, we shall keep the Maxwellian form for the photoelectron distribution at energies below 7 eV and allow for any shape above this energy. Since all the phase energies are below 7 eV, the only modification of the model (for the isotropic part) comes from the fact that $\int_{E_0}^{\infty} F/E dE$ is no more proportional to e^{-x^2} but to $e^{-x^2} - k$, where k is a constant.

The effect of this change will be greatest at the highest phase energies. For large phase energies, equation (13) becomes:

$$\frac{E_0}{E_i} \sqrt{\frac{S}{\nu}} = 62.14 \frac{E_0}{E_0} \sqrt{\frac{E_0 - T_p e^{-E_0/E_0} - k \frac{E_0}{T_p}}{T_p}} \quad (23)$$

The energy of the vertical asymptote of the curves $F_0(E_0)$, which was $E_0 = T_p$ in the case $k = 0$, becomes $E_0 = T_p / (1 - k e^{E_0/E_0})$, which represents an increase of the order of 30% to 40% for realistic values of k . This result is also true for small E_0 values since the vertical asymptote corresponds to

flux F_0 infinite, and thus to a negligible contribution of the thermal electrons in any case.

If we now consider the horizontal parts of the curves in the Figs. 6-10, when E_0 is large compared to T_p , equation (23) gives:

$$\frac{dF_0}{F_0} = -\frac{dS}{S} = \frac{ke^{E_0/E_0}}{1 - T_p/E_0}$$

But here F_0 is no longer the total photoelectron flux. To calculate this flux F_i , we need to choose a form for the photoelectron flux above 7 eV: we assume that the variation of the flux above 7 eV = E_M is still Maxwellian but with a different characteristic energy such that the integral of the flux above E_M is now equal to half of this integral for $k = 0$. Thus $k = 0.5 \exp(-E_M/E_0)$ and:

$$F_i = F_0 \left[1 - k \left(1.5 + \frac{E_M}{E_0} \right) \right]$$

thus

$$\frac{dF_i}{F_i} = k \left[\frac{e^{E_0/E_0}}{1 - T_p/E_0} - 1.5 - \frac{E_M}{E_0} \right]$$

An application for $E_0 = 4$ eV, $E_M = 3$ eV, $T_p = 1.8$ eV, leads to $dF_i/F_i = 0.05$, which is a small increase of the flux. The only consequence of introducing a non zero k value is to push towards the right the vertical asymptotes of the curves $F_0(E_0)$ without changing much the curves for large E_0 .

The M and p values (Table 2) and thus the α values will also be changed: however, the calculation shows that p is unchanged and M is slightly increased at 250 km (20%) and a little more (40%) at 275 km, this change in M cannot thus lead to a large decrease of the α values determined in Table 2 at 250 km.

3.3. Influence of the model of anisotropy for the flux

Equation (6) assumes that the anisotropy of the photoelectron flux is the same at all energies. However, it is likely that the anisotropy increases with E . We tried other anisotropy models, for instance:

$$1 + \alpha \mu (1 - e^{-E/E_0})$$

But for a given α value, it is evident that the ratio $T_p^+/T_p^- = A$ obtained with this model is smaller than the one obtained previously. Consequently the α values previously determined should still be increased with the present model.

3.4. Conclusion

This study has shown that it is possible to determine with a good accuracy the photoelectron

Photoelectron flux from plasma line intensity

flux from plasma line intensity results: the flux F_0 is not sensitive to the choice of the photoelectron energy distribution model, if this distribution is Maxwellian at low energies (phase energies of the measurements). Concerning energy E_0 of this Maxwellian, it was seen that it depends a little more on the chosen model: the smallest value is obtained when the photoelectron distribution is assumed Maxwellian at all energies. The F_0 and E_0 values as well as their variations with altitude are in good agreement with experimental and theoretical determinations.

There is also a very surprising result from this study: the very large values of the anisotropy of the photoelectron fluxes, even at low altitudes. Other measurements made at the lower altitudes of 200 and 180 km also lead to T_p^+/T_p^- values significantly different from 1 (1.2-1.5).

The interpretation in terms of photoelectron flux anisotropy is thus questionable. It is interesting to compare these results (large T_p^+/T_p^-) to the results of plasma line heating experiments (Carlson *et al.*, 1972) for which the downshifted plasma line has an intensity several times (4 times in this case) larger

than the upshifted plasma line. It is now an open problem to determine the reasons of this asymmetry.

REFERENCES

- Ashihara, O. and Takayanagi, K. (1974). *Planet. Space Sci.* **22**, 1201.
Carlson, H. C., Gordon, W. E. and R. L. Showen, R. L. (1972). *J. geophys. Res.* **77**, 1242.
Cicerone, R. J. (1974). *Rev. Geophys. Space Phys.* **12**, 259.
Doering, J. P., Fastie, W. G. and Felman, P. D. (1970). *J. geophys. Res.* **75**, 4787.
Fremouw, E. F., Petriceks, J. and Perkins, F. W. *Phys. Fluids* **12**, 869.
Hays P. B. and Sharp, W. E. *J. geophys. Res.* **78**, 1153.
Knudsen W. C. and Sharp, G. W. (1973). *J. geophys. Res.* **77**, 1221.
Lejeune, G. (1977). In course of preparation.
Mantas, (1973). Ph. D. Thesis, Aeronomy Report no 54, University of Illinois, Urbana.
Perkins, F. W. and Salpeter, E. E. (1965). *Phys. Rev. Sect. (A)* **139**, 59.
Salpeter, E. E. (1961). *Phys. Rev.* **122**, 1663.
Tohmatsu T., Ogawa, T. and Tsuruta, H. (1965). *Rep. Ionosph. Space Res. Japan* **19**, 482.
Vidal-Madjar D., Kofman, W. and Lejeune, G. (1975). *Ann. Géophys.* **31**, 227.

chapitre 3

CHAPITRE 3

article 3

DETERMINATION OF LOW ENERGY PHOTOELECTRON
DISTRIBUTION FROM PLASMA LINE MEASUREMENTS AT
SAINT SANTIN

AUTEURS : W. KOFMAN, G. LEJEUNE

DETERMINATION OF LOW ENERGY PHOTOELECTRON
DISTRIBUTION FROM PLASMA LINE MEASUREMENTS AT
SAINT SAINTIN

W. KOFMAN, G. LEJEUNE*

ABSTRACT:

The plasma lines observed by the French incoherent scatter radar during the period 1973-1974 are studied. Two methods are used to determine the steady-state photoelectron flux from plasma line measurements; one using a Maxwellian model for the photoelectron distribution and the other by solving (numerically) the differential equation that is satisfied by the distribution.

The direct numerical calculation of the photoelectron flux is used to obtain theoretical kT_p values which are compared with those from the plasma line observation. The comparison leads to the conclusion that there must be a sharp increase of the photoelectron flux when the energy decreases below 4.5 eV otherwise there are contradictions between the flux amplitude required to explain the observed plasma line intensities and the ambient electron heating rate.

INTRODUCTION.

In a previous paper, called LK hereafter, LEJEUNE and KOFMAN (1977) developed a method for the determination of the photoelectron flux which is responsible for the enhancement of the plasma line measured by the French incoherent scatter system. This method is applied here to interpret plasma line

* CEPHAG (E.R.A. du C.N.R.S.) , B.P. 46, 38402 ST. MARTIN D'HERES

data recorded in 1973-1974, principally during the sunset period. By this method of analysis one finds the integrated flux F_0 and the mean energy $2E_0$ of the photoelectrons. The results of this analysis are used to calculate the electron gas heating rate, which can be compared with the electron gas cooling rate, which is deduced from the measurements of the ionic spectrum. The big difference found between these two quantities lead us to apply yet two more methods of determining the photoelectron flux. The first is a direct calculation, very similar to the one used by CICERONE (1974), which, with the assumption of stationarity of the flux in time, allows us to find the spectral characteristics of the flux in the low energy region. The second is a numerical calculation of the flux for the geophysical conditions encountered during the experiment, as in LEJEUNE (1979). It enables us to compare the theoretical and measured plasma wave intensities (KT_p). By combining the results of these two methods of determining the flux, we are able to obtain an important result about the shape of the spectrum in the low energy region (1 to 4 eV).

1. DATA ANALYSIS.

As was shown by LK, a direct determination of the photoelectron fluxes which enhance the plasma line intensity above its thermal level requires an a priori knowledge of the energy and angular shape of the flux. However, most of the data analysed here were obtained at altitudes below 250 km, where the angular distribution of low energy electrons is isotropic to a good approximation. Also, since there were no measurements below 200 km (because of the too low densities and the large gradients at these low altitudes) the energy distribution of the flux responsible for the enhanced line intensity (mainly between 2 and 5 eV) is relatively smooth ; much more than at lower heights where the large variation in the production and collisional losses could lead to large variations in the flux with respect to the energy.

These two considerations allow us to interpret the observations in terms of an isotropic MAXWELLIAN model for the photoelectron flux. Therefore, as in LK, we assume that the photoelectron flux energy distribution is given by :

$$F(E) = \frac{F_0}{4\pi} \frac{E}{E_0^2} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) \quad (\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{st}^{-1}) \quad (1)$$

where F_0 is the total flux and $2E_0$ the mean energy.

With such a model, we recall that the equivalent temperature T_p is directly proportional to the power of the plasma line and is given by :

$$KT_p = \frac{E_t (f_m(E_\phi) + \chi) + E_0 \left(\rho \frac{F(E_\phi)}{E_\phi} \right)}{f_m(E_\phi) + \chi + \rho \frac{F(E_\phi)}{E_\phi}} \quad (2)$$

where :

$$E_t = KT_e,$$

K is the BOLTZMANN constant,

T_e is the electron temperature,

$f_m(E_\phi)$ is the thermal electron term,

χ is the collisional term,

E_ϕ is the phase energy

$$\rho = \sqrt{\frac{2m_e}{e}} (\pi KT_e)^{3/2}, \quad m_e \text{ and } e \text{ being the electron mass and charge}$$

and the energies KT_p , KT_e , E_0 , E_ϕ being expressed in eV.

The influence of the angle between the direction of observation and magnetic field is included in f_m , but not in the term due to the photoelectrons since this influence is negligible (YNGVESSON and PERKINS, 1968).

In this model KT_p is a weighted mean of E_t and E_o , which depends on the relative importance of $f_m + \chi$ and $\frac{\int F(E\phi)}{E\phi}$.

In Section 2 the data will be interpreted using expression (2), which in some cases gives F_o , with an indetermination in E_o , and in others gives a relation between E_o and F_o , as in LK. In Section 3 we compare the energy given to the thermal electron gas, calculated from the photoelectron fluxes (1), to the same quantity deduced from the ionic spectrum measurements. The need for a large additional flux at the lowest energies will be demonstrated in Section 4. Finally, in Section 5 there is a comparison of the measured plasma line intensities and the intensities determined from a numerical calculation of the photoelectron flux, in a manner similar to LEJEUNE (1973, 1979).

2. DIRECT DETERMINATION OF THE PHOTOELECTRON FLUXES.

The plasma line for four days of observation in 1973-1974 are presented in Tables 1 to 4. The plasma line intensities, converted into T_p after normalisation and the plasma line frequencies have been averaged over 1° of solar zenith angle variation. The electron and ion temperatures obtained from ionic spectrum measurements, the solar flux at 10.7 cm, and the magnetic indexes are also given in these tables.

As was shown by LK, the variations of T_p are very well correlated to plasma line frequency (or phase energies E_ϕ) variations. An example of this fact is shown in Figure 1, where T_p and E_ϕ are plotted versus the solar zenith angle χ . It would thus be difficult to extract from such data secondary variations in T_p , due for instance to changes in the photoelectron flux F_o (or E_o as well). In most cases, one can only determine an approximate value for F_o and E_o , assuming that changes in these quantities are small at a given height for a given day.

This is the aim of Figures 2 to 6, which show superimposed on the data points for several days and heights, the T_p values given by (2) for selected values of F_o and E_o . When T_e is approximately constant, the value chosen for the construction of the curves correspond to T_e measured at the middle of the total time interval; when there is a variation in T_e , the two extreme T_e values are used as bracketing quantities (Fig. 2a and 5a).

From Figure 2a, one can conclude that the flux F_o is of the order of $10\text{-}20 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ and that E_o is about 2 eV.

Figure 2b, which shows for each of the data points the curve $F_o(E_o)$ given by the model, confirms this result: all the curves but the one for $\chi = 88^\circ$ can be accounted for by

$$F_o \approx 12 \pm 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}, \quad E_o = 2 \text{ eV}$$

For Figure 3a, the best agreement is obtained for $F_o \approx 25 \pm 5 \times 10^8$, $E_o \approx 1.9 \text{ eV}$

From Figure 3b, this feature is confirmed, although the presentation seems more questionable; however, we shall see

that this determination is correct from comparison with numerical simulations.

In Figure 4a, E_o plays a minor role and only F_o can be obtained, of the order of $20 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. In the corresponding $F_o(E_o)$ curves, (Fig 4b) the dispersion of possible F_o values is shown and one could take $F_o = 18 \pm 6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

From Figure 5a, F_o is between 3 and $6 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ but E_o is indetermined ; Figure 5b shows that, if E_o is constant and equal to 5 , there can be a decrease of F_o from 4×10^8 for $\chi \approx 90^\circ$ to 3×10^8 for $\chi \approx 93^\circ$.

Figure 6a shows a case of data with large E_ϕ/E_t , for which the indetermination is complete : two equally possible results, among others, are :

$$F_o = 12 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad , \quad E_o = 4 \text{ eV}$$

and

$$F_o = 24 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad , \quad E_o = 3 \text{ eV}$$

However, Figure 6b shows that a choice of $E_o = 3 \text{ eV}$ gives a strong variation of F_o with solar zenith angle which is not expected for χ smaller than 80° . For this reason the choice of $E_o = 3.5-4 \text{ eV}$ is more realistic, which gives $F_o = 15 \pm 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Additional data have been obtained at the higher altitude of 300 km during sunset on the $13.11.73$. Figure 7 shows the $F_o(E_o)$ curves; a decrease in the flux from 10 to $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ is clearly seen when the zenith angle goes from 98° to 100° , E_o being undetermined. However, in this case, the plasma line intensities are very small, only about twice the intensity of the non-excited line : one must thus be cautious in giving such interpretations. The same remark applies to the case of $23.1.74$ at 250 km (Fig. 4).

The previous results are summarized in Table 5.

A first conclusion which can be drawn from these results is that there is no strong decrease of the low energy photoelectron flux with solar zenith angle for angles smaller than 90° : there is indeed a good organisation of the data at a given height along a curve $T_p(E_\phi)$ for constant F_0 , given by the model, for all cases but the case of 13.11.73 at 300 km. In this case, a decrease of F_0 is noticeable around 100° of zenith angle.

Another conclusion is that, although the main factor which controls T_p is the phase energy E_ϕ , it is possible to find noticeable variations in the parameter F_0 (almost an order of magnitude for the F_0 range).

However there remains now to see if the F_0 and E_0 so determined are realistic. In particular, the small values of E_0 (≈ 2 eV) necessary to interpret the data for the 13.11.73 and 23.1.74, at 225 km, lead to a photoelectron distribution strongly peaked at low energies, which is not found in numerical calculations. Furthermore, as will be shown now, the deduced photoelectron distribution cannot account for the required heat input rate to the thermal electron gas, to compensate the heat loss rate that is deduced from the simultaneous observations of the incoherent scatter ionic spectrum.

3. COMPARISON OF ELECTRON GAS HEATING THROUGH PHOTOELECTRON-ELECTRON COLLISIONS Q_e AND ELECTRON GAS COOLING Q_{eis} DEDUCED FROM IONIC SPECTRUM MEASUREMENTS.

According to the work of HOEGY (1977), quoted in the review by SCHUNK and NAGY (1978), the electron heating rate is approximately :

$$Q_e = \int_{E_\ell}^{\infty} \left(-\frac{dE}{dx} \right) 4\pi F dE + \left(E_\ell - \frac{3E_t}{2} \right) \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{E_\ell} 4\pi F(E_\ell) \quad (3)$$

where E_ℓ is the energy at which the photoelectron flux F equals the flux of thermal electrons. The energy loss rate can be approximated above E_ℓ (which is of the order of 2 eV) by the simple asymptotic form :

$$-\frac{dE}{dx} = 2.6 \times 10^{-12} \frac{n_e}{E}$$

For photoelectron fluxes with the shape (1) one obtains :

$$Q_e < \int_0^{\infty} 2.6 \times 10^{-12} \frac{n_e}{E} 4\pi F dE = 2.6 \times 10^{-12} n_e \frac{F_0}{E_0}$$

Let us call this upper limit for Q_e :

$$Q_{e_{pl}} = 2.6 \times 10^{-12} n_e \frac{F_0}{E_0}$$

On the other hand, at equilibrium the energy gained by the thermal electrons Q_e is equal to the energy that they lose through collisions with the ions L_{ei} , the neutral particles L_{en} and through heat conduction L_{cond} :

$$Q_e = L_{ei} + L_{en} + L_{cond} \quad (\text{BAUER et al, 1970})$$

This will be called $Q_{e_{is}}$ (Q_e ionic spectrum), since an experimental determination of this quantity can be made from incoherent scatter electron temperature measurements, assuming a model density profile (JACCHIA, 1971) and energy loss cross sections (BANKS, 1966).

A comparison between $Q_{e_{pl}}$ and $Q_{e_{is}}$ has been carried out for the three cases where E_0 was determined from the plasma line measurements. Table 6 shows the results. The L_{cond} value is not included in $Q_{e_{is}}$ but it can be shown from the altitude profiles of T_e that it is small compared to $L_{ei} + L_{en}$. There is a very large disagreement between the two values of

Q_e , although the day to day relative variation is conserved : $Q_{e_{is}}$ is approximately 4 times as large as $Q_{e_{pl}}$. The reason of the discrepancy can be twofold :

- 1) overestimation of $Q_{e_{is}}$, either by an overestimation of the energy loss cross sections, particularly the energy loss in oxygen fine structure excitation, which is the main term in L_{en} (HOEGY, 1976), or by an overestimation of neutral densities. But L_{ei} alone, which depends only on the measured parameters n_e , T_e , T_i is already of the same order as $Q_{e_{pl}}$ or even larger ;
- 2) underestimation of $Q_{e_{pl}}$ which could be due to three main causes : limited range of validity of the maxwellian model, maxwellian model completely inadequate for the interpretation of the data, or underestimation of the "measured" T_p .

As noted in LK, the interpretation of the data in terms of maxwellian model requires this model to be valid only over a limited energy range E_ϕ the lowerboundary of this range is obviously the lowest energy of measurements (~ 2 eV for 13.11.73 at 225 km, ~ 3 eV for 23.1.74 at 225 km, ~ 4 eV for 3.4.74 at 250 km) and the upper bandary energy is such that a modification of the energy shape of the photoelectron flux above this energy does not alter significantly the integral

$$\int_{E_\phi}^{\infty} \frac{F(E)}{E} dE$$

This upper limit can be safely fixed to an energy of about 10 eV. But a different energy shape above 10 eV will not play any role in the determination of $Q_{e_{pl}}$. Only a modification from the maxwellian shape below the E_ϕ lowest energy (2 to 4 eV) will give a significant contribution to $Q_{e_{pl}}$. In order to increase $Q_{e_{pl}}$, there is a need of a large $Q_{e_{pl}}$ additional

photoelectron flux at very low energies (less than 2 to 4 eV) that is in the transition region from the thermal electron distribution to the photoelectron distribution (ASHIHARA and TAKAYANAGI, 1973). However, it is doubtful that the resultant could be increased by a factor 4 and furthermore, there is no obvious reason why this increase should be proportional to the $Q_{e_{pl}}$ obtained here.

One could think that the maxwellian model is also invalid in the mean energy range, 2 to 10 eV ; in fact, the very low values of E_0 lead to a strong decrease of the flux between E_0 and 10 eV which is not expected according to the numerical calculations of the flux. If there is a maxwellian shape for the flux (see e.g. H. CARLSON et al, 1977), it corresponds to larger E_0 values. This can be deduced from figure 2 of H. CARLSON et al (1977) giving f_p versus E .

One could also try a completely different interpretation of the T_p data in which the energy shape is not a priori chosen.

4. ALTERNATIVE INTERPRETATION OF THE MEASURED T_p

For this interpretation we solve the differential equation from which (2) was derived in LK. The shape of the flux will be assumed independent of the day and time of the measurements and its determination will be made from the data 13.1.73 and 23.1.74 at 225 km and 23.1.74 and 26.2.74 at 250 km.

This assumption is necessary if one wants to get a shape over a large enough E_0 range and is made possible by the fact that T_p is roughly a function of E_0 only (one can see it from the strong correlation between E_0 and T_p) and by the fact that the altitudes are the same and neutral atmosphere for these days are the same ($T_{inf} \sim 800^\circ K$).

To solve the differential equation, we use a successive approximation method. The first step is to find for each energy E_ϕ an energy E_o' defined by

$$E_o' = \int_{E_\phi}^{\infty} \frac{F(E)}{E} dE / \left(\frac{F(E_\phi)}{E_\phi} \right) \quad (4)$$

We start with $E_o'(E_\phi) = KT_p(E_\phi)$. Now the shape of $F(E)$ is determined within the energy range $E_{\phi_{\min}}$, $E_{\phi_{\max}}$ for all the points of the measurements, by resolution of equation (4); the flux $\frac{F(E)}{E}$ is assumed linear between two successive E_ϕ . For the boundary conditions needed, one begins with

$$\frac{F(E_{\phi_{\max}})}{E_{\phi_{\max}}} = 1.$$

The next step is to normalize the flux in order to get $Q_e = Q_{e_{is}}$ (Eq. 3 and Table 6).

The value E_\emptyset (Eq. 3), of the intersection between the thermal flux and photoelectron flux, is found by successive iteration. The next step is to calculate the new value of E_o' from the equation :

$$E_o'(E_\phi) = KT_p(E_\phi) + \frac{f_m(E_\phi) + \chi(E_\phi)}{\left(\frac{F(E_\phi)}{E_\phi}\right)\rho(E_\phi)} (KT_p(E_\phi) - KT_e(E_\phi))$$

and thereafter to find the new value of the flux from Equation (4). This process stops when the change in E_o' from one iteration to the next is small (smaller than 1%).

We performed this calculation for three days among those given on table 6 (e.g. 13.11.73 and 23.1.74 at 225 km and 23.1.74 and 26.2.74 at 250 km). The $Q_{e, is}$ and the thermal distribution needed for these calculations correspond to the times of measurement (Table 6).

Q_e depends mainly on the flux below 3 eV and different shapes of the flux above this energy would not change the normalization significantly. This means that for 13.11.73, 16h23 UT, the solution found is probably good. But the interpretation for the 23.1.74 requires the shape of the flux below 3 eV to be the same as that deduced for the other days ; thus the normalization found must be regarded with caution.

One can see on Figures 8, 9, 10, 11 that the normalization found for the analysed points agrees with the numerical calculation.

To apply this method of interpretation, another choice of normalization could be done, for instance, one could choose for the flux at the largest energy $E_{\phi_{max}}$ a value given by a numerical calculation : this could possibly apply to days for which $E_{\phi_{max}}$ is large (≈ 5 eV) and the interpretation would then be of the same type as the one by CICERONE R.J. (1974), the assumption being the stationarity of the flux in time instead of its stationarity in altitude.

Tentative conclusions on the choice of the method of interpretation will be given after the presentation of the results of the numerical calculation.

5. NUMERICAL CALCULATIONS.

A numerical calculation was made for the dates, altitudes and times quoted in Table 7. The two stream method used is described by LEJEUNE (1979). The solar fluxes came from HEROUX et al (1974), the neutral model is the JACCHIA 1971 model, the energy loss cross sections are the same as in MANTAS and WALKER (1976).

One can compare the total fluxes deduced by the first method of analysis to the total fluxes calculated numerically (Table 7). The two sets of values are shown in Figure 12 where a fairly good correlation is obtained. But the fluxes deduced by the first method are lower by a factor 3 in the mean. One could think conversely of calculating the T_p values that the calculated fluxes would give (Table 7). These KT_p values are compared to the measured values in Figure 13. There is still a good correlation, but the calculated KT_p are now overestimated by a factor 2. Consequently two conclusions can be drawn : first, the method of analysis assuming maxwellian photoelectron fluxes, although it gives a reasonable relative variation of the day to day fluxes is not yet valid if one assumes that the calculated fluxes are roughly accurate ; this corroborates the previous conclusion regarding the Q_e comparison. And secondly, the calculated fluxes are not accurate in the low energy region where plasma line measurements are made.

Now let us look to the results given by the second method of interpretation. Figure 8 shows the flux obtained for the 23.1.74 at 225 km, compared to the flux deduced between 1.7 and 4 eV by the method in Section 4. Both fluxes match well in value and in slope at 4eV, but these calculated fluxes are lower below 4 eV, which accounts for the different values of KT_p shown in Table 8. The same comparison is made in Figure 9 for the 13.11.73 at 225km and the same conclusions arise, which means that the relative variation of flux between the two days

is the same as the one given by the numerical calculations but that in both cases the calculation is wrong in the low energy region, which explains both the wrong KT_p values and the underestimation of the energy Q_e often found in the literature. The same comparison is made in Fig. 12, 13 for 23.01.74 and 26.02.74 at 250 km, and the same conclusions arise.

The low energy region distributions were studied by ASHIHARA & TAKAYANAGI (1974) but they did not separate the photoelectrons from the thermal electrons and their figures are not precise enough for a good separation. There is still a need of a careful study of the low energy photoelectron distribution, which does not show such an increase of the fluxes for decreasing energy at the altitudes studied (225 km or 250 km) in almost all the calculations published up to now : NAGY and BANKS (1971) using a low electron density peak model ($1.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ at maximum), find at 250 km between 1 and 5 eV a hole in the electron distribution similar to the normal behaviour at lower heights due to the vibrational excitation of N_2 , but in any case such a behaviour cannot be compared to the fluxes found here from plasma line measurements. It must also be emphasized that other techniques find a similar behaviour at low energies : for instance DOERING et al (1970, 1975) find an increase of the flux of about two orders of magnitude when the energy decreases by about 5 eV below 10 eV.

CONCLUSIONS.

We have tried to model the photoelectron fluxes by a maxwellian distribution. By comparing the energy needed to heat the thermal electrons and the energy lost from these electrons to the ions and the neutrals, we show that this imposed spectral shape is not the correct représentation over the whole energy range.

However, this simple method of solution does have limited applicabilities in the region of measurement. The E_0 values that we find indicate a flux that increases to lower energies.

To interpret the data in more detail we adopted another approach. The chosen method to find the low energy distribution from the plasma line measurements was to solve the differential equation that describes the plasma line intensities. We assumed time stationarity of the flux shape. The normalization requires more information than obtained from the plasma line observations ; we choose to normalize the photoelectron flux such that the energy gain of the thermal electrons Q_e is the same as the energy loss of these electrons to ions and neutral. By using the Q_e values obtained for each day, we find similar curve shapes for different days at the same altitude. These results justify a posteriori our assumption of time stationarity. The main feature of these curves is the increase of the flux towards lower energies.

To compare theory and experiment, we then calculated the photoelectron fluxes for the geophysical conditions that existed during the observations. The results of these calculations did not show the sharp flux increase at low energies and consequently lead to an overestimate of the plasma line intensities and an under underestimate of the energy Q_e given to the thermal electrons. We expect that the behaviour of the model calculations is similar to that of the other existing photoelectron flux programs. In particular, this program has been compared with another under a variety of conditions and similar results were obtained (LEJEUNE, 1979). The absence of the flux increase below 4 eV in the numerical calculations explains the underestimate of the energy Q_e in this case and would explain the underestimate often found in the literature.

It is now necessary to develop the theoretical study of the flux in the transition region from the thermal electron distribution to the photoelectron distribution to explain the inferred flux.

TABLE CAPTIONS

TABLES 1 - 4 :

Measured parameters (E_t , E_ϕ , T_p , f , n_e , χ -zenith angle)
for 13.11.73, 23.01.74, 26.02.74, 03.04.74.

TABLE 5 :

The fluxes F_o and energies E_o obtained for the maxwellian model for the days which were studied.

TABLE 6 :

Measured and calculated parameters (F_o , E_o ; n_e , T_e , T_i , n_o , n_{O2} , n_{N2} , L_{ei} , L_{ee} , Q_{epl} , Q_{eis}) for the respective day and hours.

TABLE 7 :

Total fluxes, mean energies and KT_p values obtained by numerical calculations for respective days and times, comparatively to total maxwellian flux and measured KT_p .

T A B L E 1

13.11.73

$$\langle F_{10.7} \rangle = 93.4 \quad A_p = 10 \quad K_p = 24.5$$

H(km)	E_t eV	E_ϕ eV	T_p eV	χ	f MHz	$n(10^5 \text{ cm}^{-3})$	Time (UT)
225	.125	2.85	1.60	87	5.63	3.93	16h1'
225	.124	2.55	1.27	88	5.33	3.52	16h8'
225	.122	2.36	1.25	89	5.13	3.26	16h15'
225	.118	2.10	1.25	90	4.84	2.9	16h23'
225	.116	1.94	1.01	91	4.65	2.68	16h26'
225	.113	1.72	.67	92	4.38	2.38	16h30'
300	.111	1.62	.23	98.5	4.4	2.4	
300	.103	1.62	.19	100			17h18'
300	.099	1.62	.18	100.4			

T A B L E 2

23.1.74

$F_{10.7} = 81.3$

$A_p = 4$

$K_p = 8.5$

H	E_t	E_ϕ	T_p	χ	f	n_e	Time (UT)
225	.169	2.69	1.19	70.3	5.47	3.71	14h6'
	.167	3.01	1.56	71.5	5.76	4.16	14h19'
	.165	3.54	1.69	72.7	6.25	4.89	14h30'
	.164	3.75	1.75	73.6	6.46	5.17	14h40'
	.157	3.08	1.55	79.1	5.84	4.26	15h26'
	.155	3.07	1.61	80	5.85	4.24	15h32
250	.17	2.48	.75	81.6	5.33	3.52	15h44'
	.169	2.49	.64	82.7	5.34	3.51	15h51'
	.168	2.18	.32	83.9	5.00	3.16	15h59'
	.166	2.11	.36	84.9	4.91	2.99	16h7'
	.164	2.04	.29	86.1	4.83	2.89	16h14'
	.163	1.94	.22	86.9	4.71	2.77	16h20'

T A B L E 3

26.2.74

$F_{10.7} = 80.8$

$A_p = 28$

$K_p = 32$

H	E_t	E_ϕ	T_p	χ°	f(MHz)	$n(10^5 \text{ cm}^{-3})$	Time (UT)
250	.132	2.81	1.41	89	5.67	4	17h21'
250	.129	2.82	1.45	90	5.67	4	17h26'
250	.123	2.58	1.14	91	5.43	3.66	17h34'
250	.112	2.35	1.03	92	5.18	3.33	17h4'
250	.105	2.19	1.01	93	5.	3.1	17h46'

T A B L E 4

3.4.74

$$\langle F_{10.7} \rangle = 78.8$$

$$A_p = 39$$

$$K_p = 35.5$$

H	E_t	E_ϕ	T_p	χ	f(MHz)	$n(10^5 \text{ cm}^{-3})$	Time (UT)
250	.113	4.96	2.36	74	7.35	7.03	16h44'
250	.112	4.88	2.34	75	7.47	6.92	16h49'
250	.112	4.57	2.54	76	7.23	6.48	16h55'
250	.111	4.3	2.46	77.2	7.01	6.09	17h2'
250	.109	4.13	2.35	78.4	6.87	5.85	17h9'
250	.109	4.06	2.30	79.5	6.81	5.75	17h15'
250	.106	4.12	2.15	80.7	6.86	5.83	17h23
250	.106	4.33	2.27	81.7	7.04	6.14	17h27'

T A B L E 5

Day	Alt (km)	χ	$F_0 (10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1})$	E_0 (eV)
13.11.73	225	87-92	12 ± 3	~ 2
13.11.73	300	98.5-100.5	10 ± 5	?
23.1.74	225	70-80	25 ± 5	1.9
23.1.74	250	82-87	18 ± 6	?
26.2.74	250	89-92	4 ± 3	?
3.4.74	250	74-82	~ 15	~ 3.5

T A B L E 6

Day	Alt km	X	F_o $10^8 \frac{-2: -1}{cm \cdot sec}$	E_o eV	n_{e3} $10^5 cm^{-3}$	T_e OK	T_i OK	n_{O-3} cm^{-3} 10^{-10}	n_{O2-3} cm^{-3} 10^{-8}	n_{N2-3} cm^{-3} 10^{-9}	L_{ei} $eVcm^{-3} \cdot sec^{-2}$	L_{en}	Q_{epl}	Q_{eis}
13.11.73	225 16h23	90°	12	2	2.9	1370	800	.24	.35	.55	454	1246	450	1700
23.01.74	225 14h19	72°	25	1.9	4.16	1950	800	.24	.35	.55	1114	3894	1420	5008
23.01.74	250 15h44	82	18°	?	3.5	1955	770	.14	.13	.23	806	1732	?	2543
26.02.74	250 17h46	93	4	?	3.1	1218	800	.17	.19	.32	444	618	?	1062
03.04.74	250 16h44	74°	15	3.5	7.03	1320	880	.17	.21	.34	2151	1319	780	3470

T A B L E 7

Date	Altitude (km)	Time (UT)	χ	Total flux (calculation) (10^{8-2-1} cm ² sec ⁻¹)	Mean energy (calculat.) (eV)	Total flux (maxwell. model) (10^{8-2-1} cm ² sec ⁻¹)	KT_p measure (eV)	KT_p (calculation) (eV)	E_ϕ	$\frac{KT_p \text{ (calc.)}}{KT_p \text{ meas}}$
13.11.73	225	16.23	90°	34.0	10.0	12+3	1.25	2.2	2.10	1.76
	300	17.18	100°	3.9	8.7	10-5	0.20	0.25	1.62	
23. 1.74	225	14.19	72°	97.0	9.4	25+5	1.56	3.4	3.01	2.18
	250	15.44	82°	76.0	10.0	18+6	0.75	1.65	2.48	2.20
26. 2.74	250	17.46	93°	18.0	11.0	4-3	1.01	2.5	2.19	2.48
3. 4.74	250	16.44	74°	67.0	11.0	~ 15	2.36	4.0	4.96	1.69

FIGURE CAPTIONS

Figure 1 :

Observed T_p intensities and phase energies on 13.11.73 at 225 km.

Figures 2a, 3a, 4a, 5a, 6a.

Measured T_p values vs. plasma frequencies f_p .
Comparison of the observed T_p 's and the theoretical curves given by a maxwellian model for selected values of F_o and E_o respectively for 13.11.73 and 23.01.74 at 225 km, 23.01.74, 26.02.74 and 03.04.74 at 250 km.

Figures 2b, 3b, 4b, 5b.

The theoretical curves $F_o(E_o)$ given by the model for each of the data points for each day

Figure 6b.

Theoretical curves $F_o(\chi)$ given by the model for $E_o = 3, 4, 5$ eV for 03.04.74 at 250 km.

Figure 7.

Theoretical curves $F_o(E_o)$ for each of the data points for 13.11.73 at 300 km.

Figures 8, 9, 10, 11.

Comparison between the flux distribution obtained by numerical calculations and by solution of differential equation.

- (— — — —) thermal maxwellian distribution
- (-.-.-.-.-) solution of differential equation
- (-----) numerical calculations.

Figure 12.

Comparison between total fluxes obtained by maxwellian model and by numerical calculations.

Figure 13.

Comparison of theoretical and measured T_p values, for chosen points and days.

REFERENCES

- ASHIHARA O., and K.TAKYANAGI - Velocity distribution of ionospheric low-energy electrons.
Planet. Space Sci., 22, 1201, 1974.
- ASHIHARA O. and TAKAYANAGI K. - Velocity distribution of ionospheric low-energy electrons.
Report of Ionospheric and Space Research in Japan. Vol. 27,
p. 65, 1973.
- BANKS. P. - Collision frequencies and energy transfer : electrons.
Planet. Space Sci., Vol. 14, p. 1085, 1966.
- BAUER P., LEJEUNE G., PETIT M. - Thermal coupling between the upper F2 region and the magnetosphere ; heat fluxes and energy production.
Planet. Space Sci., Vol. 18, pp1447, 1970.
- CARLSON H.C., WICKWAR V.B., MANTAS G.P. - The plasma line revisited as an aeronomical diagnostic ; suprathermal electrons, solar EUV, electron-gas thermal balance.
Geoph. Research letters, vol. 4, N° 12, 1977.
- CICERONE R.J. - Photoelectrons in the ionosphere : radar measurements and theoretical computations.
Rev. Geophys. Space Phys., vol. 12, 259; 1974
- DOERING, J.P., W.G. FASTIE and P.D. FELDMAN - Photoelectron excitation of N_2 in the day airglow.
J. Geophys. Res. 75 (25), 4787, 1970.
- DOERING J.P., W.K. PETERSON, C.O.BOSTROM and J.C. ARMSTRONG - Measurements of low energy electrons in the day airglow and day side auroral zone from Atmosphere Explorer C.
J. Geophys. Res. 80 (28), 3934, 1975.

- HEROUX - Electron densities between 110 and 300 km derived from solar EUV fluxes of August 23, 1972.
J. Geophys. Res., Vol. 79, p. 5237, 1974.
- HOEGY W.R. - Ambient electron heating rate.
Paper presented at the IAGA/IAMAP symposium AGU, Seattle, Aug. 1977.
- LEJEUNE G., W. KOFMAN - Photoelectron distribution determination from plasma line intensity measurements obtained at Nancy (France).
Planet. Space Sci., Vol. 25, p. 123, 1977.
- LEJEUNE G. - "Two stream" photoelectron distributions with interhemispheric coupling : a mixing of analytical and numerical methods.
Planet. Space Sci., Vol. 26, 1979.
- LEJEUNE G. - Photoelectrons et bilan énergétique des électrons dans l'ionosphere diurne.
Thèse de Doctorat, Paris VI, 1973.
- MANTAS G.P. - Theory of photoelectron thermalization and transport in ionosphere.
Planet. Space Sci., Vol. 23, 337, 1975.
- MANTAS G.P. and J.G.G. WALKER - The penetration of soft electrons into the ionosphere.
Planet. Space Sci., 24, 409, 1976.
- SALPETER E.E. - Phys. Rev., Vol. 122, 1663, 1961.
- SCHUNK R.W. and A.F. NAGY - Electron temperature in the F region of the ionosphere. Theory and observation.
Rev. of Geoph. and Space Phys., vol. 6, 355, 1978.
- YNGVESSON K.O. and F.W. PERKINS - Radar THOMSON Scatter Studies of Photoelectrons in the Ionosphere and LANDAU Damping.
J. Geophys. Res. 73, 97, 1968.

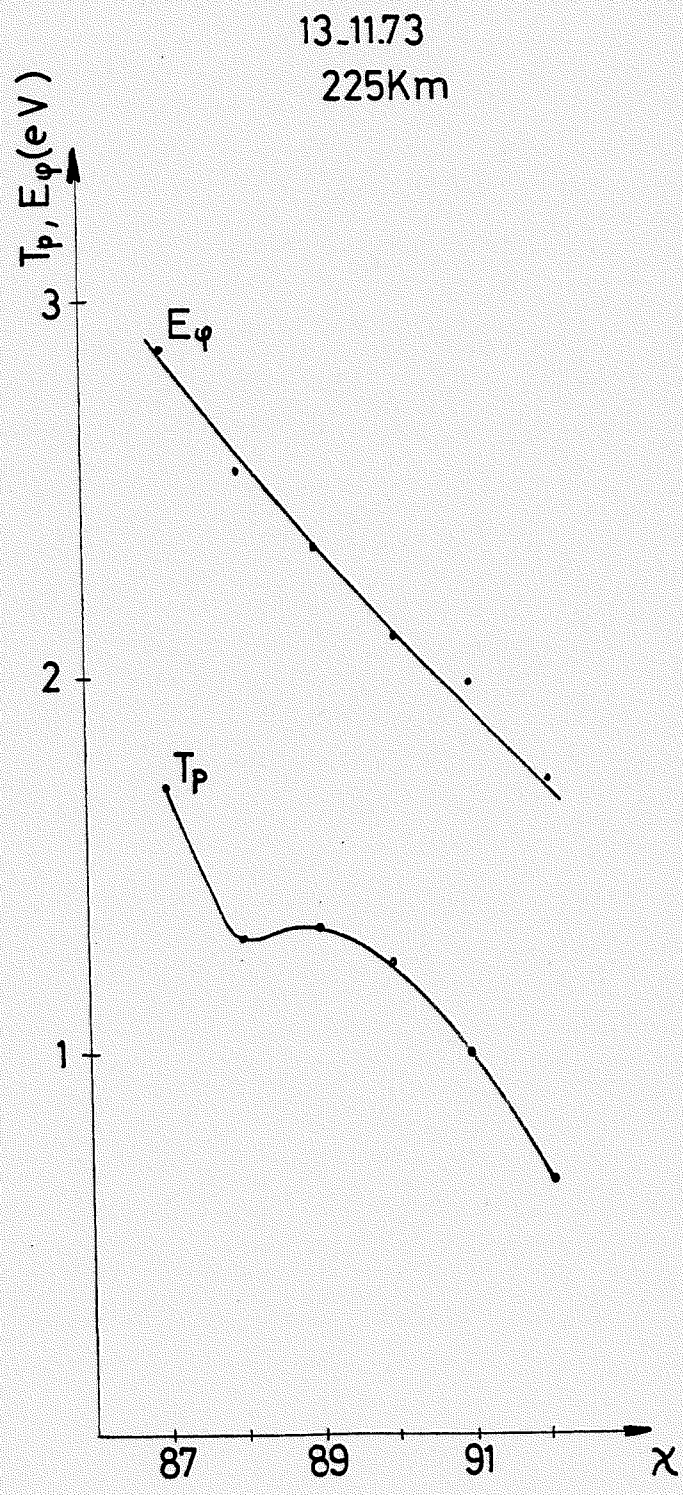


FIG 1

13.11.73
225Km

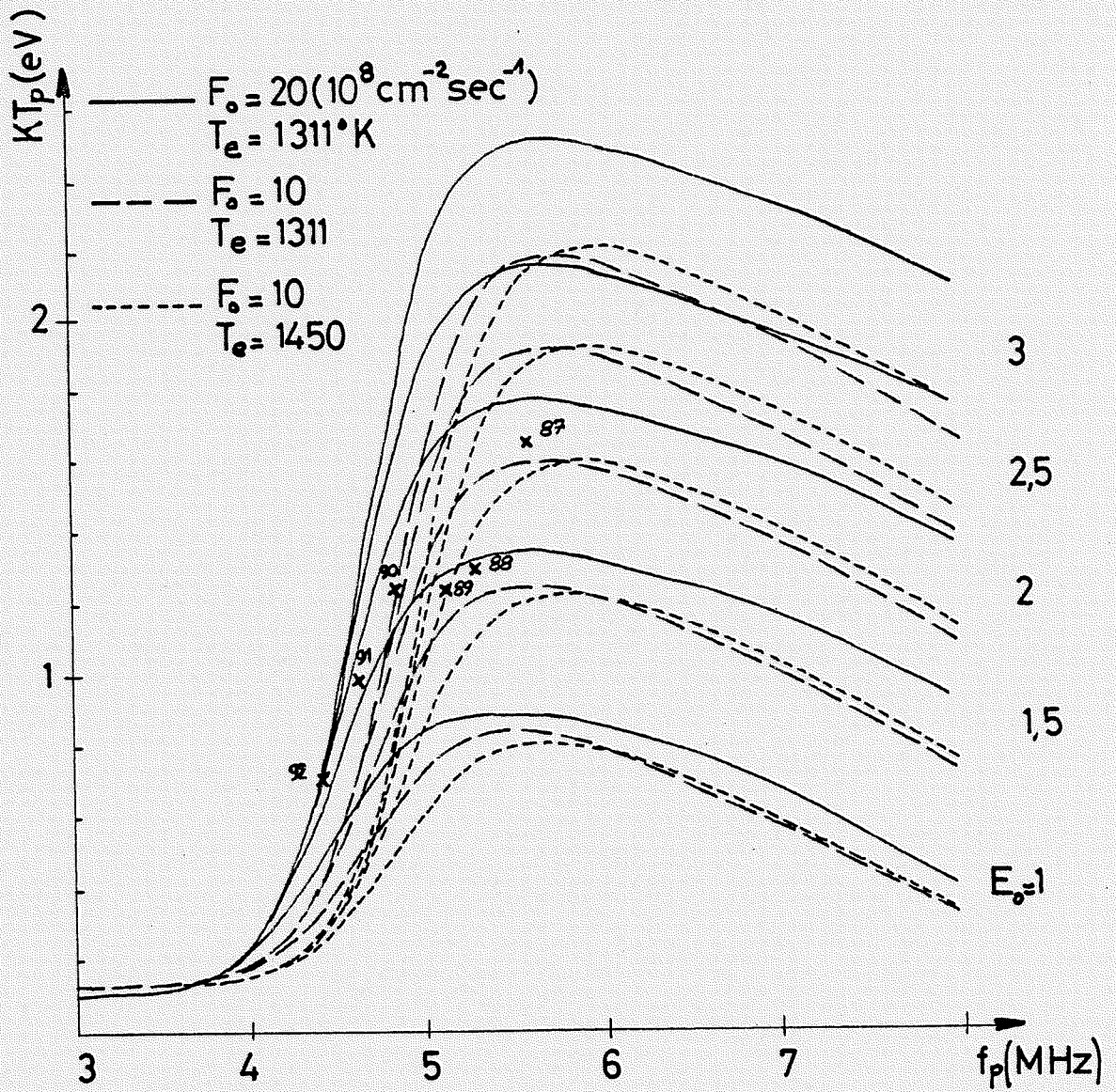


FIG 2a

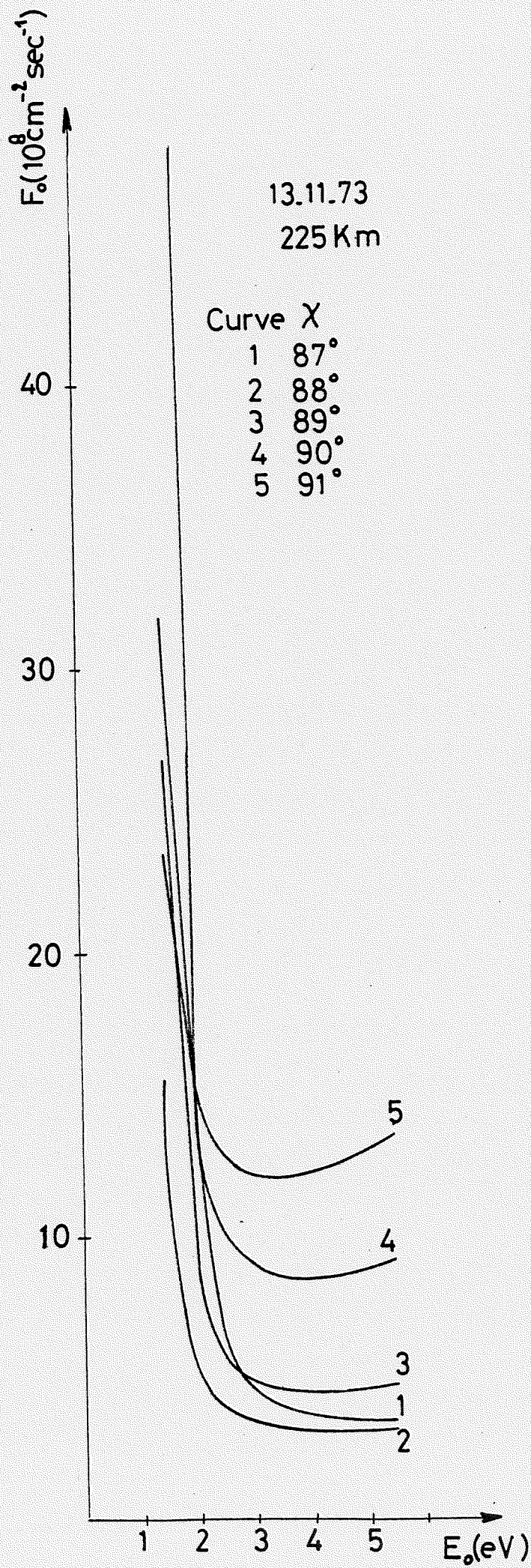


FIG 2b

23.1.74
225 Km

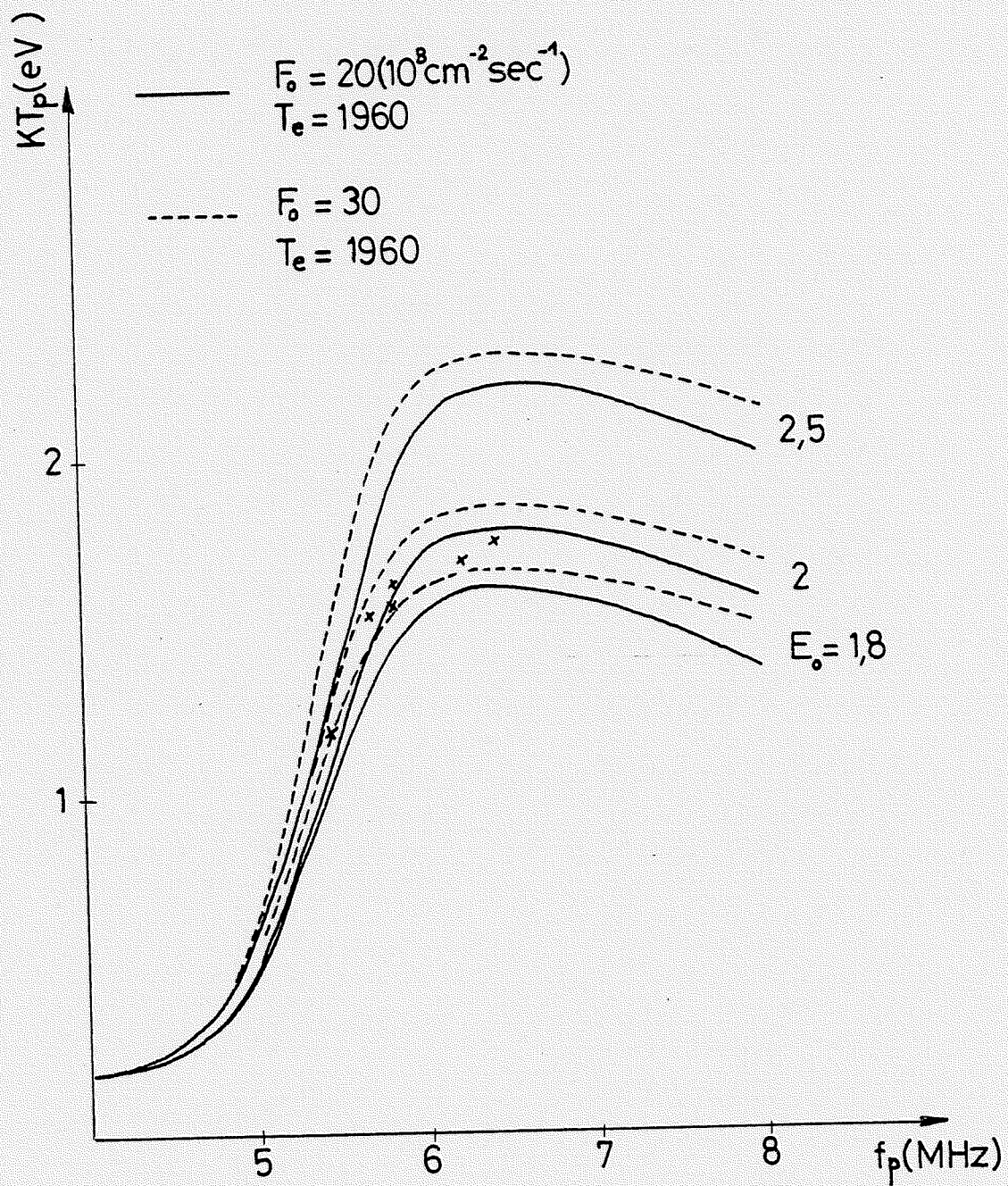


FIG 3a

23.1.74

225Km

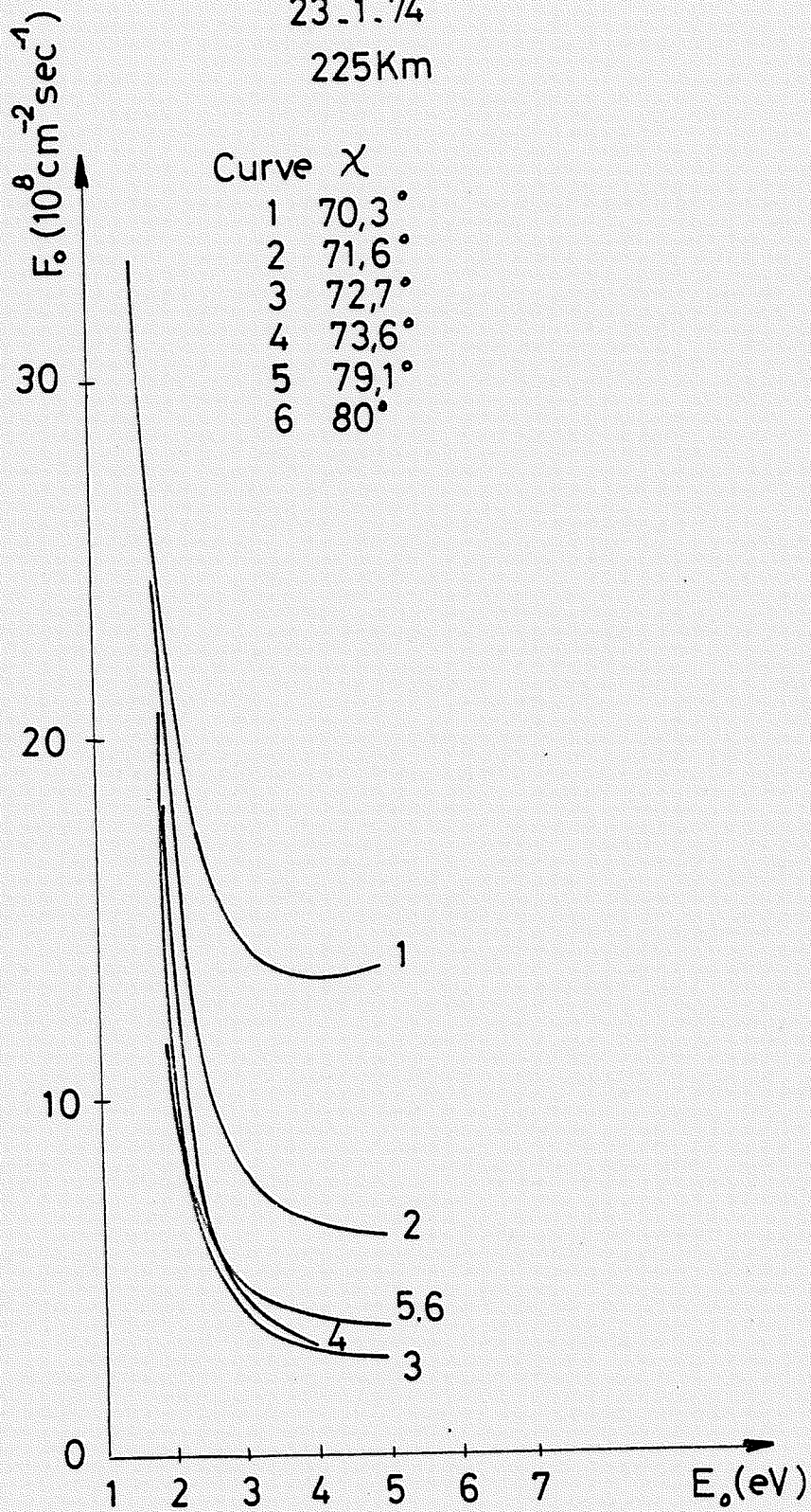


FIG 3b

23_1.74
250Km

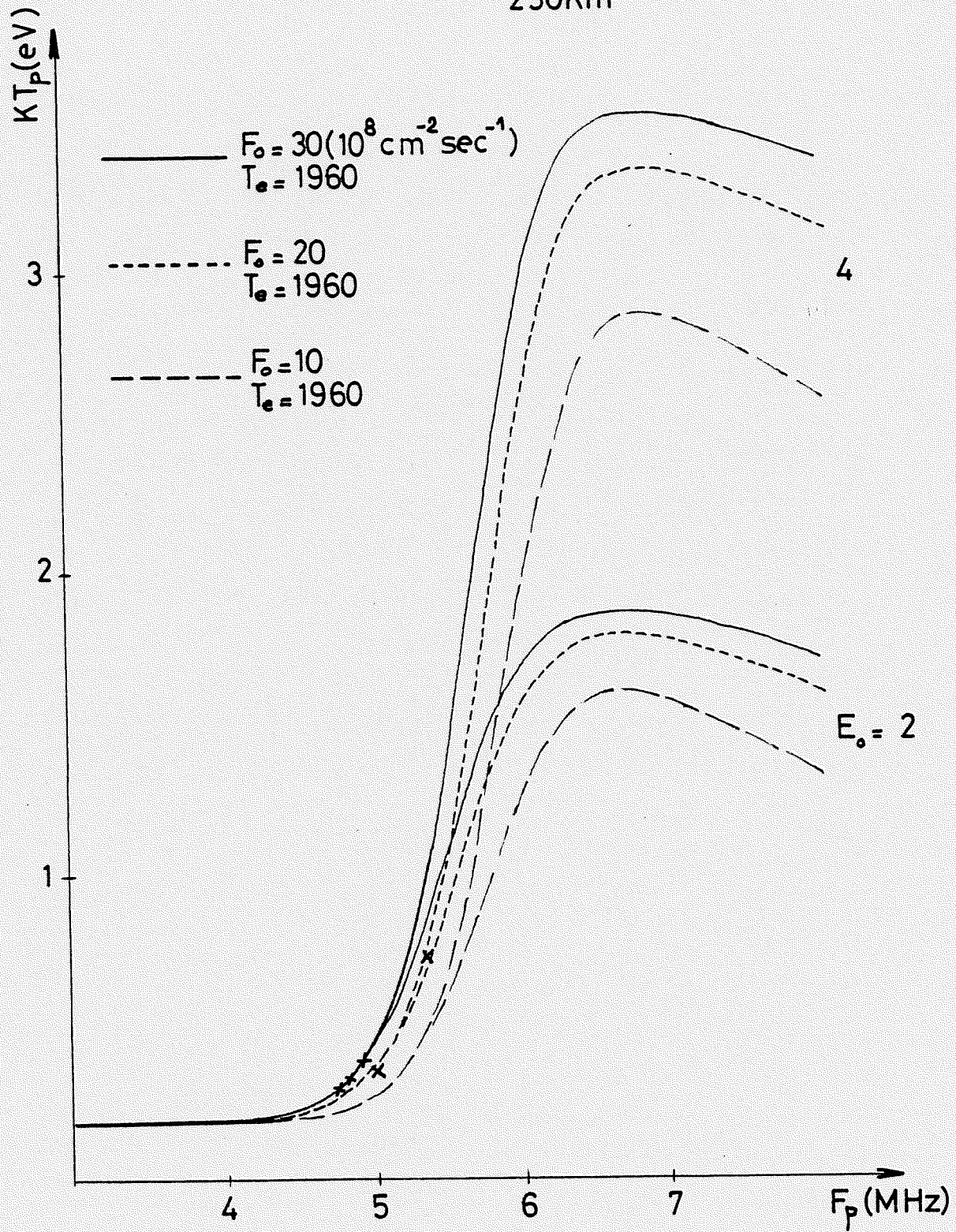


FIG 4a

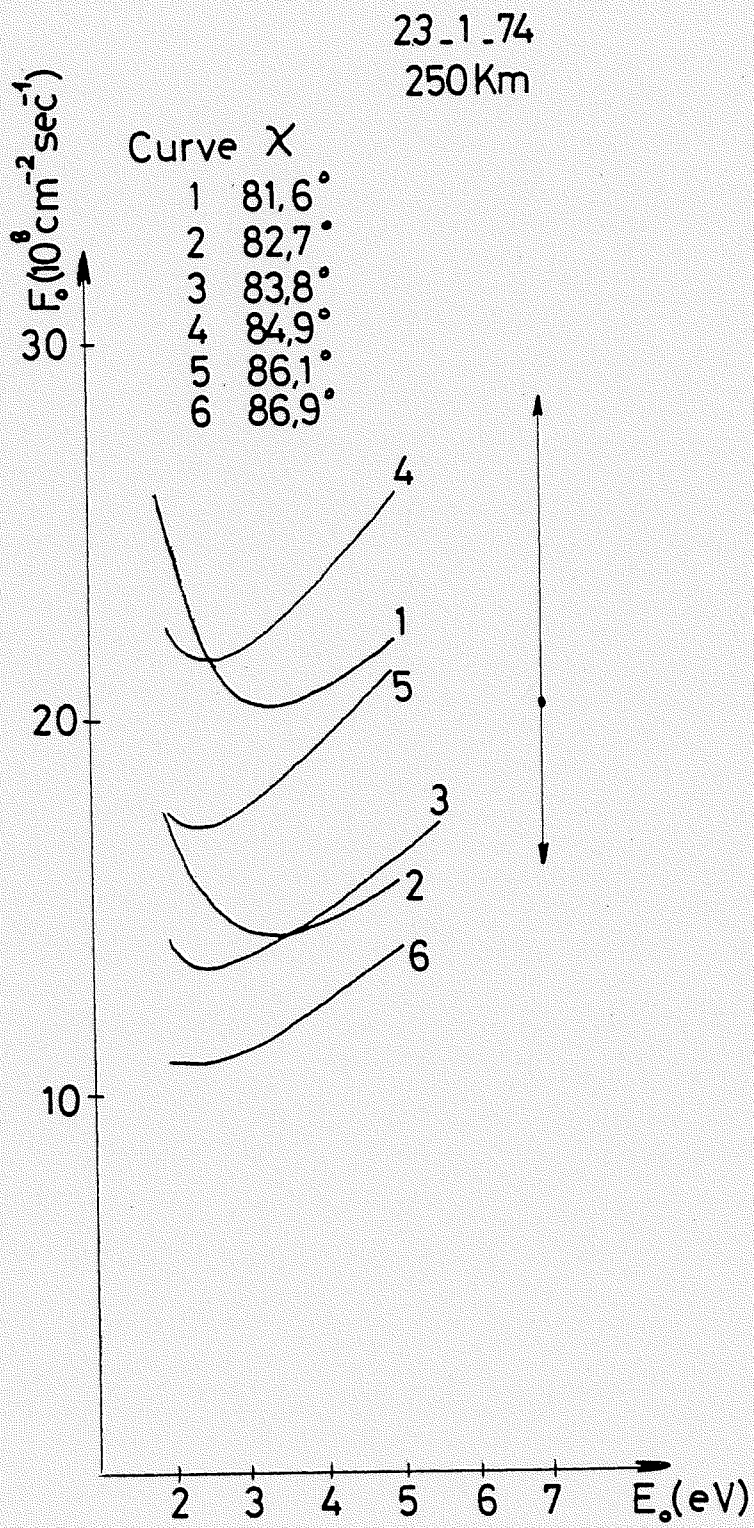


FIG 4b

26 . 2 . 74
250Km

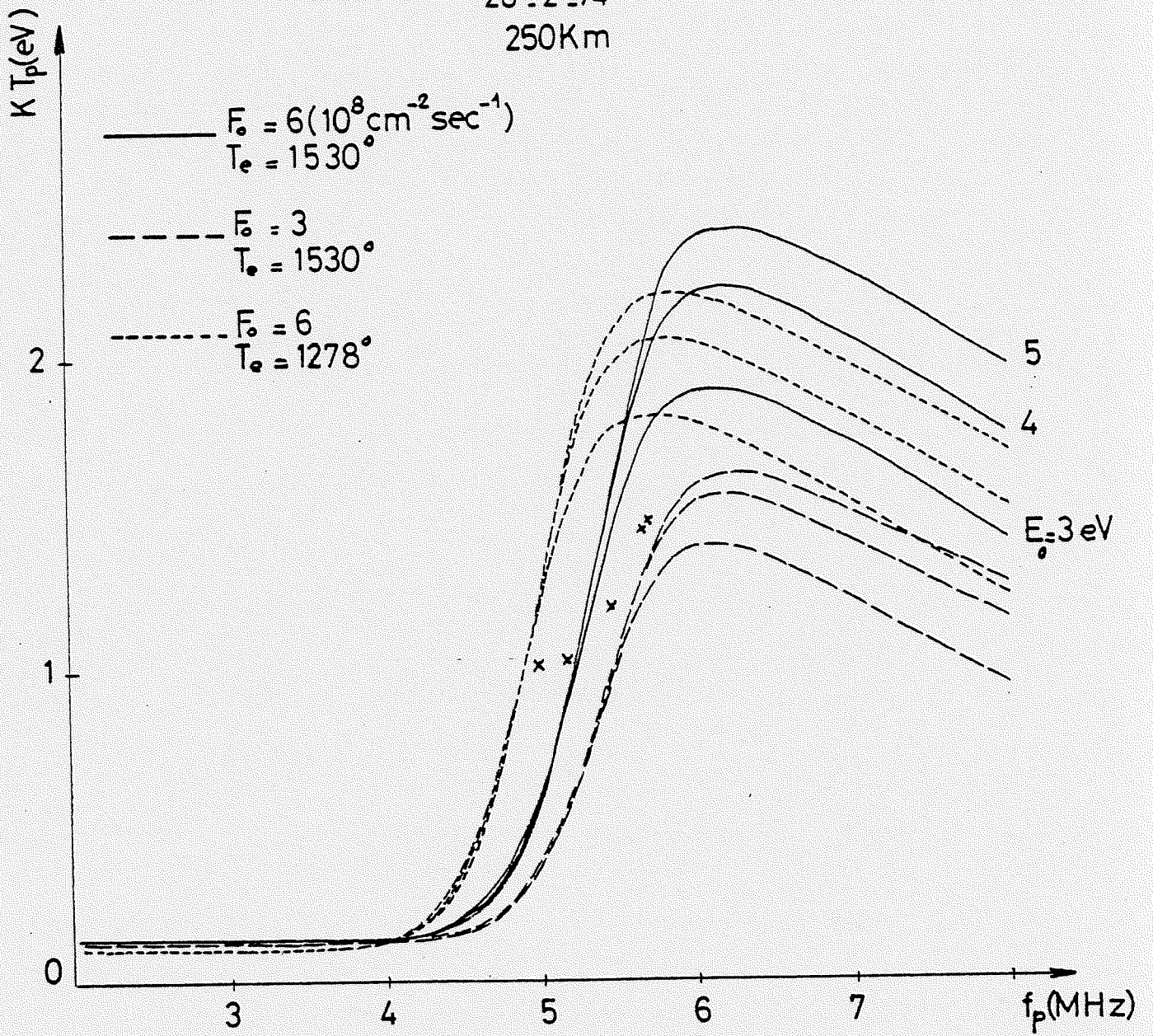


FIG 5a

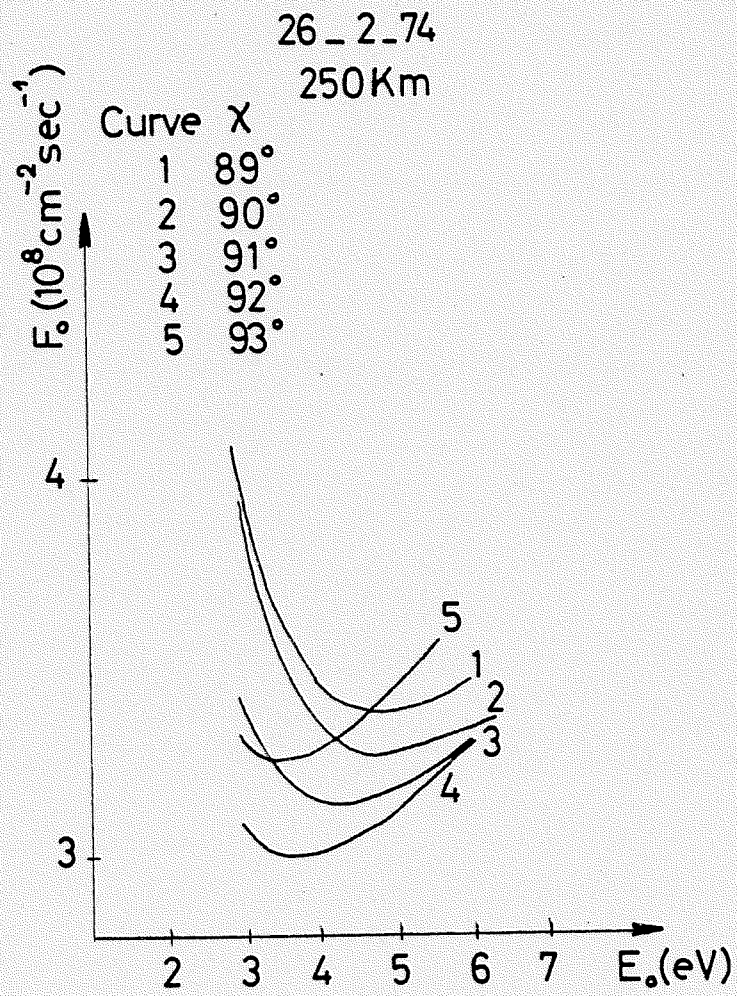


FIG 5b

3.4.74
250 Km

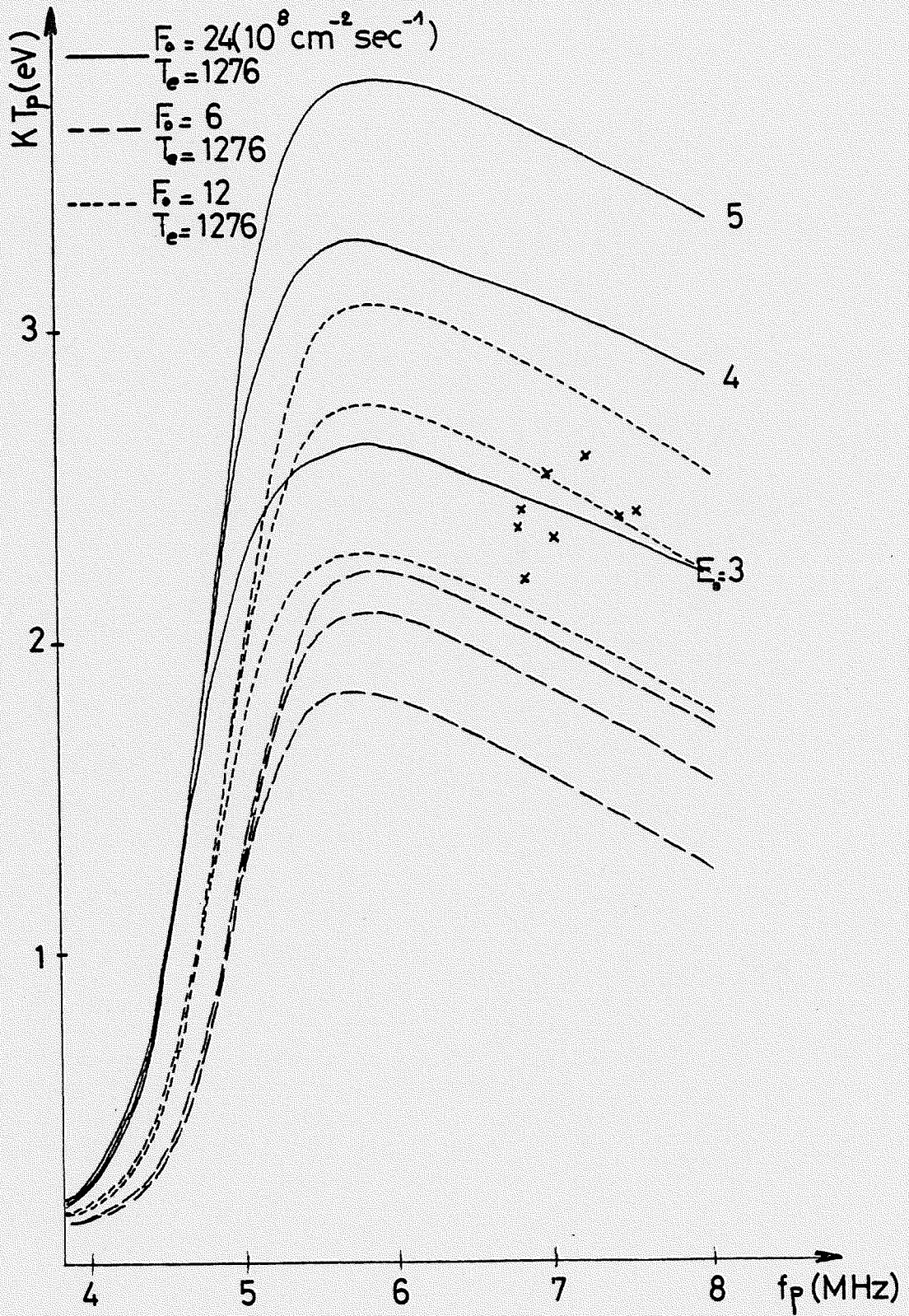


FIG 6a

3-4-74
250 Km

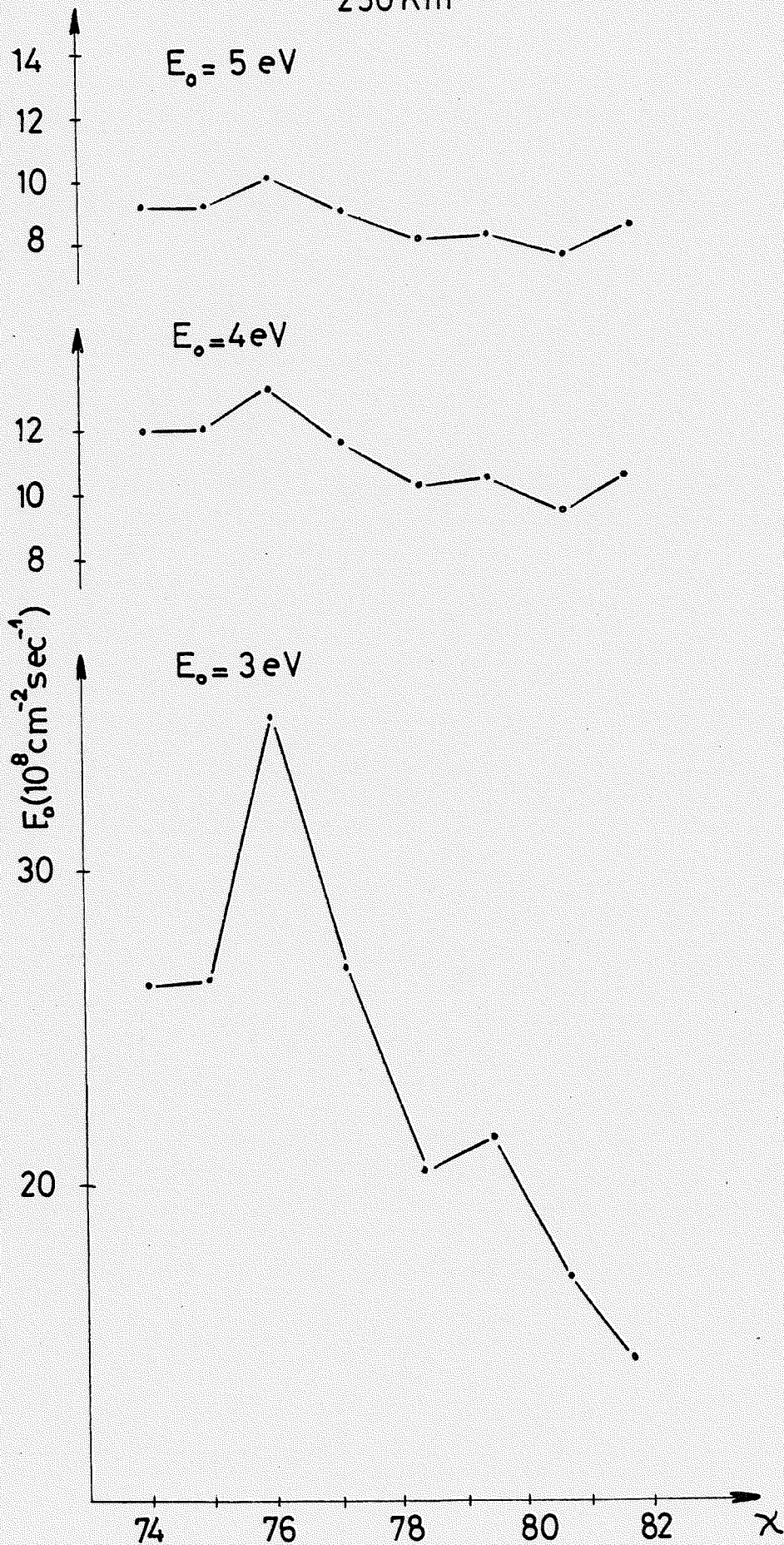


FIG 6b

13.11.73

300Km

Curve χ

1 98,5°

2 100°

3 100,1°-100,4°

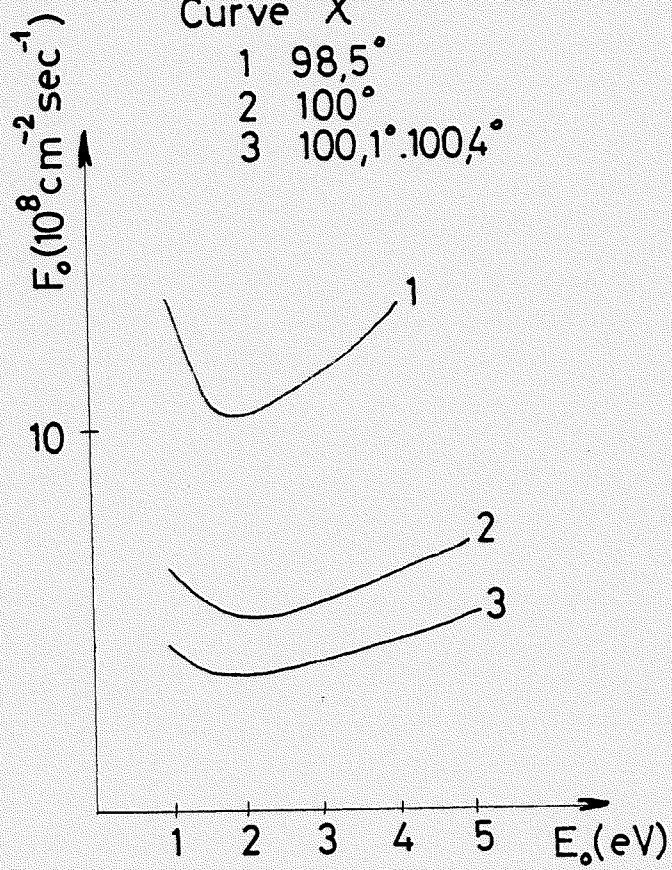


FIG 7

FIG 8

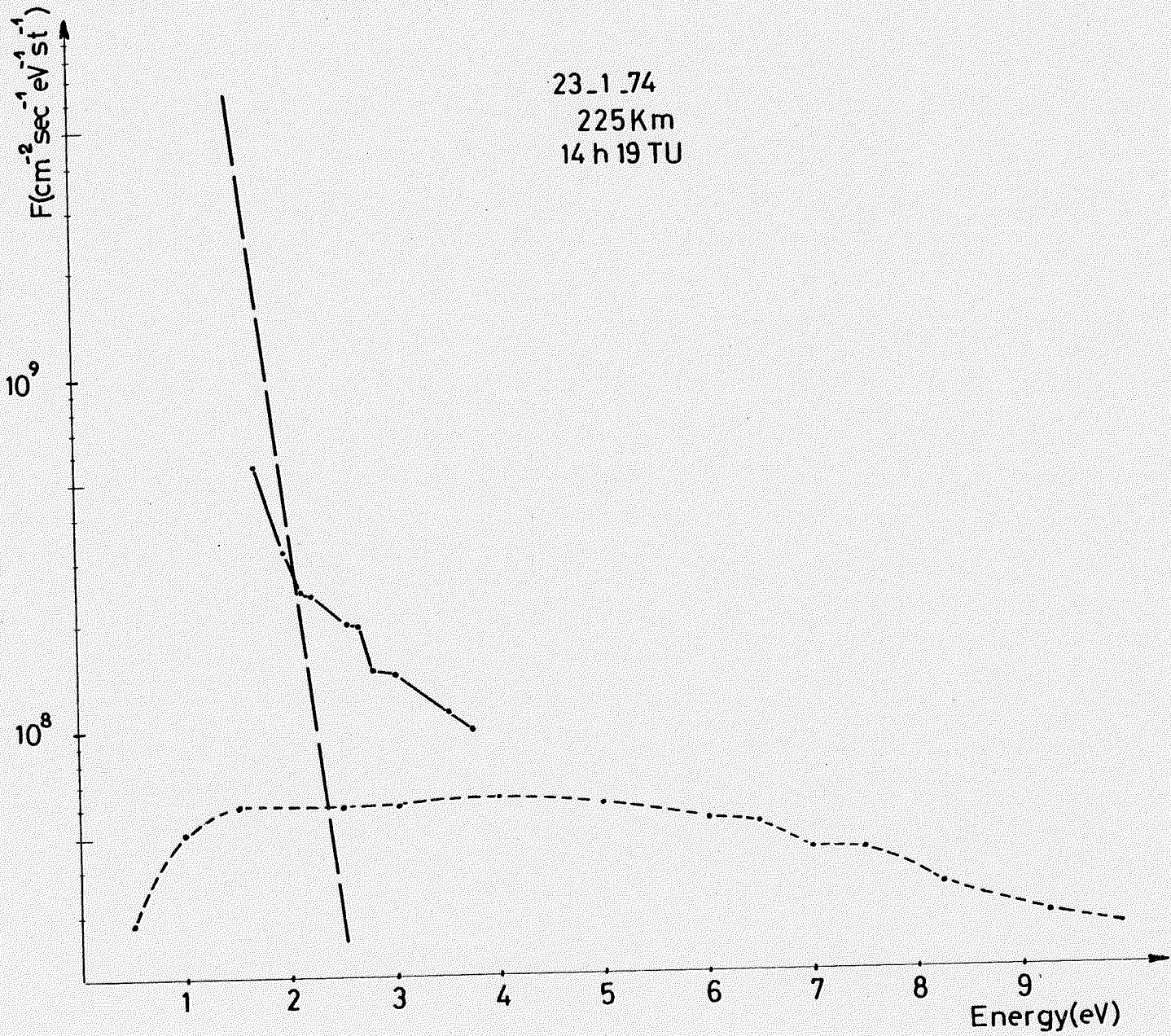
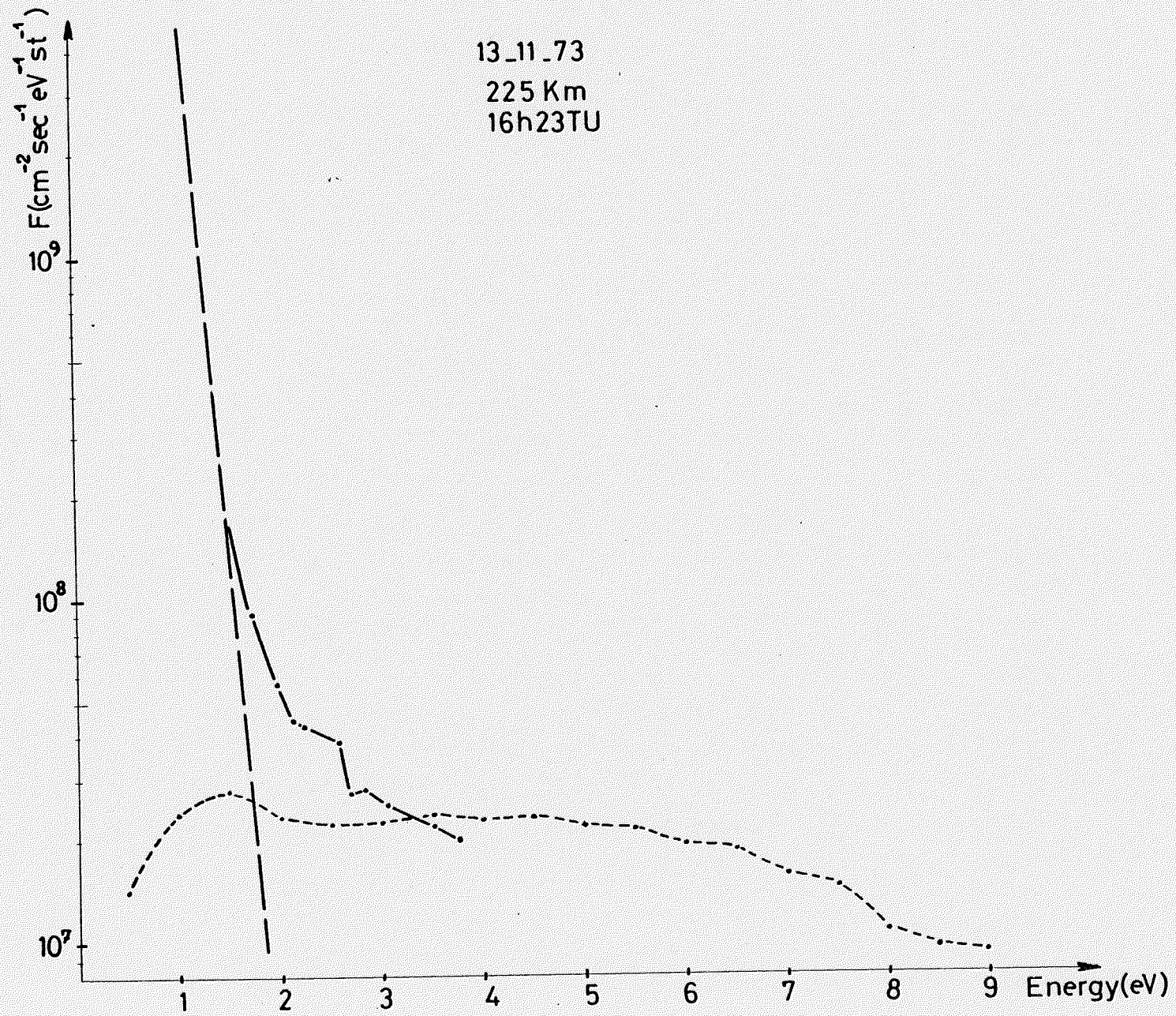


FIG 9



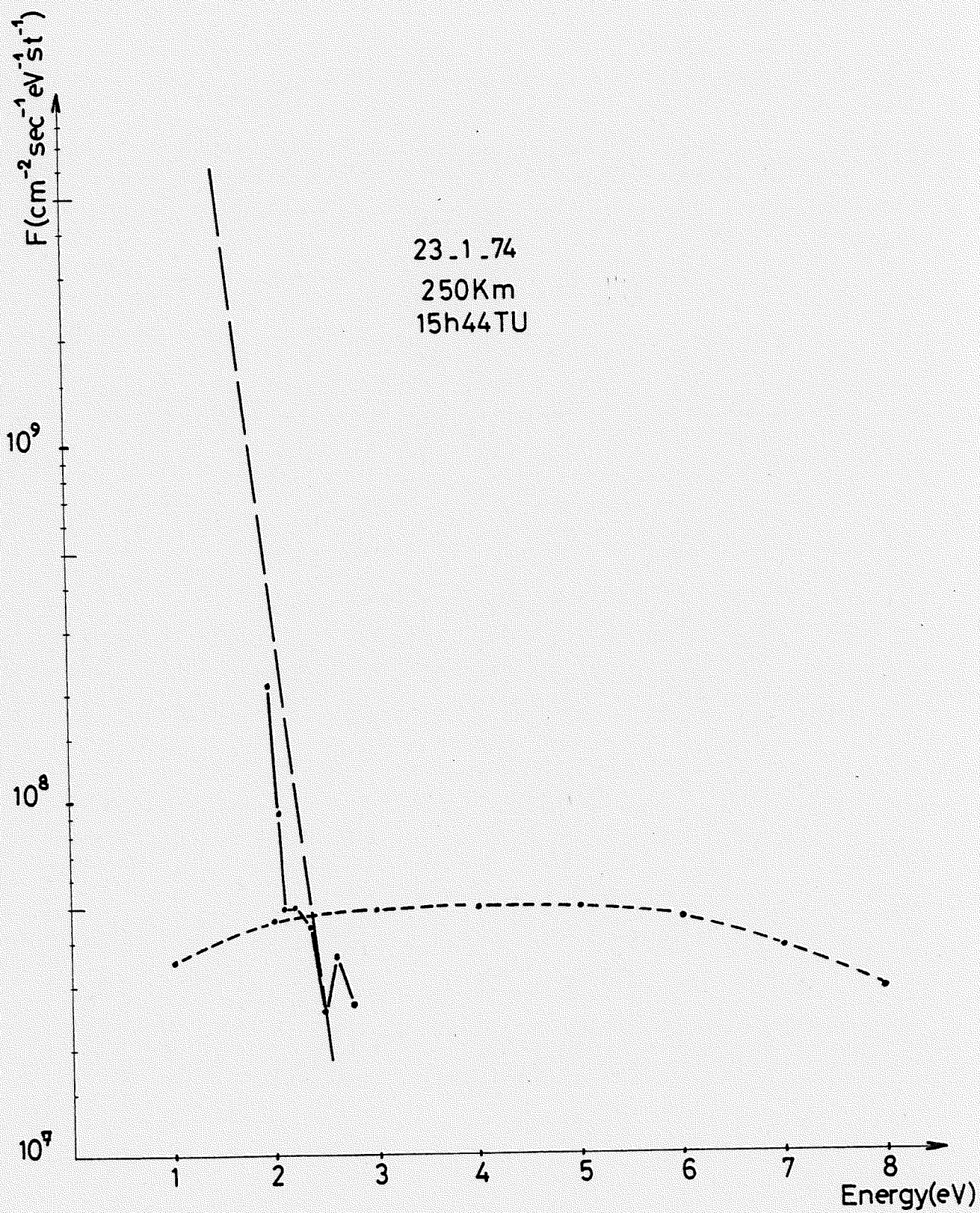


FIG 10

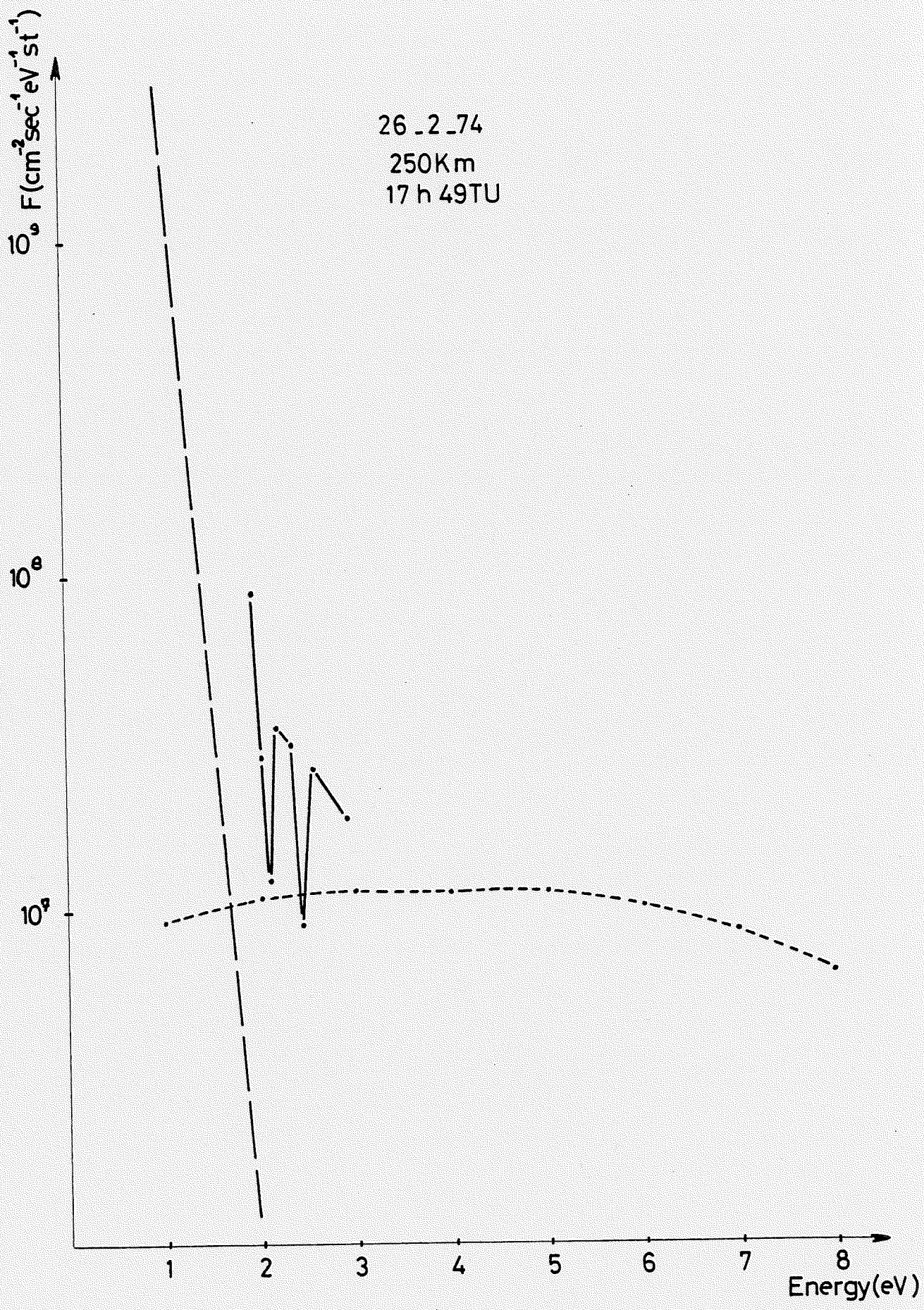


FIG 11

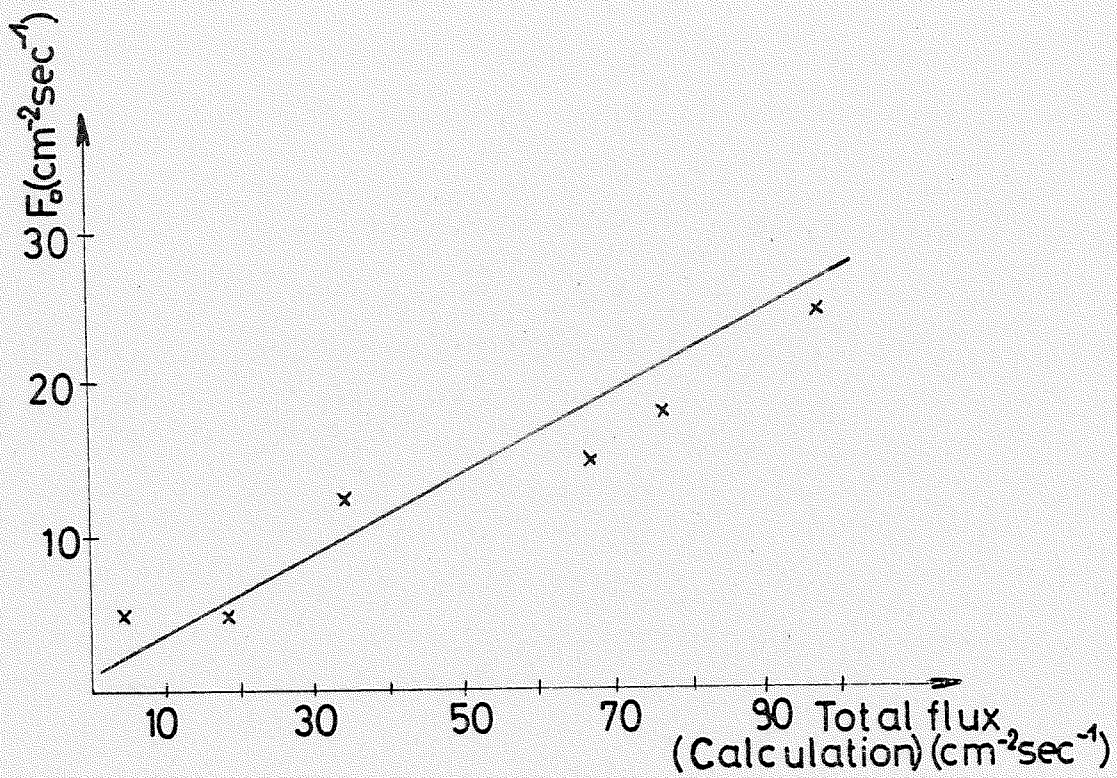


FIG 12

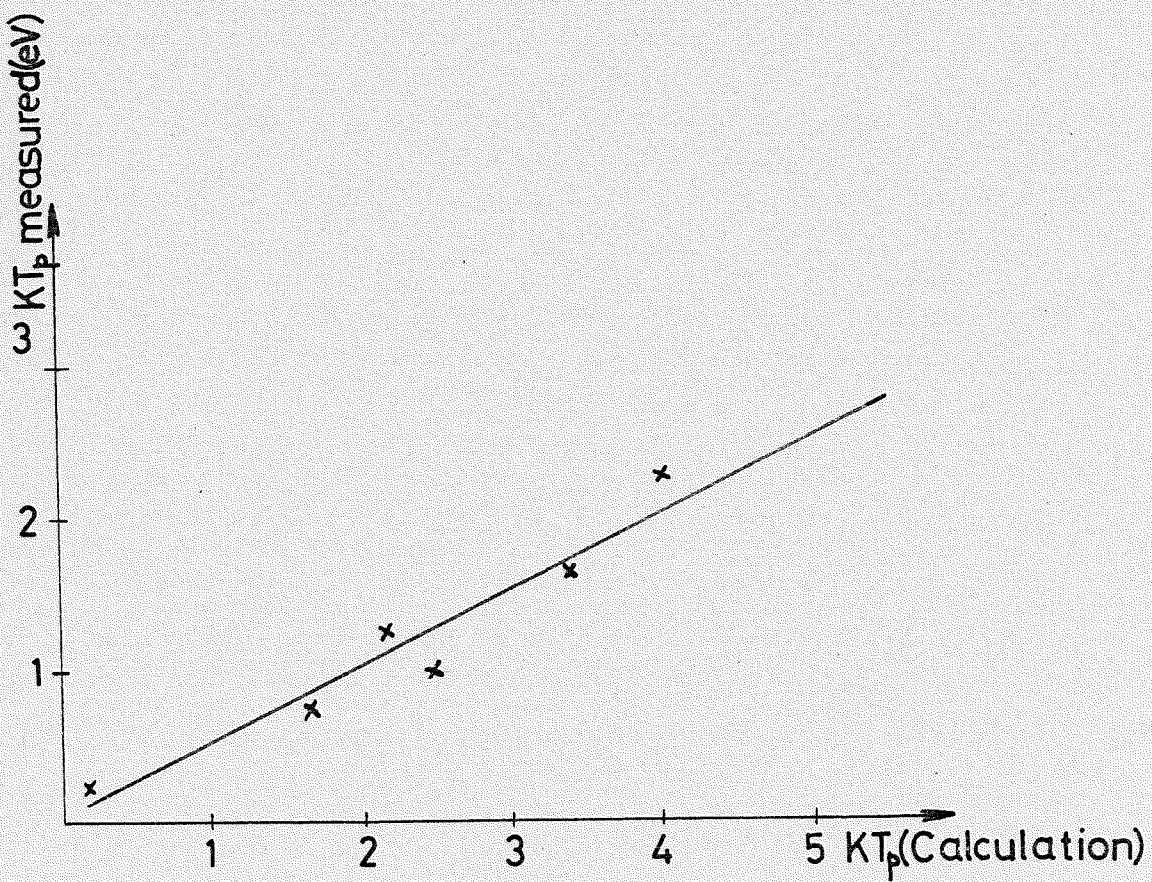


FIG 13

chapitre 4

CHAPITRE 4

TENTATIVE D'EXPLICATION DU COMPORTEMENT
DU FLUX DE PHOTOELECTRONS EN BASSE ENERGIE

TENTATIVE D'EXPLICATION DU COMPORTEMENT
DU FLUX DE PHOTOELECTRONS EN BASSE ENERGIE

INTRODUCTION

Dans l'article 3 nous avons montré que le flux de photoélectrons déduit des mesures des raies de plasma doit augmenter quand l'énergie diminue, dans la zone de 1 à 4eV et les altitudes de 200 à 250 km.

Les mesures de DOERING (1970) et SHARP et HAYS (1973) montrent le même comportement. Par contre les calculs numériques de flux ne le montrent pas. Nous avons discuté les raisons possibles de ces différences dans le chapitre précédent de ce travail.

Dans ce qui suit nous étudions le flux de photoélectrons à basse énergie en ne séparant pas le gaz d'électrons en deux, électrons thermiques et photoélectrons, comme cela a été fait dans les travaux cités ci-dessus.

Nous évaluons l'influence du traitement à un seul gaz sur les flux calculés à basse énergie.

EQUATION DE BOLTZMANN

L'ionosphère terrestre peut être décrite par un ensemble d'équations cinétiques des gaz. Si on suppose que les distributions de particules neutres sont connues et MAXWELLIENNES et de plus que la fonction de distribution des ions est aussi MAXWELLIENNE, le système d'équations se réduit à une équation décrivant la distribution des électrons.

$$(1) \quad \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla_r + \frac{e}{m} (\vec{E} + \frac{\vec{V}}{c} \times \vec{B}) \cdot \nabla_v \right] f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{prod}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{pert}}$$

où $f \frac{dv}{dv} \frac{dr}{dr}$ est le nombre d'électrons dans le volume $V (\vec{r} + d\vec{r}, \vec{v} + d\vec{v})$,

$(\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{prod}}$ est le taux de production des électrons dans le volume V, production par photoionisation

$(\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{coll}}$ est le taux de changements de f dû aux collisions ; collisions élastiques, excitations, déséxcitations, ionisations des neutres et les collisions élastiques, électron-électron, électron-ion,

$(\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{perte}}$ est le taux de pertes d'électrons ; recombinaison, attachement,

\vec{E} et \vec{B} sont les champs totaux électrique et d'induction.

L'équation (1) est une équation non linéaire, intégrodifférentielle. Sa solution analytique est impossible. Moyennant certaines approximations JASPERSE (1975), ASHAHARI et TAKAYANAGI (1973) ont obtenu la solution numérique dans l'intervalle d'énergie de 0 à 8eV. Notre travail consistera à évaluer le taux de production nécessaire pour obtenir l'augmentation du flux de photoélectrons à basse énergie (déduite à partir de mesures des raies de plasma (article 4)). Les publications de JASPERSE (1975) et ASHAHARI et TAKAYANAGI (1974) ne permettent pas de se rendre compte de l'importance de cet effet, dans la mesure où les résultats présentés représentent la somme électrons thermiques plus photoélectrons.

APPROXIMATIONS ET HYPOTHESE

a) Nous négligeons dans le calcul les effets de transport, ce qui est tout à fait justifié pour les altitudes de 200 à 250km ($V \cdot \nabla_{\vec{r}} f \approx 0$) et pour les énergies de 1 à 4eV (le libre parcours des électrons rapides est petit).

b) Nous supposons la distribution stationnaire. La constante de temps de thermalisation des électrons énergétiques étant de l'ordre du dixième de seconde et la constante de temps des électrons dans l'état non stationnaire plus petite qu'une seconde, cette hypothèse est justifiée ($\frac{\partial f}{\partial t} \approx 0$).

c) Nous négligeons l'effet du champ magnétique et électrique et supposons la fonction de distribution des électrons isotrope. Cette approximation est valable dans la gamme d'altitude étudiée d'après ASHIHARA et TAKAYANAGI (1974)

d) Le processus de collision le plus important dans le domaine d'énergie de 1 à 4eV est celui des collisions électron-électron. Ces collisions relaxent par elles-mêmes vers une distribution MAXWELLIENNE, s'il n'y a pas de processus opposé. Le rapport collision électron-ion à électron-électron est égal à

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ei} / \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ee} \sim \frac{m_e}{M_i} \sim 1/10000$$

où m_e masse d'électrons, M_i masse d'ions.

donc nous ne tiendrons pas compte des collisions électrons-ions.

En réalité pour des altitudes de l'ordre de 250 km, l'effet de ces collisions joue un rôle important dans la détermination de la température électronique, mais nous ne faisons pas un calcul self consistant de cette température. D'autres effets collisionnels sont également négligeables pour les altitudes de 200 à 250 km ; ils deviennent importants seulement au dessous de cette région (JASPERSE 1975).

e) Le domaine d'énergie que nous étudions se situant entre 1 et 4eV, les processus de pertes d'électrons ne sont pas importants : en effet les section efficaces de recombinaison et d'attachement sont significatives seulement dans la zone de 0 - .5eV.

L'équation que nous allons étudier est donc :

$$(2) \quad \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ee} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{prod} = 0$$

où $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ee}$ est le taux de changement dû aux collisions électron-électron

La zone d'énergie que nous étudions étant de 1 à 4eV nous incluerons dans le taux de production les productions par photoionisation et par cascade provenant des énergies supérieures

SOLUTION APPROXIMATIVE DE L'EQUATION DE BOLTZMAN

Nous transformons l'équation (2) en représentation énergétique utilisant la transformation $v^2 f dv dr d\Omega = F dE d\Omega dr$

$$(3) \quad \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{ee} + Q(E) = 0$$

$$(4) \quad \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{ee} = \frac{v_{ee} E^{3/2}}{2ne} \frac{\partial}{\partial E} \left[I_0^\circ \frac{F}{\sqrt{E}} + \frac{2E}{3} (I_2^\circ + J_{-1}^\circ) \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{F}{\sqrt{E}} \right) \right]$$

avec $I_0^\circ = 4\pi \int_0^E F(E') dE' \quad I_2^\circ = \frac{4\pi}{E} \int_0^E E' F(E') dE'$

$$J_{-1}^\circ = 4\pi \sqrt{E} \int_E^\infty \frac{F(E')}{\sqrt{E'}} dE'$$

v_{ee} - fréquence de collision, n_e - densité électronique

$Q(E)$ - production en $(eV^{-1} cm^{-3} sec^{-1} str^{-1})$

Nous résoudrons cette équation dans le domaine d'énergie $E \gg E_M$ où

$$E_M = \frac{\int_0^\infty F(E') E' dE'}{\int_0^\infty F(E) dE} \quad \text{- énergie moyenne}$$

L'énergie moyenne du gaz d'électrons composé des électrons thermiques et des photoélectrons est proche de l'énergie thermique ($E_t \approx KTe$), donc E compris entre 1 et 4eV remplit l'inégalité $E \gg E_M$ pour les énergies E_t typiques (.1 - .2eV)

Pour $E \gg E_M$ nous obtenons :

$$I_0^o = 4\pi \int_0^E F dE \approx 4\pi \int_0^\infty F dE = n_e$$

$$I_2^o \approx \frac{E_M}{E} n_e \quad \text{et} \quad J_{-1}^o \approx 0$$

L'équation (3) se réduit dans ce cas à une équation différentielle ordinaire

$$A. \frac{\partial}{\partial E} \left[n_e \frac{F}{\sqrt{E}} + \frac{2E_M n_e}{3} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{F}{\sqrt{E}} \right) \right] + Q(E) = 0$$

pour $E \geq E_{\text{Min}} \gg E_M$

avec $A = \frac{v_{ee} E^{3/2}}{2n_e}$ et $v_{ee} = 16\pi(e^2/m^2)\ln\lambda \times n/V^3$ V - vitesse

d'où en introduisant $P(E) = \int_E^\infty Q(E') dE'$ ($\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-2} \text{str}^{-1}$) :

$$F(E) = \sqrt{E} e^{-\frac{3}{2} \frac{E}{E_M}} \left[\int_{E_{\text{Min}}}^E \frac{3}{2n_e E_M A} e^{\frac{3}{2} \frac{E'}{E_M}} P(E') dE' + C \right]$$

En intégrant par parties, nous obtenons :

$$F(E) = \sqrt{E} \cdot \frac{1}{n_e A} P(E) + \left(C - \frac{1}{n_e A} e^{\frac{3}{2} \frac{E_{\text{Min}}}{E_M}} P(E_{\text{Min}}) \right) \sqrt{E} e^{-\frac{3}{2} \frac{E}{E_M}} \\ + \frac{1}{n_e A} \sqrt{E} \int_{E_{\text{min}}}^E e^{-\frac{3}{2} \frac{(E-E')}{E_M}} Q(E') dE'$$

$$\approx \sqrt{E} \frac{1}{n_e A} P(E) + \frac{\sqrt{E}}{n_e A} Q(E) \cdot \frac{2E_M}{3} + \left(C - \frac{1}{n_e A} e^{\frac{3}{2} \frac{E_{Min}}{E_M}} P(E_{Min}) \right) \sqrt{E} e^{-\frac{3}{2} \frac{E}{E_M}}$$

Le premier terme de cette équation correspond à la solution classique quand on considère deux gaz, électrons thermiques et photoélectrons, Le deuxième terme représente la correction due au traitement à un seul gaz ; son influence est relativement faible car

$$\frac{\int_E^{\infty} Q(E') dE'}{E_M Q(E)} \gg 1$$

Enfin, la distribution des électrons thermiques est décrite par le troisième terme.

Le rapport de la constante C et de $\frac{1}{n_e A} e^{\frac{3}{2} \frac{E_{Min}}{E_M}} P(E_{Min})$ est de l'ordre de 100 pour $n_e \approx 310^5 \text{ cm}^{-3}$, $E_M = .2 \text{ eV}$, $P(E_{Min}) = 100$

En conclusion de cette partie, nous pensons que le comportement du flux à basse énergie peut s'expliquer uniquement par une augmentation de la production par photoionisation et par cascade dans cette zone d'énergie, car nous venons de voir que considérer l'ensemble des électrons comme un seul gaz a une faible influence sur le flux (pour l'énergie $E \gg E_M$ et l'altitude 200 à 250 km). Dans le chapitre suivant nous modéliserons le flux obtenu par les mesures des raies de plasma et calculerons directement la production nécessaire en introduisant le modèle dans l'équation (1).

CALCUL DIRECT

Nous résoudre maintenant l'équation suivante de la manière directe

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{ee} = - \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{\text{reste}} - \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{\text{prod}} - \left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{\text{perte}}$$

$\left(\frac{\partial F}{\partial t} \right)_{\text{reste}}$ est le taux de changement de F dû aux collisions élastiques excitation, désexcitation et ionisation avec les neutres et

aux collisions électron-ion. $(\frac{\partial F}{\partial t})_{coll} = (\frac{\partial F}{\partial t})_{reste} + (\frac{\partial F}{\partial t})_{ee}$

Nous calculons la partie gauche de cette équation à partir de la formule (4), en modélisant le flux obtenu par les mesures de raie de plasma et le flux obtenu par le calcul analytique ($E > 3$ eV) (article 3) par une somme de trois fonctions maxwelliennes qui les approchent au mieux.

La partie droite de cette équation représente la production $Q(E)$ nécessaire pour produire le flux ainsi modélisé. Cette partie représente non seulement la somme de production par photoionisation et par cascade comme c'était le cas précédemment, mais aussi les taux de changements de F que nous avons négligés dans le chapitre précédent.

La figure 1 montre cet ajustement pour le jour 13.11.1973 à 225 km (article 3). La formule décrivant le flux ajusté est :

$$(5) \quad \phi(E) = 3.710^{13} E e^{-E/E_1} + 1.710^{10} E e^{-E/3} + 2.10^7 E e^{-E} + .1210^8 E e^{-E/5}$$

(cm⁻² sec⁻¹ eV⁻¹ str⁻¹)

Le premier terme correspond aux électrons thermiques, les autres au flux de photoélectrons.

Dans le cas de la modélisation par la somme des MAXWELLIENNES le calcul de $(\frac{\partial F}{\partial t})_{ee}$ est possible d'une manière analytique. La fonction de distribution et les éléments de $(\frac{\partial F}{\partial t})$ s'écrivent ;

$$F(E) = \frac{n}{2\pi^{3/2} (E_1)^{3/2}} \sqrt{E} \exp(-E/E_1)$$

n - densité, E_1 - énergie caractéristique

$$J_{-1}^{\circ} = \frac{2n}{\sqrt{\pi E_1}} \cdot \sqrt{E} \exp(-E/E_1)$$

$$I_{\circ}^{\circ} = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \left(-\sqrt{\frac{E}{E_1}} \exp(-E/E_1) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{ERF}\left(\sqrt{\frac{E}{E_1}}\right) \right)$$

13.11.73

225 km $\chi = 90^\circ$

1/ Flux thermique.

2/ Flux obtenu à partir des raies de plasma
et du calcul numérique.

3/ Modèle analytique du flux .

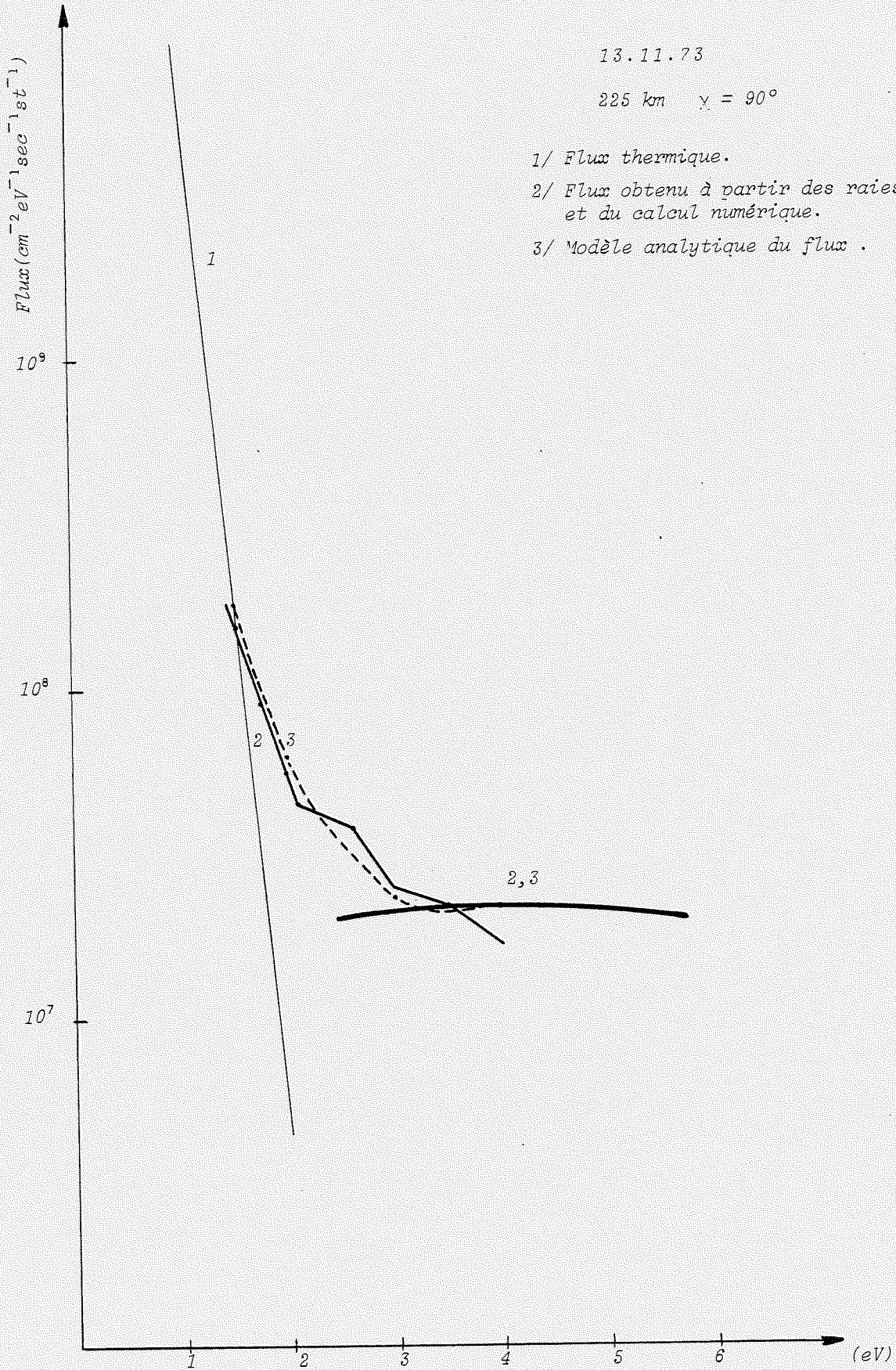


FIGURE 1

$$I_2^{\circ} = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \left[- \left(\sqrt{\frac{E}{E_1}} + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{E_1}{E}} \right) \exp \left(- \frac{E}{E_1} \right) + \frac{3}{4} \sqrt{\pi} \frac{E_1}{E} \operatorname{ERF} \left(\sqrt{\frac{E}{E_1}} \right) \right]$$

$$\operatorname{ERF}(x) = \int_0^x \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} dx$$

La production $Q(E)$ obtenue pour le modèle décrit par l'équation (5) a été portée sur la figure 2. Nous l'avons comparée à la production $Q_1(E)$, composée aussi du terme de production et de taux de changements, obtenue par le programme de G.LEJEUNE (1979) pour le même jour 13.11.1973.

La différence entre $Q(E)$ et $Q_1(E)$ représente l'augmentation nécessaire de la production par photoionisation et par cascade des énergies supérieures, pour pouvoir expliquer le flux mesuré par les raies de plasma.

Nous avons supposé que les taux de changements dans $Q(E)$ et $Q_1(E)$ sont les mêmes, ce qui est une approximation car le calcul de LEJEUNE (1979) étant self consistant, ses taux de changements mènent à un flux différent de celui obtenu par les mesures de raies. Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, ces taux de changements sont faibles, donc ils joueront encore moins sur la différence.

On peut voir sur la figure 2 que l'augmentation de la production doit être de $450 \text{ (cm}^{-3} \text{ eV}^{-1} \text{ sec}^{-1})$ à 2eV et $10 \text{ (cm}^{-3} \text{ eV}^{-1} \text{ sec}^{-1})$ à 3eV.

Nous avons discuté dans l'introduction de ce travail, les causes possibles de sous-estimation de flux à basse énergie, mais tous ces effets ne donnent pas une augmentation de production aussi forte. Nous voyons donc que pour expliquer les flux mesuré par les raies de plasma, comme aussi les flux mesurés in situ par DOERING et al (1970), HAYS et SHARP (1973) il est nécessaire de trouver un mécanisme qui augmenterait significativement la production dans la zone d'énergie de 1 à 4eV.

13.11.73

225 km $\chi = 90^\circ$

$Q(E)$ Production à partir du modèle

$Q_1(E)$ Production du calcul numérique

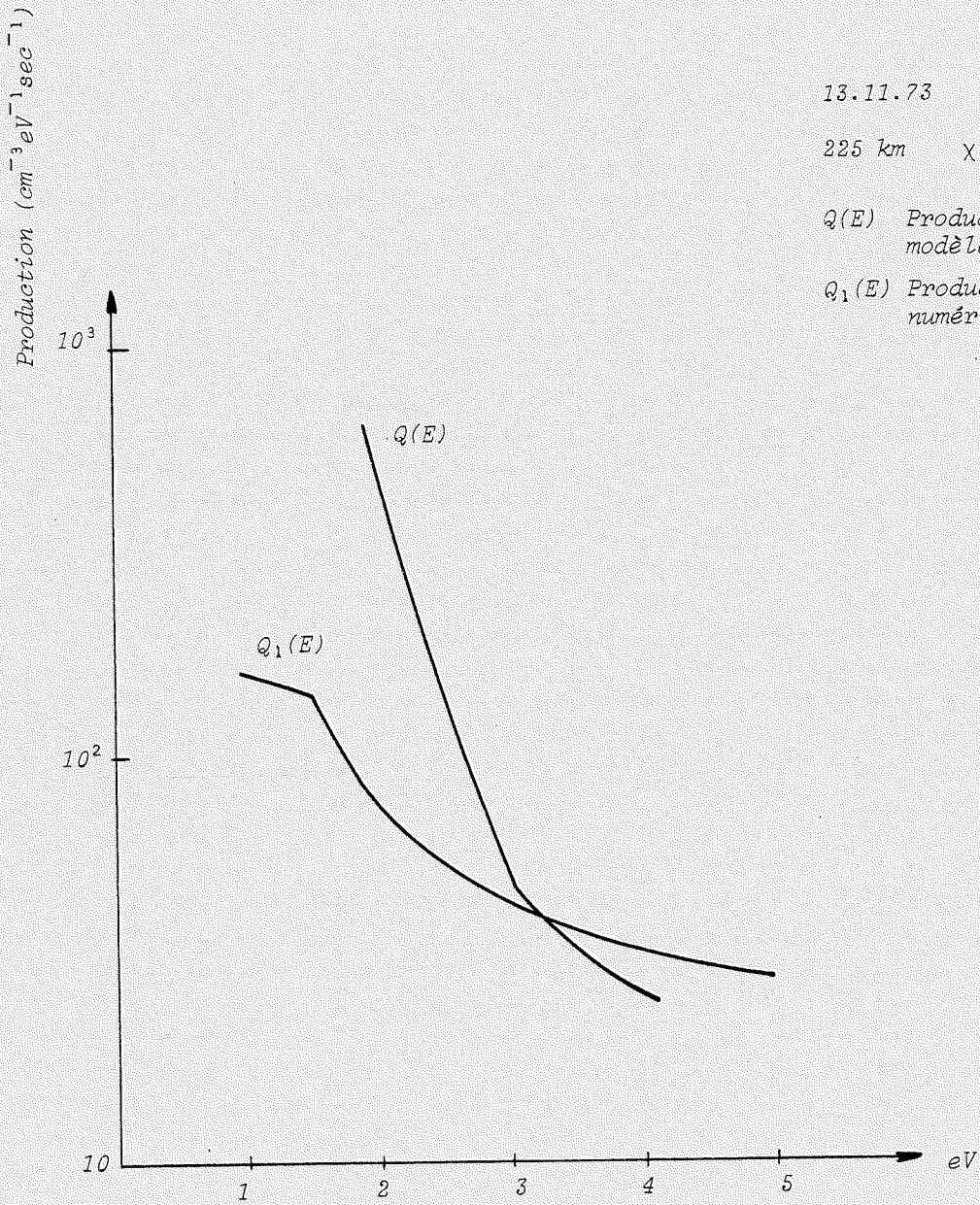


FIGURE 2

chapitre 5

article 4

PLASMA LINE MEASUREMENTS AT CHATANIKA
WITH HIGH-SPEED CORRELATOR AND FILTER BANK

AUTEURS : W. KOFMAN, V. WICKWAR

April 1979

PLASMA LINE MEASUREMENTS AT CHATANIKA
WITH HIGH-SPEED CORRELATOR AND FILTER BANK

Wlodek Kofman* and Vincent Wickwar

Radio Physics Laboratory, SRI International, Menlo Park, California 94025

*Permanent address: CEPHAG, BP 46, 38402 St. Martin d'Hères, FRANCE

ABSTRACT

In the spring and fall of 1978 an extensive series of plasma line observations were made in Chatanika, Alaska. The radar receiving system was extensively modified to enable a large variety of both plasma line and ion component measurements to be made simultaneously. The modifications included the incorporation of a high-speed French correlator into the system. We developed the theory and obtained the first intensity measurements of the naturally occurring plasma line spectra with a correlator. We obtained measurements of the spectra with both the correlator and a plasma line filter bank under a wide variety of auroral conditions. In addition we obtained the first daytime measurements of plasma lines in the auroral region in both the E and F regions. We attempted to measure the doppler shift of the up and down shifted plasma lines so as to measure the electron drift velocity and the current parallel to the magnetic field line.

I INTRODUCTION

Most of the measurements with the Chatanika Radar have been of the ion component of the incoherent scatter spectrum. However, it is also possible to observe the electron portion, the plasma lines [Wickwar, 1978]. While plasma lines are more difficult to observe, they are important because they are a source, or potential, source of information about different parameters: the interaction of auroral primaries with the atmosphere, secondary electrons, electron-to-ion temperature ratio, and the current carried by thermal electrons.

This last spring we performed an extensive series of joint American-French plasma-line observations at Chatanika. To make the plasma line and correlative ion-component observations, the data acquisition system and observation program were extensively modified. The plasma line filter bank [Wickwar, 1978] was greatly enlarged and a high speed digital autocorrelator from Grenoble [Chabert et al., 1974] was integrated into the system.

The use of a correlator to measure the intensity or temperature spectrum of the naturally occurring plasma line is, alone, a significant advance. The technique differs in significant ways from that used for the ion component [Farley, 1969], or that used for the enhanced plasma line in the ionospheric modification experiments [Carlson et al, 1972; Kantor, 1974]. Furthermore, it goes beyond the use of a correlator to measure variations in the critical frequency [Showen, 1979].

In this paper we develop the theory for obtaining the correlator measurements in conjunction with a monostatic radar; we compare the resultant intensities with those from the filter bank; we relate variations in the spectra to variations in the auroral E-layer. In addition, we examine the possibility of deducing the current carried by ambient or thermal electrons.

II THE RADAR SYSTEM AND MEASUREMENTS

The location of the radar and the radar system has been described in several publications [Leadabrand et al., 1972; Rino, 1972; Rino et al., 1974; Baron, 1977] and reports (Burch, 1970, 1975; Dawson, 1976; Petriceks, 1976.) To make our observations, we modified the system. The principal modifications involved decreasing the sampling interval from 10 to 5 μ s, increasing the external integrator from 1024 to 2048 words, and incorporating the French autocorrelator (FAC) into the system. The resultant receiver system is shown in Figure 1. Except for the branch including the FAC, this is the system currently available for all ionospheric measurements at Chatanika.

To accommodate the changes in the system and the addition of the FAC, the observation program, ATOL [Dawson, 1976], had to be extensively modified.

This system and observing program enabled us to make an unusually complete set of measurements. We used three pulses (or set of pulses) at intervals of either 10 or 8.3 ms to obtain two different sets of power measurements and to sample with three autocorrelators. The measurements are described in Table 1. In addition, we usually switched plasma line receivers at the end of each on-line integration period (2 to 20 seconds) so as to have essentially simultaneous measurements of upshifted and downshifted plasma lines.

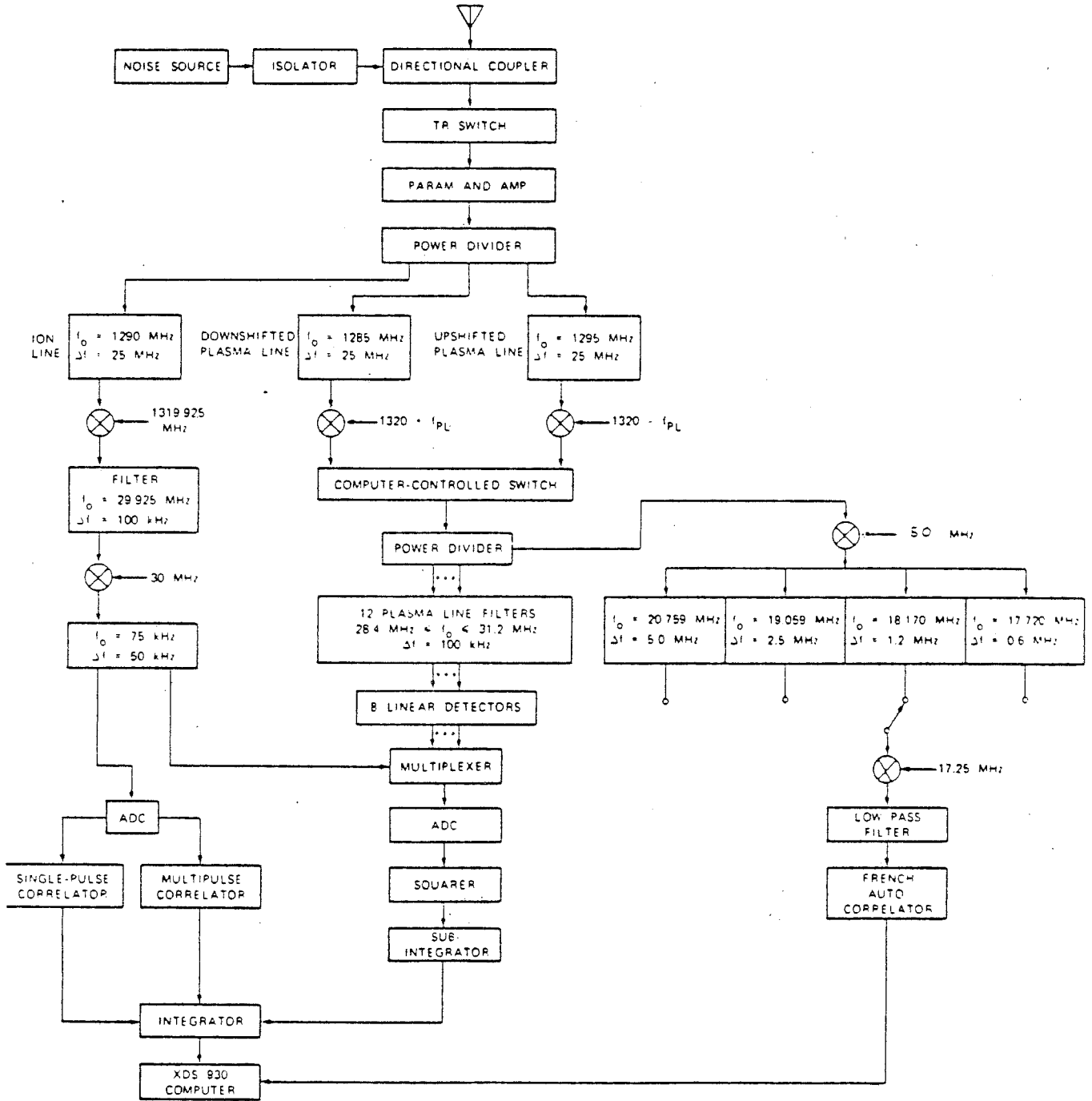


FIGURE 1

Table 1
THE MEASUREMENTS

Measurement	Pulse Length	Range Resolution	Useful Range Interval	Sampling Interval or Frequency	Number of Gates	Number of Samples/Gate	Lags	Filter Bandwidth or Equivalent Filter
Power (Density)	60 μ s	9 km	70 to 720 km	10 μ s	600 ⁵	1	--	50 kHz
Filter Bank (Plasma Line Intensities)	320	$\sim 2^2$	50 to 375	40 μ s ⁴	75 ^{4,5}	1	--	100 kHz ⁹
SPC (Temperatures and Ion Velocities)	320	$\sim 50^3$	115 to 465	10 μ s	9 ⁸	32	32	1.56 kHz
MAC (Temperatures, Collision Frequencies and Ion Velocities)	60 ¹	10	80 to 150	10 μ s	15 ⁸	33 ⁸	32 ⁸	1.56 kHz
FAC (Plasma Line Intensity Spectra)	320	$\sim 50^3$	E- and F-Region Peaks	15, 8, 4 or 2 MHz	4 ⁷	4500, 2560, 1280 or 640	256	30, 16, 8 or 4 kHz

1. A 60- μ s pulse followed one interpulse period later by a burst of three 60- μ s pulses.
2. Range Resolution = (Filter Bandpass)/(Plasma Frequency Gradient)
3. Although there are contributions from a 96-km range, the effective range resolution is much less.
4. By sampling every 5 μ s and multiplexing 8 filters, each is sampled every 40 μ s. Each of the 8 filters is sampled 75 times for a total of 600 samples.
5. The total 600 samples are used as follows: 456 for data, 72 for noise, and 72 for calibration.
6. The last gate is well separated from the others so as to measure only noise.
7. The gates are positioned so as to measure the E and F regions, noise, and calibration.
8. Lags 0 through 5 come from the unipulse. Lags 6 through 31 come from the multipulse burst. The 33rd sample is the zero lag for the multipulse burst. It is unused.
9. There are eight 100-kHz filters with center-to-center separation of 200 or 400 kHz, depending upon the setup.

The power measurements of the ion component have been described by Leadabrand et al. (1972), Baron (1974, 1977). The ion component spectral measurements with the single-pulse correlator (SPC) have been described by Rino (1972) and with the multipulse correlator (MAC) by Rino et al. (1974, 1977) and Baron (1977).

The procedure for the plasma line power measurements has been discussed by Yngvesson and Perkins (1968), Wickwar (1971), Cicerone and Bowhill (1971), Vidal-Madjar et al. (1975), and Wickwar (1978).

In contrast, the procedure for measuring and interpreting the intensity of the plasma line spectrum with a correlator is developed here, in the next section. The FAC (Chabert et al., 1974) is a high-speed correlator capable of sampling at rates as high as 15 MHz and producing 256-point correlation functions in real time. The processing starts by filling a delay line with the first 256 samples. Thereafter a complete correlation function is produced and stored for each new sample. The sampling continues for a time much longer than the time needed to fill the delay line.

To compare the plasma line intensities at different frequencies, in particular upshifted and downshifted plasma lines, it is necessary to have a good frequency calibration of the entire radar system. This was accomplished with observations of the radio source Cassiopeia over a 24-MHz range centered on the transmitter frequency at 1290 MHz (J.D. Kelly, private communication, 1978). Drift curves indicated no detectable variation in the shape of the antenna pattern with frequency. Therefore, the received signal strength indicates the relative one-way gain of the antenna over this frequency range. This is the appropriate quantity for

the plasma line measurements because transmission and reception occur at different frequencies. The resultant relative gain $G(\nu)$ is plotted in Figure 2. Although this calibration is relative to the noise source, separate calibrations of the noise source (by manufacturer, Microwave Semiconductor Corporation) and the isolator and directional coupler (J.D. Kelly, private communication, 1978) indicate that these components have only a minor effect upon the calibration. The fully corrected or absolute calibration curve is also shown in Figure 2.

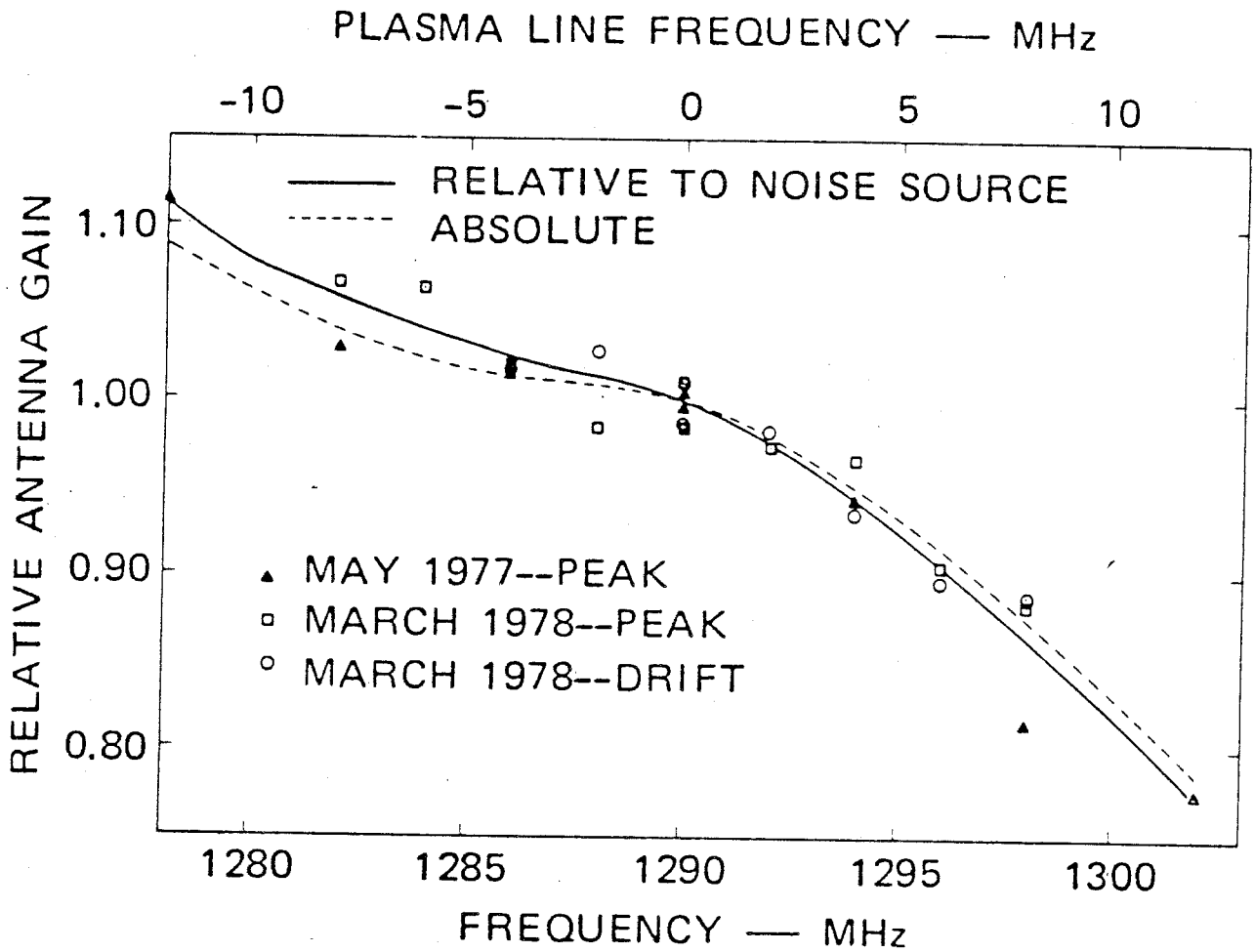


FIGURE 2

III THEORY AND TECHNIQUE

In this section, we discuss the theory that will be applied to the plasma line measurements. In the first part, we present the theory necessary to relate the autocorrelation functions and spectra measured with the FAC to those of the medium. In the second part, we determine the plasma line intensity (plasma wave temperature) from the spectral measurements and other ionospheric and radar parameters. In the third part, we indicate the method used to search for the velocity of the ambient electrons and, hence, for the current parallel to the magnetic field.

A. Theory of Plasma Line Correlation Measurements

The correlation technique has long been used successfully (Evans, 1969) to measure the ion spectrum. The signal processing theory has been described by Farley (1969) and Rino (1972). We will now develop that theory for correlation measurements of the plasma line spectrum.

The theory for interpreting measurements of the two components differs significantly. For the ion spectrum we assume that the received spectrum is constant over the scattering volume. Indeed, we choose as short a pulse length as possible so that this is usually a good assumption. For the plasma lines, this assumption does not hold since the spectrum at each altitude depends on the density profile. In the first approximation, the plasma line spectrum is

$$S(f) = A(z) \delta [f - f(z)] \quad (1)$$

where amplitude A and frequency f are both functions of altitude z . The scattered signal at point \vec{r} and time t , applying the first Born approximation to the ionospheric plasma, is

$$E_s(\vec{r};t) = -r_e \frac{\exp(-i\vec{k}_r \cdot \vec{r})}{r} \exp(i\omega_c t) \sin \chi \int P \left[t + \tau_r - (\hat{a}_k - \hat{a}_r) \frac{\vec{r}'}{c} \right] \Delta N_e(\vec{r}';t) \times \exp(-i\vec{k}_{\text{eff}} \cdot \vec{r}') d\vec{r}' \quad (2)$$

where

- r_e = Electron radius
- f_c = Transmitter frequency
- $\omega_c = 2\pi f_c$
- \vec{k} = Transmitted wave vector
- \vec{k}_r = Receiver wave vector
- $\vec{k}_{\text{eff}} = \vec{k} - \vec{k}_r$
- \hat{a}_k = Unit vector along \vec{k}
- \hat{a}_r = Unit vector along \vec{r}
- θ = Angle between \hat{a}_k and \hat{a}_r
- τ_r = Time from transmission to reception
- P = Envelope of the transmitted signal
- ΔN_e = Electron number density fluctuation
- χ = Electron scattering angle.

To obtain a one-dimensional equation, we choose the z axis along \vec{k}_{eff} and simplify the equation by integrating ΔN_e over a surface \vec{S} in the xy plane

$$\overline{\Delta N_e}(z;t) = \frac{1}{A_r} \iint \Delta N_e(z;\vec{S};t) d\vec{S} \quad (3)$$

where A_r is the cross section of the scattering volume. We obtain

$$E_s(\vec{r};t) = -r_e \sin \chi \exp(i\omega_c t) \left(\frac{A_r}{r}\right) \int P\left(t+\tau_r - 2\frac{z}{c} \sin \frac{\theta}{2}\right) \overline{\Delta N_e}(z;t) \times \exp(-ik_{eff} z) dz \quad (4)$$

after dropping the phase factor.

The correlation function of the received signal is

$$R_s(\tau;t) = E \left\{ E_s(r;t) E_s^*(r;t-\tau) \right\} \quad (5)$$

The correlation function of density fluctuations in a statistically stationary medium is :

$$R_{\Delta N_e}(\tau;\bar{z},\Delta z) = E \left\{ \overline{\Delta N_e}(\bar{z}+\Delta z; t+\tau) \overline{\Delta N_e}(\bar{z};t) \right\} \quad (6)$$

We assume that the medium has uncorrelated scatterers because it decorrelates rapidly in Δz , typically of the order of a DEBYE length. Hence we obtain :

$$R_s(\tau;t) = r_e^2 \sin^2 \chi \frac{A_r^2}{r^2} \int P\left(t+\tau_r - 2\frac{\bar{z}}{c} \sin \frac{\theta}{2}\right) P^*\left(t+\tau_r - \tau - 2\frac{\bar{z}}{c} \sin \frac{\theta}{2}\right) \times R_{\Delta N_e}(\tau;\bar{z};k_{eff}) d\bar{z} \quad (7)$$

where

$$R_{\Delta N_e}(\tau;\bar{z};k_{eff}) = \int e^{-ik_{eff} \Delta z} R_{\Delta N_e}(\tau;\bar{z};\Delta z) d\Delta z \quad (8)$$

This equation, which is the same as that obtained by Farley (1969) and Rino (1972), is the starting point of our analysis.

We now calculate the correlation function for our correlator for a rectangular pulse of duration T and a range gate also of duration T . First, we change variables and drop the initial constant.

$$\begin{aligned}
 R_S(\tau; t) &\propto \int P(t - t_d) P^*(t - \tau - t_d) R_{\Delta N_e} \left(\tau; \frac{c' t_d}{2} \right) dt_d \\
 &= \int_{\tau}^T R_{\Delta N_e} \left[\tau; \frac{c'(t-p)}{2} \right] dp
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

where

$$c' = \frac{c}{\sin \frac{\theta}{2}}$$

$0 < \tau < \tau_{\max}$ (τ_{\max} is the maximum delay in the correlation function and between the onset of sampling and calculation)

$$t = \tau_r + t' + \tau_{\max} \quad t' \geq 0.$$

Usually for the correlation function we have

$$\frac{\tau_{\max}}{T} \ll 1.$$

Indeed, it is usually between 0.1 and 0.05. Thus, for our plasma line measurements, the difference between the integrals

$$\int_0^T \quad \text{and} \quad \int_{\tau_{\max}}^T$$

becomes negligible. To a good approximation, Eq. (9) becomes

$$R_s(\tau; t) \propto \int_{\tau_{\max}}^T R_{\Delta N_e} \left[\tau; \frac{c'(t-p)}{2} \right] dp \quad (10)$$

Since the correlator works in a discrete manner and makes a temporal average, our estimate of the aurocorrelation function becomes

$$\begin{aligned} & \hat{R}_s(n\Delta t; \tau_r + k\Delta t + M\Delta t) \\ & \approx \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} E_s(r; \tau_r + k\Delta t + M\Delta t) E_s^*(r; \tau_r + k\Delta t + M\Delta t - n\Delta t) \end{aligned} \quad (11)$$

where

$$n\Delta t = \tau$$

$$k\Delta t = t'$$

$$M\Delta t = \tau_{\max}$$

$$N = \frac{T - M\Delta t}{\Delta t}$$

N is the number of measurements of each lag product. In this case, we have

$$\begin{aligned} E \left\{ \hat{R}_s \right\} &= \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} \int_{\tau_{\max}}^T R_{\Delta N_e} \left[n\Delta t; \frac{c'(k\Delta t + M\Delta t + \tau_r - p)}{2} \right] dp \\ &\approx \frac{1}{N} \sum_{m=-(N-1)}^{N-1} \left(1 - \frac{|m|}{N} \right) R_{\Delta N_e} \left[n\Delta t; \frac{c'(\tau_r + m\Delta t)}{2} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

This equation is basic to our results because it gives the relationship between the measured autocorrelation function and that of the medium. It can be understood physically with the aid of the range-time diagram in Figure 3. At each range within the range gate there is a different correlation function since the plasma frequency or its gradient is different. The measured correlation function is the sum of these different correlation functions, weighted at each range by the number of measurements or duration of measurements. At range r defined by $m = 0$, there are N contributions to the measured correlation function obtained over a time period T . Whereas at range r' defined by $0 < m' < N-1$, there are $N (1 - \frac{m'}{N}) = N - m'$ contributions to the measured correlation function obtained over a time period $T' = T(1 - \frac{m'}{N})$.

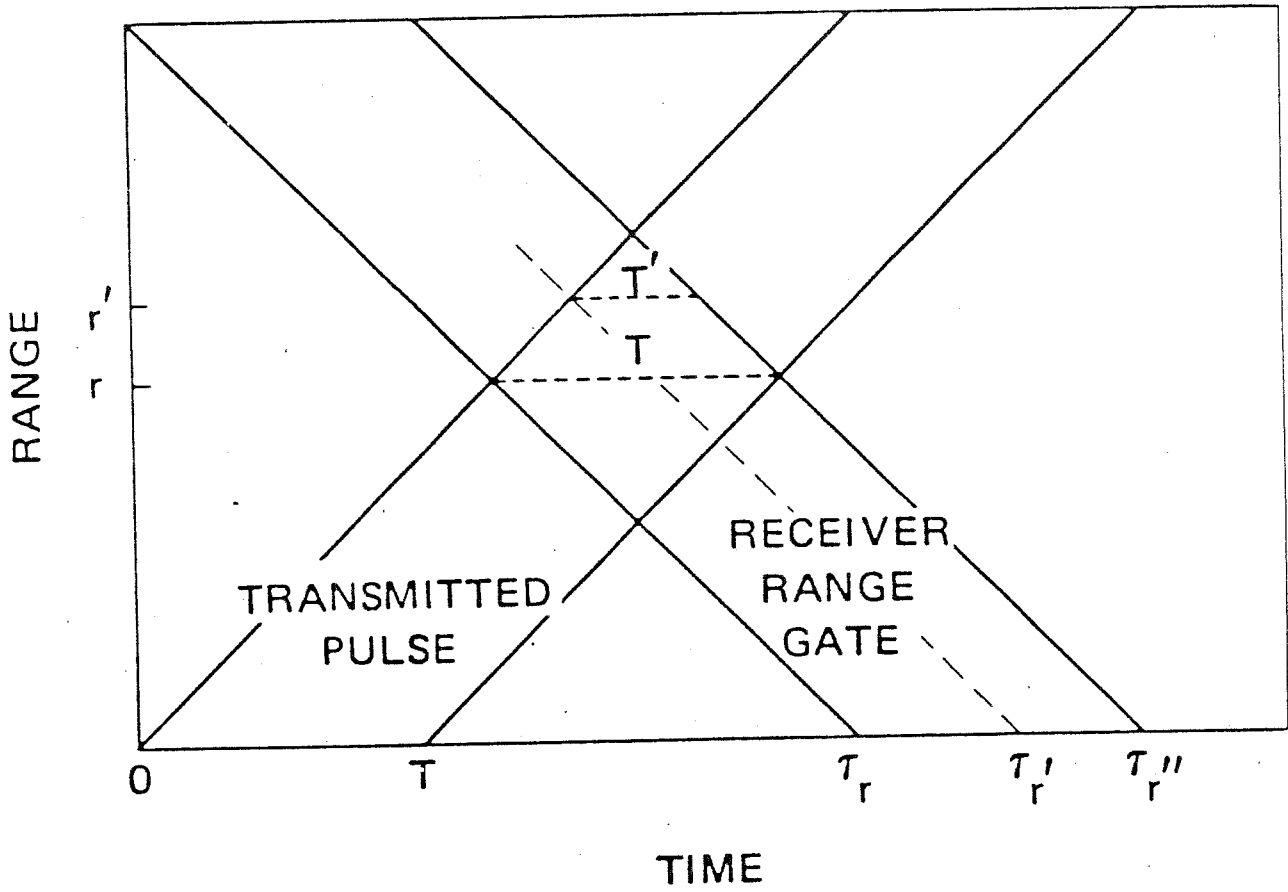


FIGURE 3

Now let us turn from the autocorrelation function to the spectrum. Equation (12) becomes

$$E \left\{ \hat{S}_s(f) \right\} \cong \frac{1}{N} \sum_{m=-(N-1)}^{N-1} \left(1 - \frac{|m|}{N} \right) S_{\Delta N_e} \left[f; \frac{c'(\tau_r + m\Delta t)}{2} \right] \quad (13)$$

in the frequency domain. This is the composite spectrum from all altitudes. If the correlator gate is positioned in altitude such that the plasma line frequency varies monotonically within the gate, then the part of the spectrum from a small altitude region is given by

$$E \left\{ \hat{S}_s(f_i) \right\} \cong \frac{N_i}{N} S_{\Delta N_e} \left[f_i; \frac{c'(\tau_r + m_i\Delta t)}{2} \right] \quad (14)$$

where

$$N_i = 1 - \frac{|m_i|}{N}$$

and m_i is determined from the altitude at which f_i occurs. The plasma line spectrum in the medium, $S_{\Delta N_e}$, can thus be obtained at each altitude within the correlator gate. If the center of the correlator gate is positioned at the peak of the E or F layer, then there could be two contributions to the observed spectrum, one from above and one from below.

We also have to consider the effects of the receiver bandwidth upon the received plasma line signal. The receiver system up to the point where the correlation function is formed, can be represented by a single filter with the impulse response

$$h(t) \xleftrightarrow{FT(h)} H(f) \quad .$$

The resultant correlation function is analogous to that given by Eq. (9),

$$R_S^{\sim}(\tau; t) \propto \iint \theta(t - t_d; f) \theta^*(t - t_d - \tau; f) \varphi(f; \frac{c' t_d}{2}) dt_d df \quad (15)$$

where

$$\varphi(f; z) \stackrel{FT(\tau)}{\cong} R_{\Delta N_e}^{\sim}(\tau; z)$$

$$\theta(t; f) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f') p(f' - f) \exp(2\pi i f' t) df'$$

$$P_T(t) \stackrel{FT(f)}{\cong} p(f)$$

and $P_T(t)$ is the envelope of the transmitted signal. For plasma lines, unlike the ion component, the bandwidth of $p(f)$ is very much smaller than that of $H(f)$.

Applying the impulse function, we obtain

$$\theta(t; f) \cong H(f) P_T(t) e^{2\pi i f t} \quad (16)$$

and

$$R_S^{\sim}(\tau, t) = \iint |H(f)|^2 P_T(t - t_d) P_T^*(t - t_d - \tau) e^{2\pi i f \tau} \varphi(f; \frac{c' t_d}{2}) df dt_d$$

$$= \iiint |H(f)|^2 P_T(t - t_d) P_T^*(t - t_d - \tau) e^{2\pi i f \tau} R_{\Delta N_e}^{\sim}(\tau'; \frac{c' t_d}{2}) e^{-2\pi i f \tau'} d\tau' df dt_d \quad (17)$$

$$= \iint R_H(\tau - \tau') P_T(t - t_d) P_T^*(t - t_d - \tau) R_{\Delta N_e}^{\sim}(\tau'; \frac{c' t_d}{2}) d\tau' dt_d$$

where

$$R_H(\tau) = \int h(t + \tau) h^*(t) dt$$

Since $R_H(\tau)$ is much narrower than $P(t)$, we can write

$$R_H(\tau - \tau') P_T(t - t_d - \tau) \approx R_H(\tau - \tau') P_T(t - t_d - \tau') ,$$

then

$$\begin{aligned} R_S(\tau, t) &\approx \iint R_H(\tau - \tau') P(t - t_d) P_T^*(t - t_d - \tau') R_{\Delta N_e}(\tau'; \frac{c't_d}{2}) d\tau' dt_d \\ &= \int R_H(\tau - \tau') R_S(\tau'; t) d\tau' . \end{aligned} \quad (18)$$

This last equation is the correlation function of $R_H(\tau)$ and the correlation function of the medium smeared over altitude, Eq. (12).

By Fourier transforming Eq. (18), we obtain the spectrum

$$S_S(f; t) \approx |H(f)|^2 S_S(f; t) . \quad (19)$$

The influence of the filter is the same as that for the case of stationary signals. Thus, the measured spectrum is the product of the filter spectrum and the composite spectrum of the medium, Eq. (13). Finally, the relation between the measured spectrum and the spectrum of the medium in a small altitude region is obtained by combining Eqs. (14) and (19).

B. Determination of kT_p

To obtain the plasma wave temperature kT_p we apply the radar equation for the power P_r received in the electron component (Yngvesson and Perkins, 1968)

$$P_r = kT_A B = \frac{P_T}{r^2} \frac{2\pi \sigma_e kT_p}{\lambda^2 e^2} \delta_r A(\nu, \nu_0) \quad (20)$$

where

k is Boltzman's constant

T_A is the antenna temperature

B is the bandwidth of the plasma line filter or of the FAC equivalent filter

P_T is the transmitter peak power

r is the range

σ_e is the radar cross section of the electron

λ is the radar wave length

e is the charge on the electron

δ_r is the region in range from which the signal is scattered


$A(\nu, \nu_0) = A(\nu_0)G(\nu)$ is the effective area of the antenna for a

signal transmitted at frequency ν_0 and received at ν .

This equation may then be solved directly for kT_p

$$kT_p = 4.99 \times 10^{-7} \frac{B T_A r^2}{P_T G(\nu) \delta_r} \quad [\text{eV}] \quad (21)$$

where $A(\nu_0) = 172 \text{ m}^2$ was found using the analogous ion-component radar equation and electron densities determined from the plasma line frequencies.

Alternatively, kT_p may be found from the ratio of the electron and ion component radar equations as has usually 

been done in the past (Yngvesson and Perkins, 1968; Wickwar, 1971; Cicerone and Bowhill, 1971).

To use this equation, there are two parameters besides the antenna temperature of the plasma line signal that we need. The first is the range of the signal. This is obtained directly for the measurements with the filter bank. Provided that the layer is stable during the integration and that the filter is not at the critical frequency, the range can be found with a precision of the order of 2 km on the topside of the auroral E layer (Wickwar, 1978). For the correlator, the range is found indirectly from either the filter bank or from the electron density profile. In the latter case the upper cutoff frequency is associated with the range of the E- or F-layer critical frequency. The ranges of the other frequencies are then obtained from the fully corrected profile. It is apparent that there could be a range ambiguity due to signals from both the bottom sides and top side of the layers. However, careful placement of the receiver gate eliminates that ambiguity in the F region except for a small determinable range of frequencies near the critical frequency. In the E region there appears to be no problem because the signals from the bottom side are negligibly small. So far they have been too weak to detect with the filter bank (Wickwar, 1978; Section IVa). There is no ambiguity between E and F layers because they are far apart compared to the 48-km range gate. Again, these procedures for finding the range work best for a stable layer.

The second parameter is the region δ_r from which the radar signal is scattered. For a given plasma line filter passband or width of the

FAC equivalent filter, this region is found from the electron density or plasma frequency gradients. These gradients are found from the variation in range of the signal from the filter bank or from the electron density profile. In either case we assume that the gradient varies smoothly in range.

C. Electron Velocity and Current Measurements

The electron velocity is found from the Doppler shift of the radar signal from the ambient electrons (Bauer et al., 1976). It is determined from the difference between the upshifted and downshifted plasma line measurements. The current is derived from the electron density and the difference between the electron and ion velocities. The latter is measured simultaneously in the usual manner from the Doppler shift of the ion component. Since the measurements have been made along the magnetic field line, we are sensitive to a component of the current not previously measured with the radar.

To find the frequency differences between the upshifted and downshifted spectra, it would be easiest if there were a sharp feature in the spectrum. However, the plasma line spectra vary smoothly and slowly except possibly for the cutoff at the high frequency ends. However, as we shall see, this cutoff may in fact be very gradual in the auroral E layer. Therefore, we use the fact that the two spectra are symmetric and determine the shifts of the whole spectra from the first moment

$$f_{\text{Doppler}} = \frac{f_{\text{up}} + f_{\text{down}}}{2} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f s(f) df}{\int_{-\infty}^{\infty} s(f) df} \quad (22)$$

In fact, F_{up} (positive) and f_{down} (negative) are calculated separately. We have corrected for the natural differences between the upshifted and downshifted frequencies (Showen, 1979) due to the different k vectors for the two spectra.

The electron velocity averaged over the E region is then given by

$$\langle v_e \rangle = \frac{c}{4} \frac{f_{\text{up}} + f_{\text{down}}}{f_c} \quad (23)$$

While experience with F-region spectra (Showen, 1979) suggests that the largest contribution to the first moment calculation comes from the peak of the layer, it is not clear that this is the case in the auroral E region. Indeed, the data presented in the next section indicate that the strongest signal is at a frequency significantly below the cutoff frequency and that it originates from an altitude well above the E-layer peak. Therefore, this average electron velocity is weighted for a region above the E-layer peak.

IV THE MEASUREMENT

In this section, we present some of the plasma line and correlative measurements. In the first part, we show and compare the measurements from the filter bank and the FAC. These data are also used in another work (Oran et al., 1979) for a comparison of theory and experiment. In the second, we examine a series of measurements from one day: electron density profiles, observed plasma line intensity spectra and plasma-wave temperatures. In the third, we present our initial determination of electron velocities and current parallel to the magnetic field line in a diffuse aurora.

A. Plasma Line Measurements with the Filter Bank and Correlator

To show and compare the plasma line data obtained with these two complementary techniques, we have chosen a period when there was signal in as many plasma line filters as possible. For this to happen, the plasma line intensity spectrum had to be particularly broad. However, the signal was also weak under these conditions and a long integration, 23 minutes, was required. During the chosen period, the auroral E layer was unusually stable. The peak or critical frequency and altitude are shown in Figure 4 at one-minute intervals. It should be recalled that the plasma frequency is slightly less than the plasma line frequency (Yngvesson and Perkins, 1968). For the data shown in this paper, the difference is typically 100 to 300 kHz. The integrated electron density profile and the densities from the plasma line filters are shown in Figure 5.

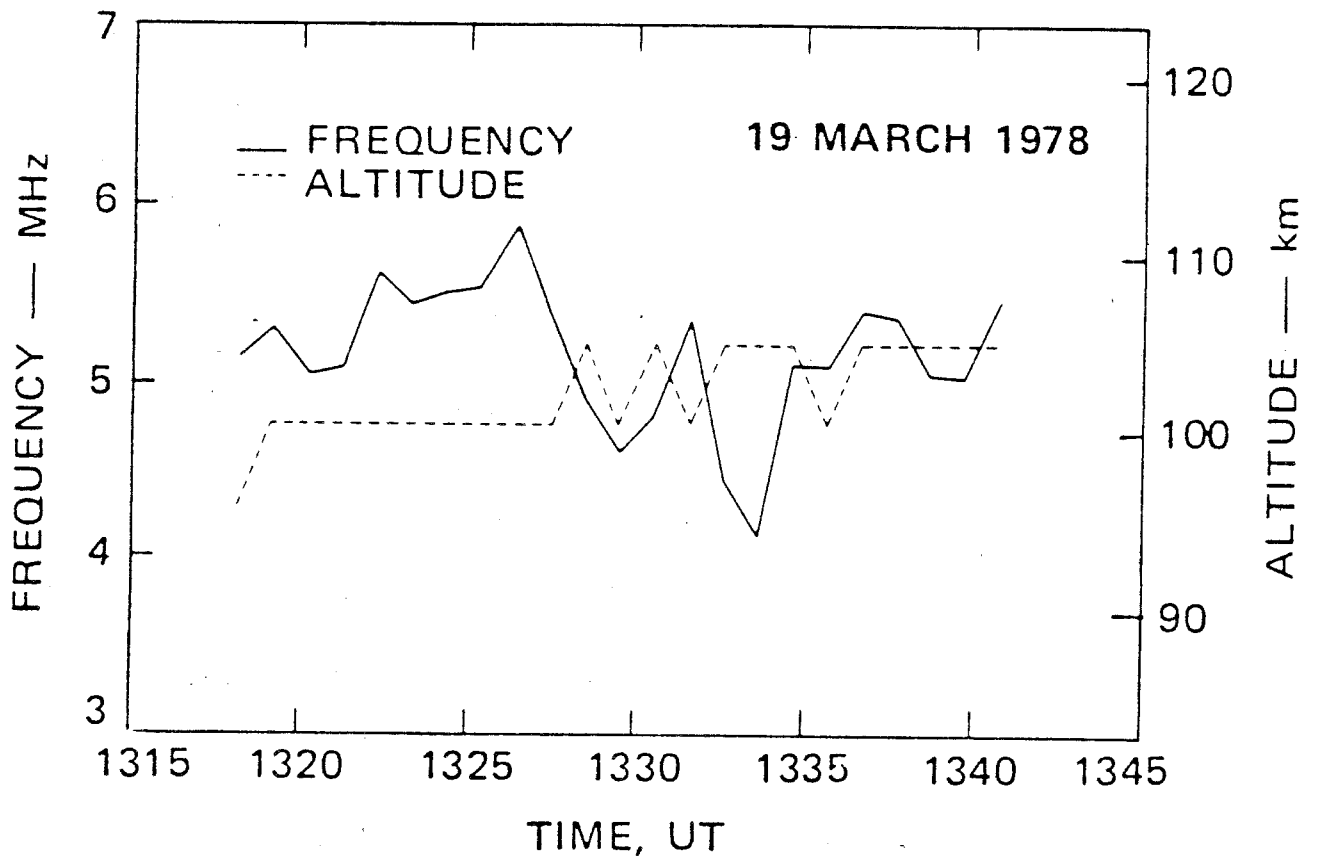


FIGURE 4

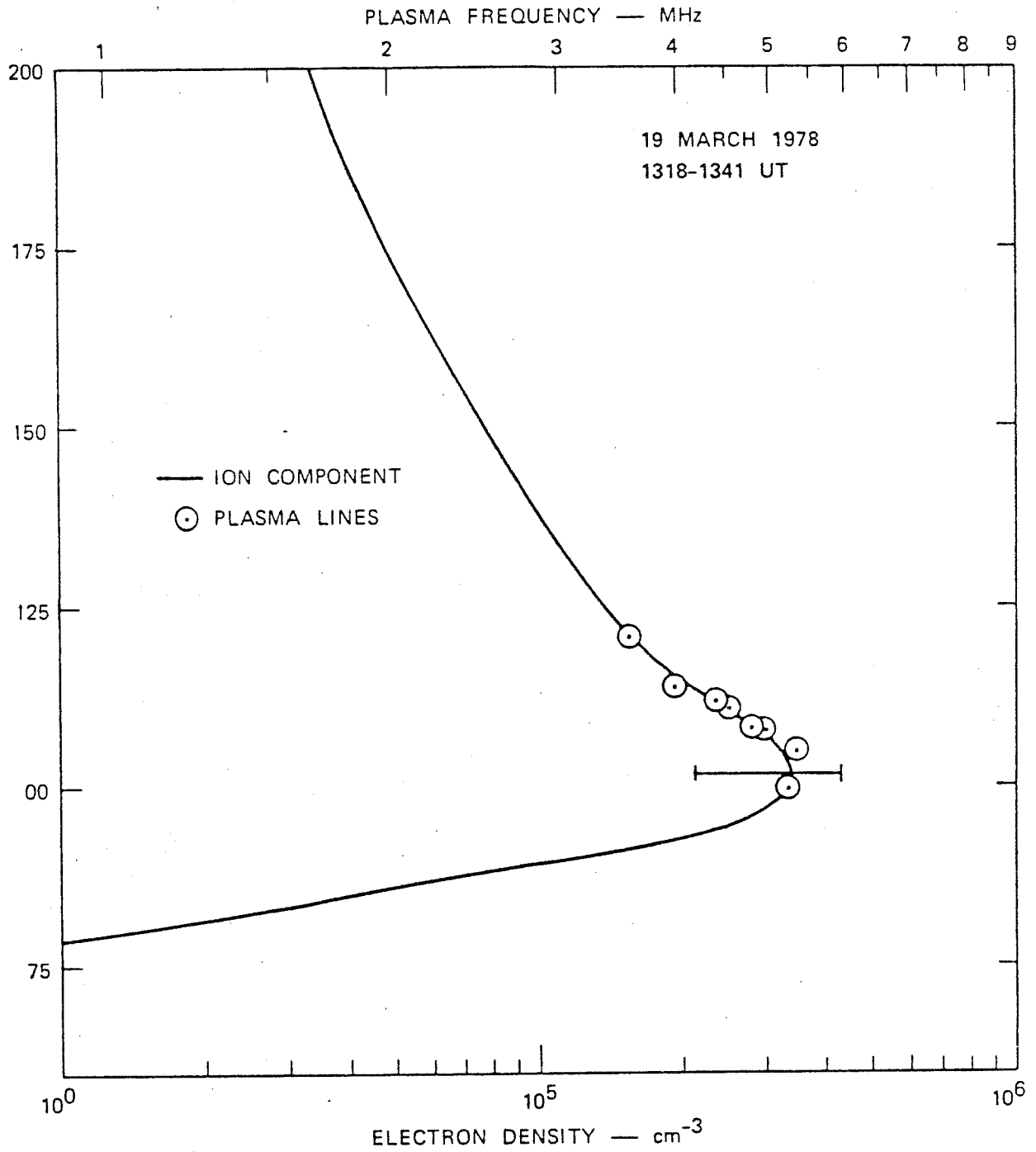


FIGURE 5

The bar at the layer peak indicates the range of density variation obtained from the one-minute profiles.

The agreement between the densities found by the two techniques, despite the geophysical variations, is remarkable because very different quantities are being averaged. For the ion component, the density is found at a given altitude from the average power received (and some correction factors). For the electron component and the filter bank, a density is found at a given altitude when there is a detectable signal at that altitude in the appropriate filter. Whether that signal can be detected becomes a question of how much it varies in altitude, how strong it is, and what fraction of the integration time the signal is present. Thus, to first order, the ion component provides the average density at a given altitude, while the electron component and filter bank provide the average altitude for a given density.

In Figure 6 we show the signal from the filter bank obtained at 10 of the 16 plasma line frequencies. At -5.8 and +5.7 MHz, the signal was not strong enough for a long enough period to detect plasma lines. In the other filters, we see plasma lines of varying intensities, the strongest ones occurring at the lowest frequencies. These measurements were made with a 320- μ s pulse. What they show is the noise level at all altitudes except for a region centered on the plasma line. Ideally, the plasma line signal would define a rectangular region the length of the radar pulse. What we see is not rectangular for three reasons; first, there is a time constant in the circuit which rounds the two edges. Second, due to the density gradient or plasma frequency gradient across the plasma line filter, the signal does not increase instantaneously from zero to its maximum value, but rather, the rise occurs over several

1318-1341 UT

19 MARCH 1978

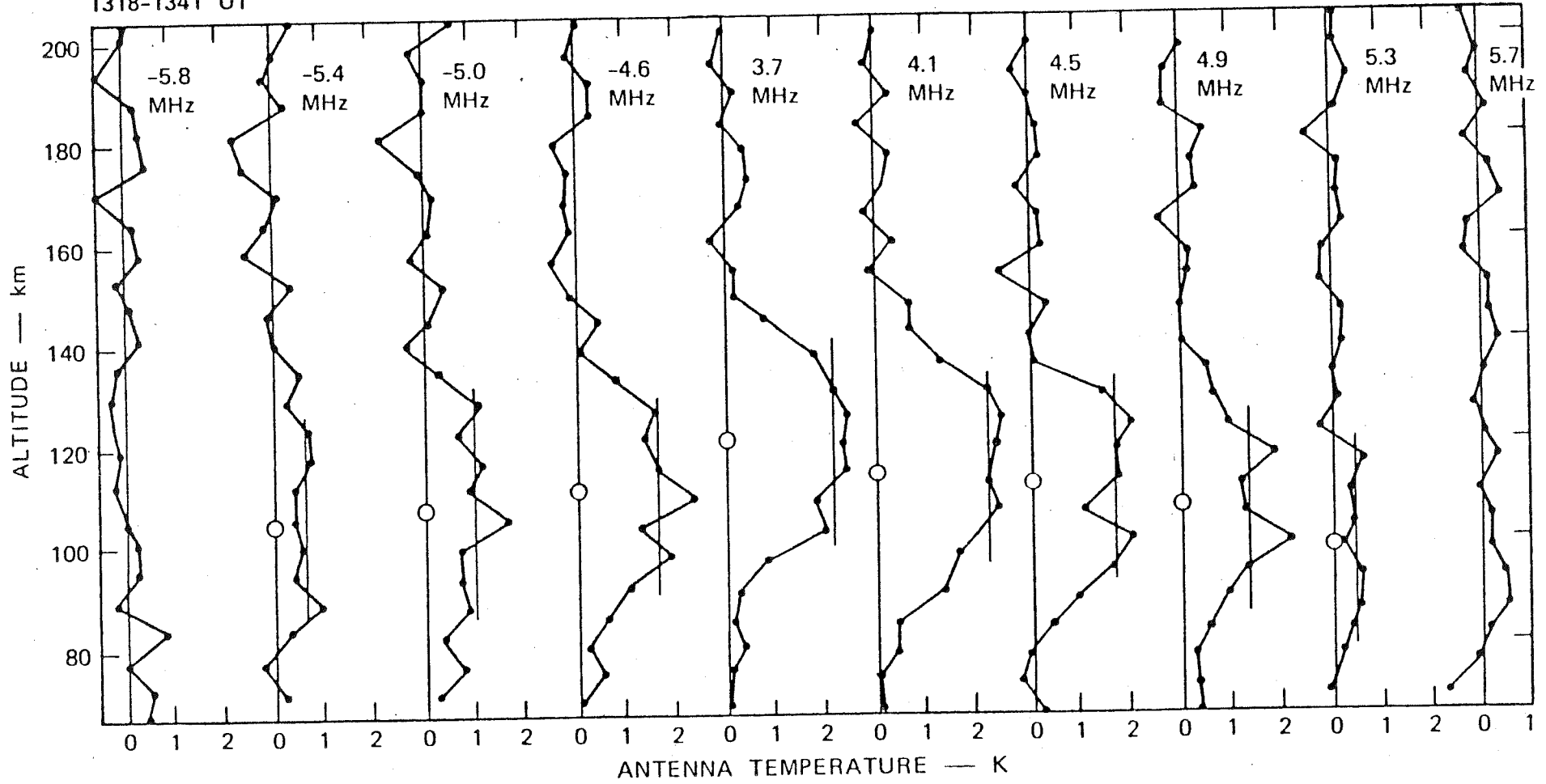


FIGURE 6

kilometers. However, in this case that distance is small enough, about 1 km, that it does not appear in these curves. Third, during the integration time the layer changed. Not only did the maximum density vary, but the altitude at which a given smaller density occurred moved up and down. This altitude movement gives rise to more rounded shoulders.

We determine the magnitude of the signal by averaging the seven strongest points, subtracting the noise level and normalizing the results to the calibration pulse. In addition, we had previously made a small correction below 110 km for recovery, i.e., below 110 km the noise level became slightly elevated due to noise in the receiver shortly after the transmitted pulse. The recovery curve was determined by averaging several hours of data from plasma line channels with frequencies well above the critical frequency. We determine the uncertainty from the standard deviation of these seven points. Since the noise level is found from many more data points, it is determined to a much greater precision, and its uncertainty contributes little to the overall uncertainty in the signal strength.

The altitude of each plasma line was taken to be the midpoint between the altitudes where the signal was half of the mean value for the plasma line. A better procedure, when this operation is computerized, is to model the shape of the plasma line signal and then determine the altitude that yields the best cross correlation between the measured and modeled shapes.

There is an important result apparent in these filter bank measurements. The signal only appears to come from the top side of the auroral E layer. Apparently, the signal is so small from the bottom side that its magnitude is negligible compared with the signal from the top side. This finding is consistent with previous measurements (Wickwar, 1978) and with the theoretical modeling of these data (Oran et al., 1979).

This result is important for the interpretation of the correlator measurements. The correlator differs from the filter bank in that it can measure the spectrum continuously over a much wider frequency range with a narrower equivalent filter width. However, to gain these advantages it sacrifices altitude resolution. The correlator, with its gate equal to the 320- μ s pulse length, can, in principle, receive signals from a 96-km range although the altitude weighting function reduces the effective range to about 64 km. The above result then assures us that even though the correlator gate encompasses all the E region, most, if not all the signal is from the topside. Another consequence of the long gate is that during periods when the layer moves in altitude, the FAC will often obtain detectable plasma line signals at a higher frequency than the filter bank. The signal is always present within the FAC range gate, whereas the signal moves up and down in the filter bank such that it becomes more difficult to detect a plasma line bump.

In Figure 7, we show an example of the 256-point autocorrelation functions measured with the FAC for the upshifted and downshifted signals. The much stronger oscillation in the downshifted signal arises because of the presence of the ion component in these measurements. These data were selected because they are more dramatic than the weaker signals obtained during the long average on 19 March. The processing consists of subtracting the noise autocorrelation function from the signal-plus-noise autocorrelation function and then normalizing the signal spectrum to that of the calibration noise source. Before transforming from the time to the frequency domain, we apply a Papoulis window (1973) to the data.

In Figure 8, we show the upshifted and downshifted spectra for the long integration period of interest, along with the $1-\sigma$ theoretical

16 MARCH 1978

1338-1345 UT

UPSHIFTED

DOWNSHIFTED

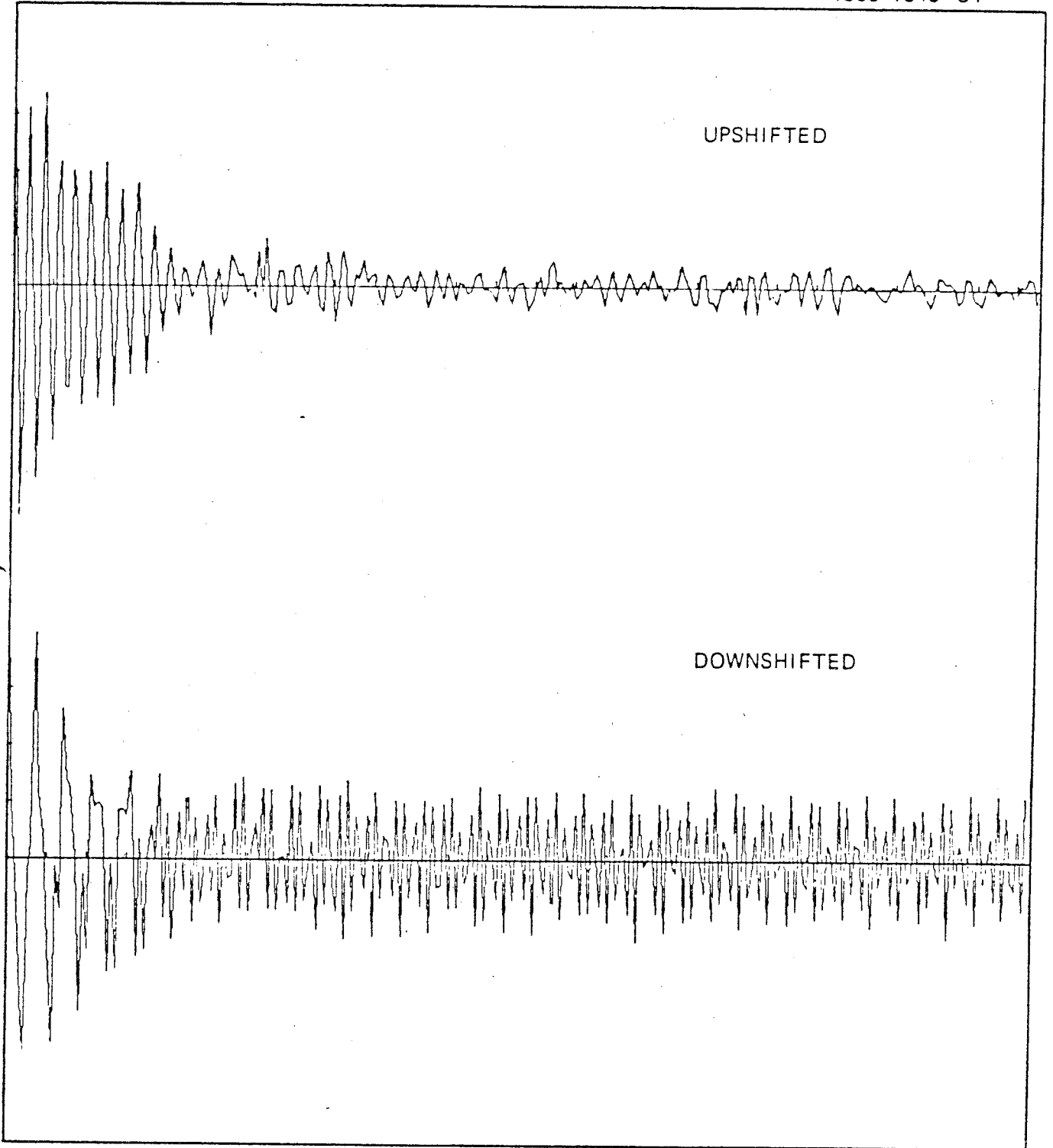


FIGURE 7

19 MARCH 1978
1318-1341 UT

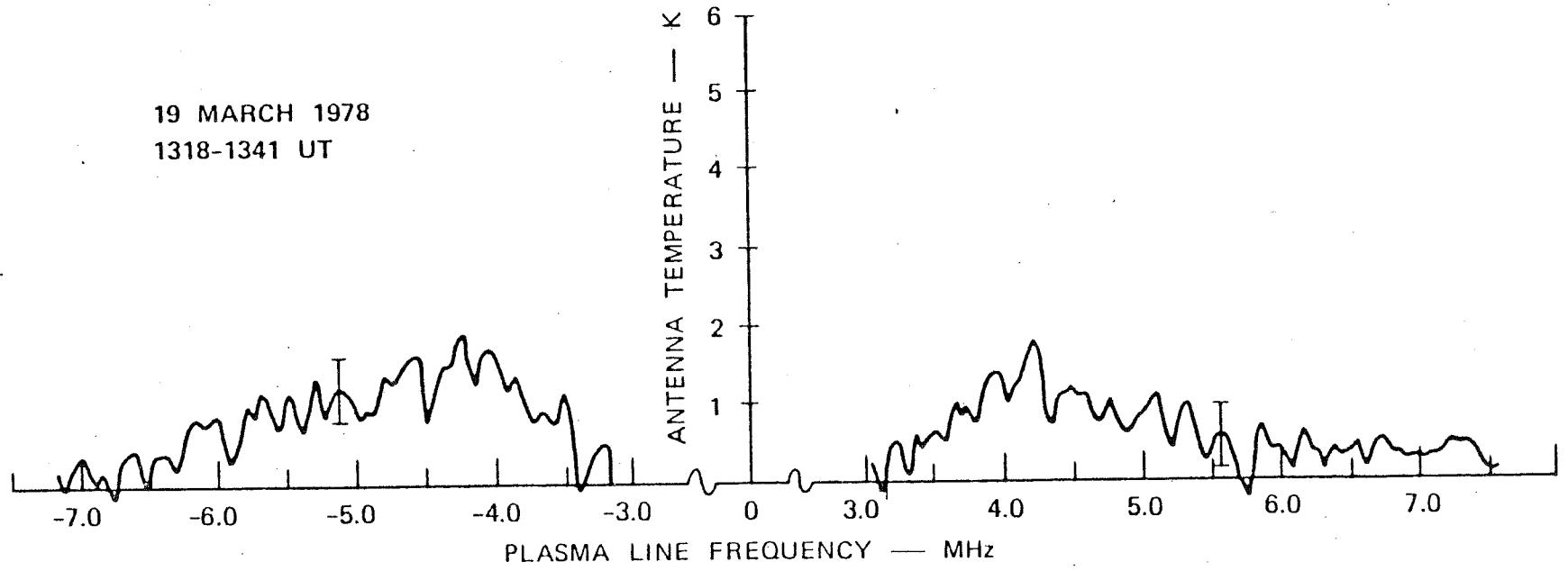


FIGURE 8

uncertainty. The spectra are weak and extend from approximately 3 to 6 MHz. There is detectable signal to a higher frequency than with the filter bank. The antenna calibration has not been applied to these spectra with the result that the downshifted spectrum appears stronger. Within each spectrum, the observed shape is determined by the shape of the plasma line intensity spectrum combined with instrumental and geophysical factors. At the low frequency end (the small offset frequency), the altitude weighting function reduces the intensity because the corresponding altitude is well above the center of the receiver gate. At the high frequency end, which is near the center of the receiver gate, the intensity diminishes slowly, at least in part, due to the fraction of time that the corresponding density existed during the integration period.

In Figure 9, we show a comparison of the corrected plasma line antenna temperatures obtained at the frequencies of the plasma line filters. The correlator data have now been corrected for the altitude weighting function where the altitudes were obtained from the filter bank data. Both sets of data have been corrected for the antenna calibration. The uncertainties for the filter measurements were determined from the variation of the points involved in making the estimate of the antenna temperature. The uncertainties for the correlator ~~came~~ from the theoretical estimate shown in Figure 8 with the altitude weighting function applied. While a small recovery correction was made to the filter data, we have not yet corrected correlator data for recovery. However, we expect that the correction would be small, reaching perhaps a maximum of 0.3°K .

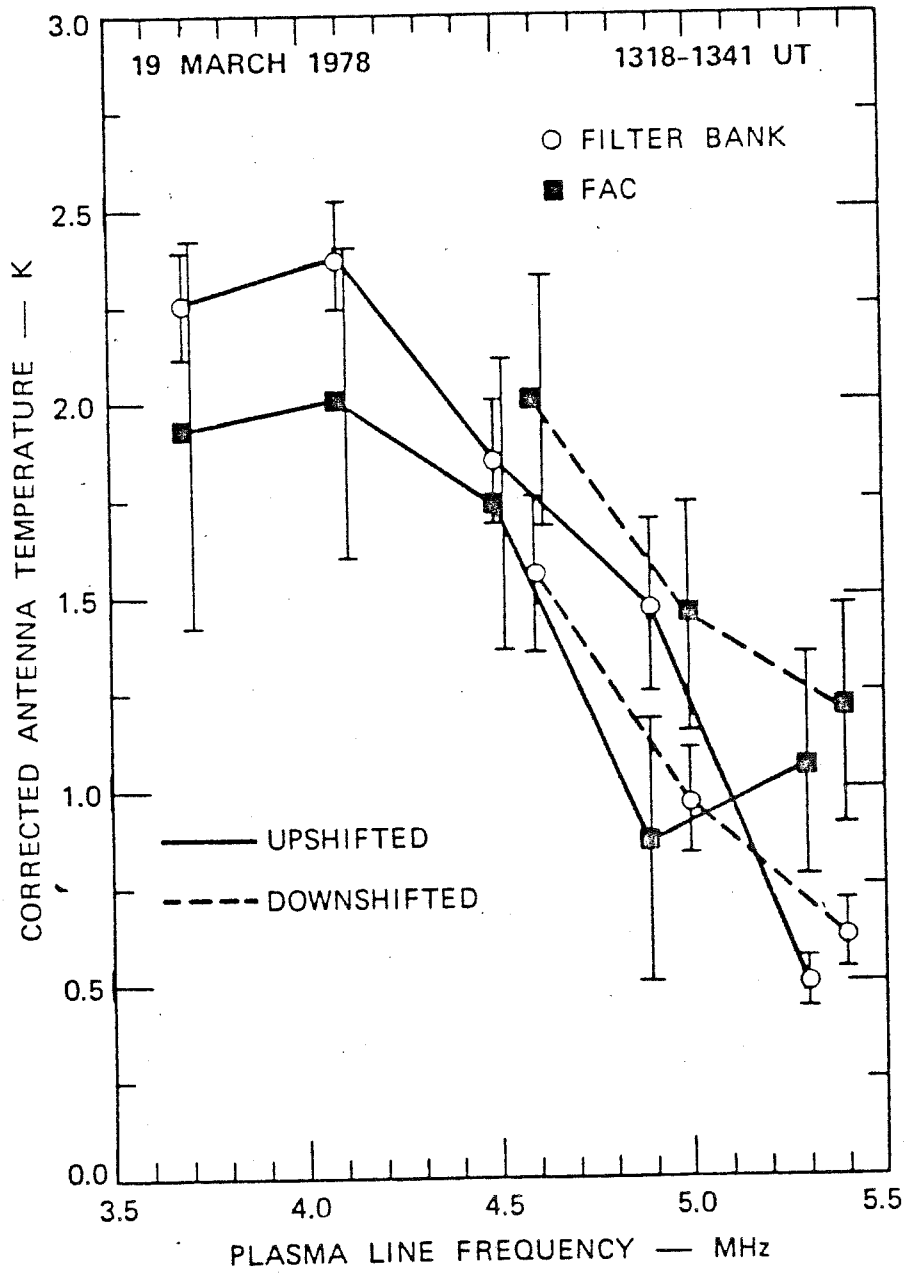


FIGURE 9

In this comparison, we find good agreement between the intensities obtained with the correlator and the filter bank. Furthermore, the agreement of the low frequency points, where the altitude weighting function requires a large correction factor, provides good verification of the theory presented in the last section. Thus, we have shown that the correlator can be used for plasma line intensity measurements.

B. Spectral Measurements from 16 March 1978

In this section, we examine a wide range of variations in the plasma line spectra from the auroral E region. We relate these to auroral conditions, in particular, the altitude and time variations of the E layer. We then obtain spectra of plasma wave temperature, kT_p from the observed intensities. The kT_p values are the physical quantities that will be studied extensively in later work.

First, we describe the auroral situation in a variety of ways for the night of 16 March 1978. The magnetometer H-component and the riometer records for Poker Flat (4 km from the radar) are shown in Figures 10(a) and 10(b). The magnetometer is initially positive on the quiet-day curve, but goes negative at about 1010 and remains so with large negative bays peaking near 1210 and 1445 UT and extensive negative bay activity after 1545 UT. The riometer shows increased 30-MHz absorption during the negative bay near 1210 UT and increased absorption after 1515 UT with a maximum near 1615 UT.

The peak density and altitude of the auroral **E** layer is shown in Figure 10(c) at one-minute intervals. Superimposed on large fluctuations, the peak altitude decreases during the period of observation. This decrease corresponds to the usual observation of a hardening of the energetic

electron flux in passing from evening to morning. Variations in the peak density give an indication of the variation in the energetic flux. Between 1000 and 1100 UT, the density has a magnitude and steadiness characteristic of the diffuse aurora. At 1430, 1515 and 1610, there are short-period reductions in electron density that are accompanied by large increases in the height of the E-layer peak. These distinctive features arise when the auroral precipitation becomes appreciably softer and possibly is also reduced.

From the electron density profile in the E layer it is further possible to deduce the total energy brought into the atmosphere by the energetic electrons (Wickwar et al., 1975). This energy is shown in Figure 10(d). In the diffuse auroral, the incident energy flux is low, about $2 \text{ ergs/cm}^2\text{-s}$. In the vicinity of the peaks in the negative bays near 1210 and 1445 UT, the energy input becomes much greater for brief intervals during the very disturbed period after 1530, with peaks near 35 and 45 $\text{ergs/cm}^2\text{-s}$. These energy inputs are very significant. They coincide with the maxima in the peak electron density, as would be expected. In addition, the second maximum at 1615 corresponds to the biggest absorption event, indicating considerable D-region ionization.

Alternatively, the particle energy input may be characterized in terms of the optical emission (Wickwar et al., 1975). The equivalent intensity in the N_2^+ band at 4278 \AA is also indicated in Figure 10(d). Since the 3914 \AA intensity would be three times as great, it follows that the diffuse aurora is at the IBC 1 level, the relative maxima during the negative bays at just below the IBC 2 level, and the two peaks significantly above the IBC 2 level.

The electron and ion temperatures, T_e and T_i , respectively, provide more information about the aurora. They are shown for the E region, 134 km, and the F region, 305 km, in Figures 10(e) and 10(f). From T_i at 305 km during the diffuse aurora prior to 1100 UT we learn that the exospheric temperature is near 1100°K. Between 1100 and 1230 UT, the increases in both T_i curves show a period of joule heating with a very significant maximum centered at 1140, which coincides with a sharp increase in the particle precipitation. Just prior to this period, in agreement with the small particle precipitation, the T_e curves show their nighttime minimum. There is probably another joule heating event just prior to 1400 UT, when both T_i curves have maxima. After 1330 UT, the T_e curve at 304 km reflects both particle precipitation and F-region sunrise.

Second, we extend the auroral description to two periods centered about 1335 and 1532 UT when we show the observed plasma line spectra. From Figure 10(c), we see that during the first period, the E layer was at its highest altitude of the night and during the second it was at its lowest. ^{In} Figure 11 we show the details. In the interest of providing as complete a description of the auroral situation as possible, we start in Figures 11(a) and 11(b) with the spectra of the auroral electrons (Vondrak and Baron, 1976; Vondrak and Baron, 1977). The flux is much harder and greater at the later time. Figures 11(c) and 11(d) show the measured electron density profiles from which the fluxes were derived. Not only does the later profile have a larger peak density located at a lower altitude, but it also has altitude gradients of greater magnitude on top and bottom sides.

16 MARCH 1978

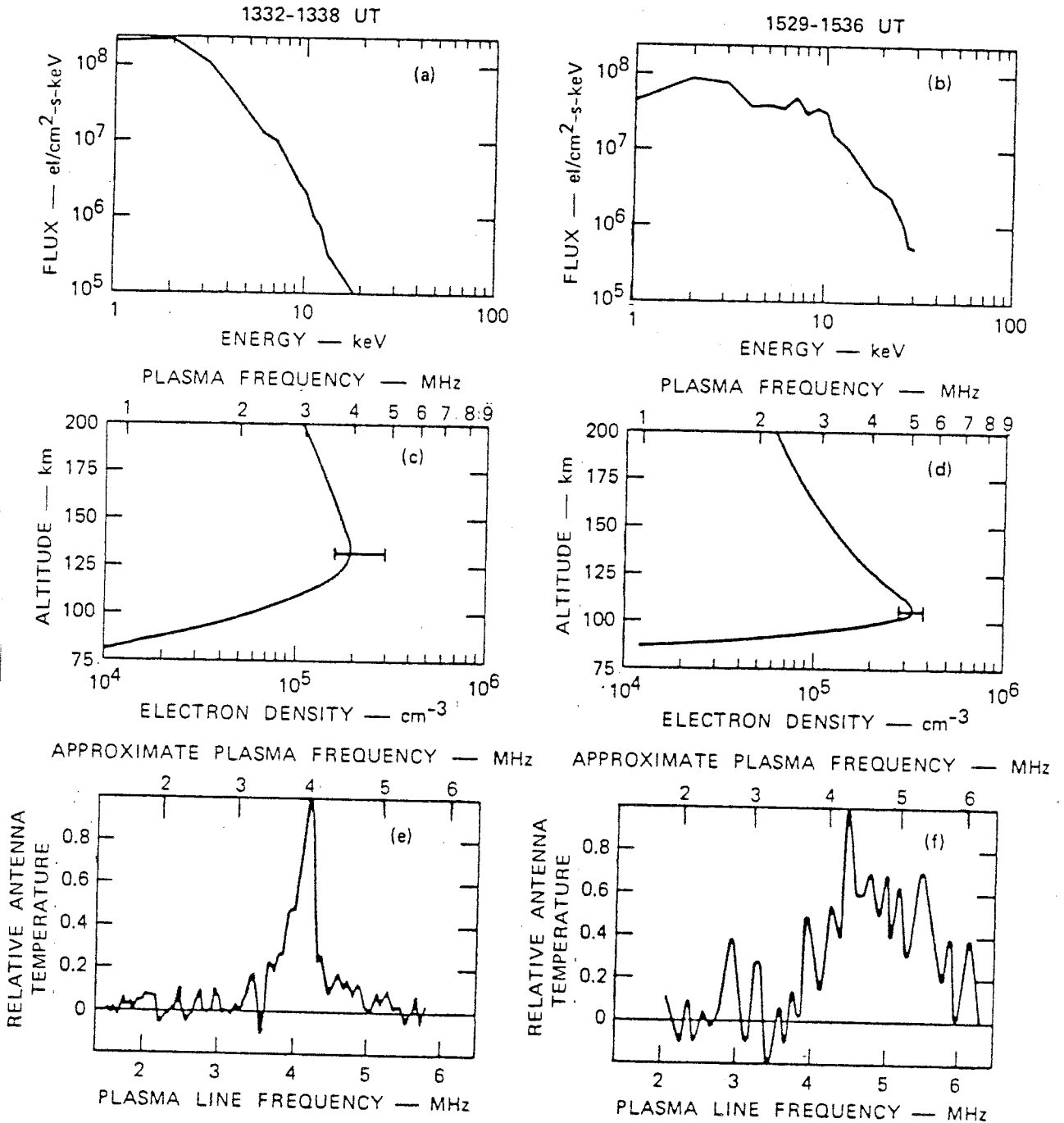


FIGURE 11

The upshifted plasma line intensity spectra are shown in Figures 11(e) and 11(f). The spectrum is much narrower in the earlier case, 0.3 MHz versus 1.5 MHz at the half power points. Since the integration times are the same, the noise fluctuations are identical and we deduce that the intensity is much greater in the earlier case. These differences in the observed spectra are typical and are related to the electron density distribution and the altitude of the E layer. Suppose that the plasma-line signal came from a limited altitude region. Then as the magnitude of the altitude gradient became greater, the possible range of frequencies within that altitude region would also become greater. Concomitantly, there would be fewer electrons to scatter the signal in each frequency interval. Hence, the signal-to-noise ratio and intensity would be reduced. In addition to these effects of the altitude gradient upon the signal, the underlying plasma wave temperature has been shown to increase with altitude up to about 120 km (Wickwar, 1978).

An indication of the effect of geophysical variations during the integration upon the observed spectra is obtained by comparing the range of variation of the peak electron densities in Figures 11(c) and 11(d) to the spectra in Figures 11(e) and (f). In Figure 11(e) there is an easily identified low intensity tail at plasma frequencies above about 4.2 MHz. In Figure 11(f), there is also a low intensity tail above a plasma frequency of about 5.2 MHz. But it is not readily distinguishable from the rest of the spectrum.

We now examine different temporal behavior of the plasma line spectra. We have chosen two periods, one with stable auroral conditions and one

with dramatically changing conditions. In Figure 12, we show contour plots of plasma frequency obtained from a series of one-minute integrations between 1010 and 1100 UT. This is the period of diffuse aurora previously identified in Figure 10. In Figure 13, we show the plasma line intensity spectra. They are narrow and vary slowly in frequency as the maximum plasma frequency changes. They appear to be symmetric about zero, although as pointed out earlier, the downshifted portion appears somewhat larger than the upshifted portion.

In Figure 14, we show contours of plasma frequency starting 5 hours later ^{and} encompassing the second period of very intense particle precipitation discussed in conjunction with Figure 10. As expected from the riometer, there is considerable ionization below 90 km. This period includes a large variation in the auroral situation. In Figure 15, we show the plasma line intensities at one-minute intervals. Again, the spectra appear to be symmetric about zero. However, in this case, there is rapid temporal variation. After 1607, the spectra disappear for two minutes, then reappear with a narrow maximum near 7 MHz. After 1615, the spectra become much wider extending up to 9 MHz.

We now wish to examine the plasma wave temperature kT_p from two adjacent time periods during the diffuse aurora. The electron density profiles are shown in Figure 16(a). They are very similar. The upshifted plasma line spectra are shown in Figure 16(b). As expected from the shift in the density profile, the later spectrum is shifted to higher frequencies. However, the maximum antenna temperature is significantly greater and the width at half the maximum is significantly less. Both spectra have a low intensity tail extending 200 to 300 kHz above the

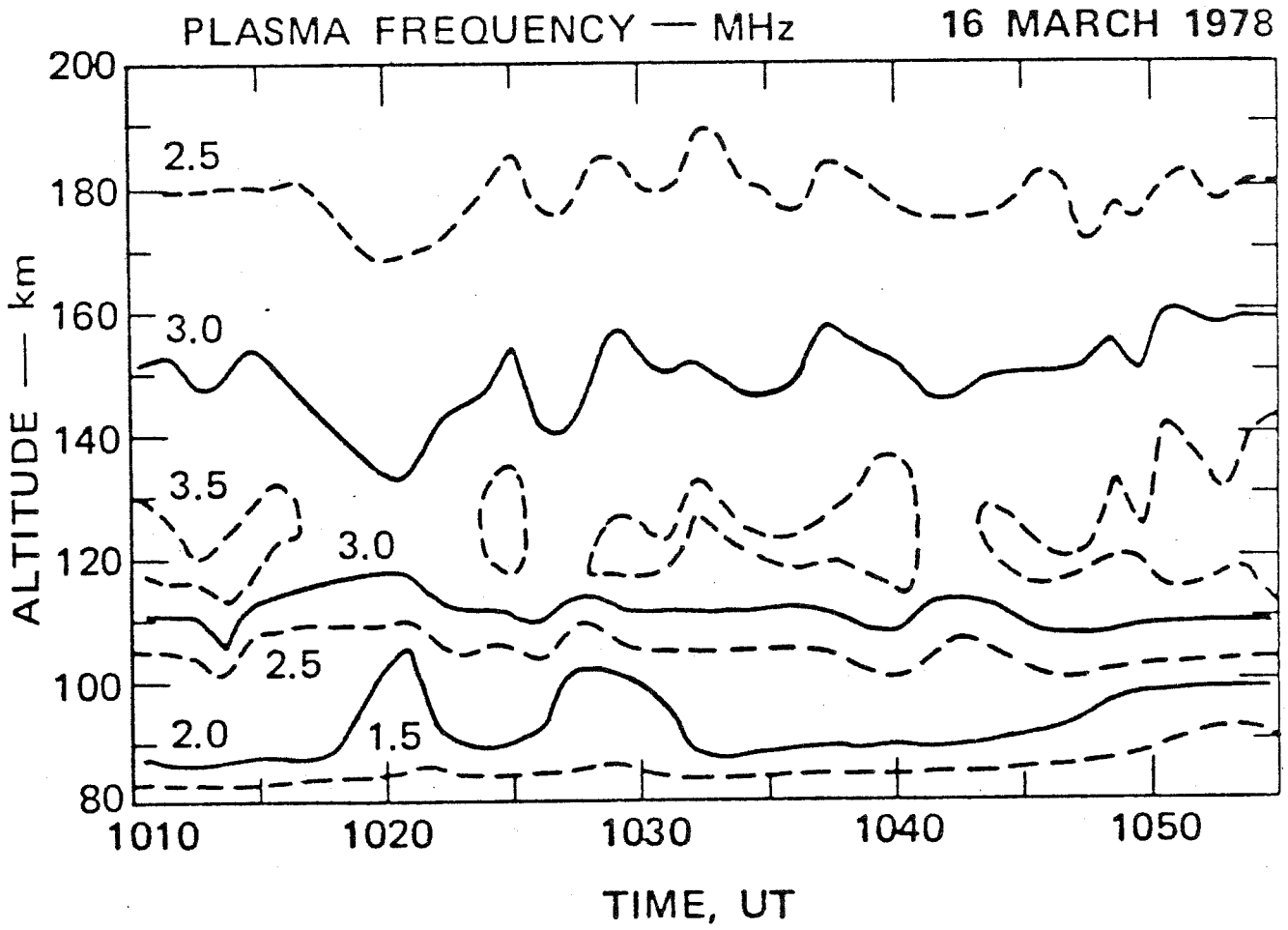


FIGURE 12

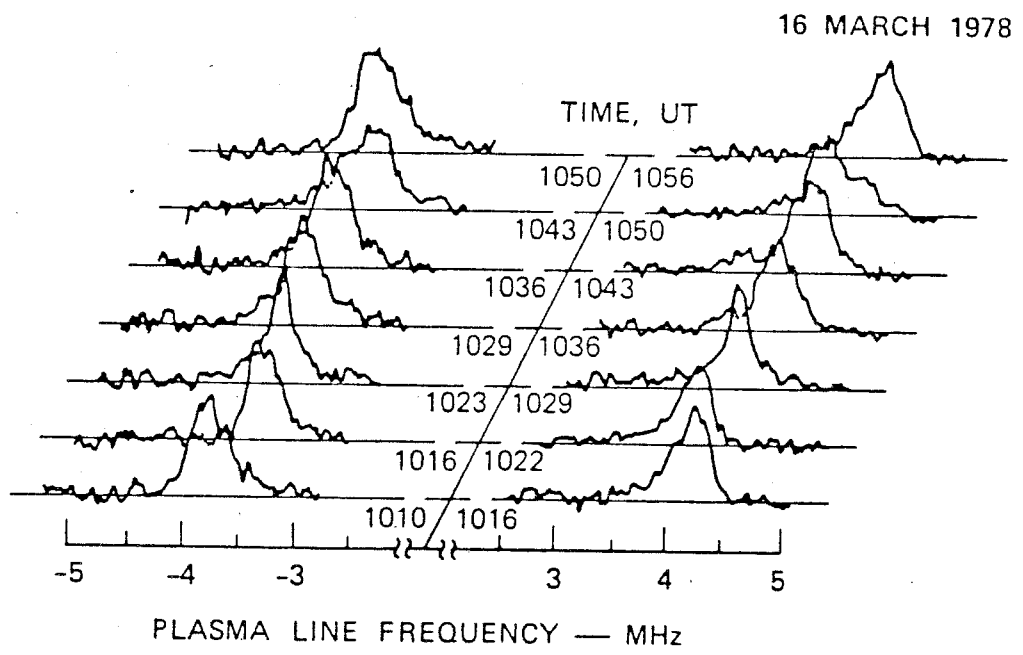


FIGURE 13

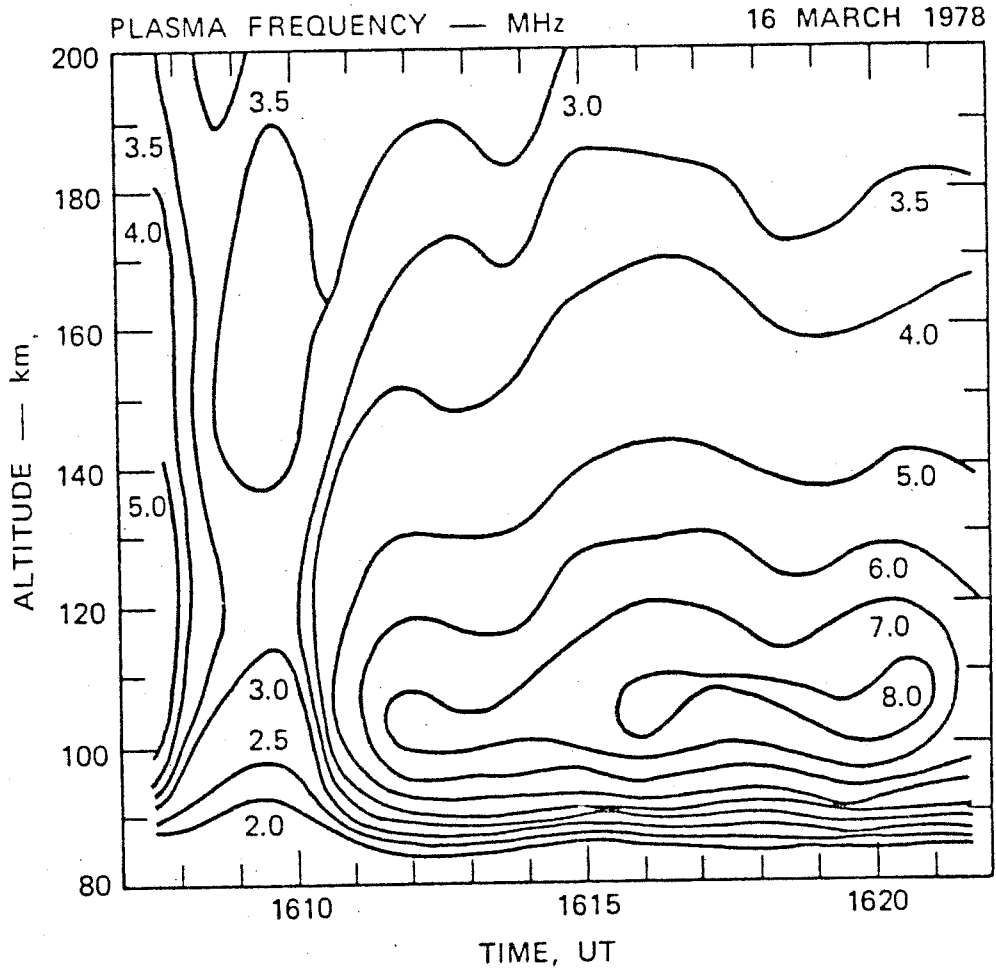


FIGURE 14

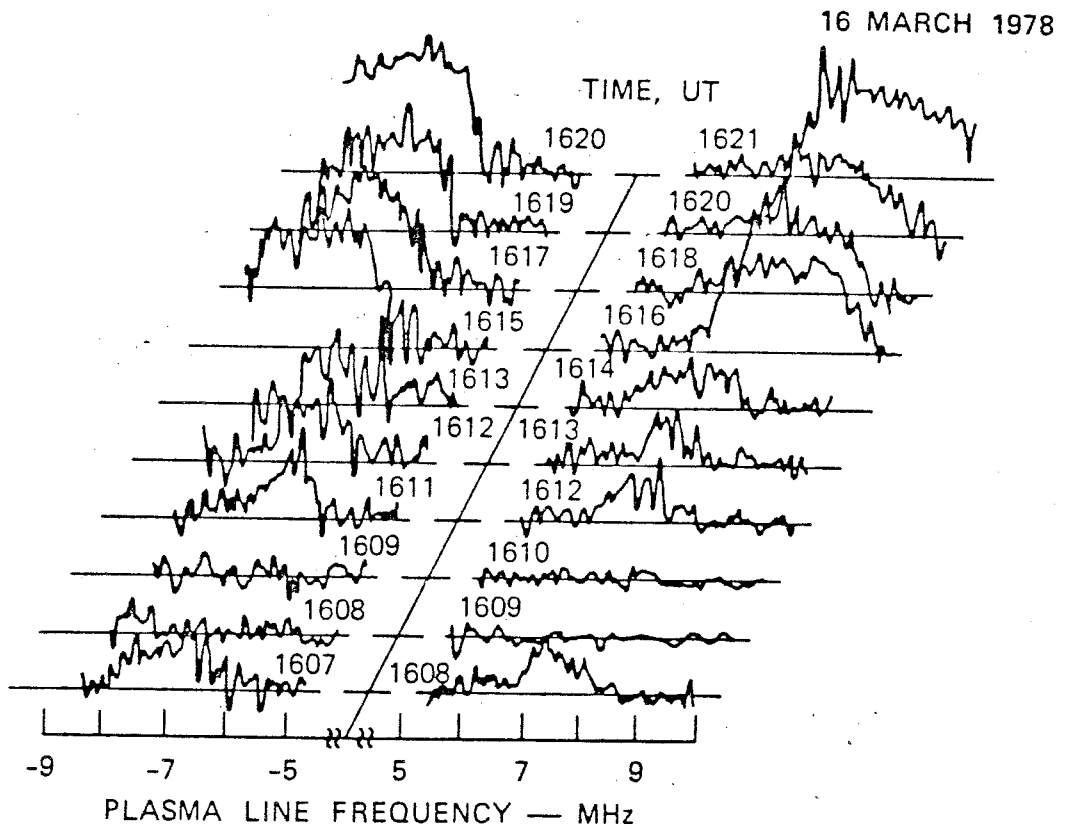


FIGURE 15

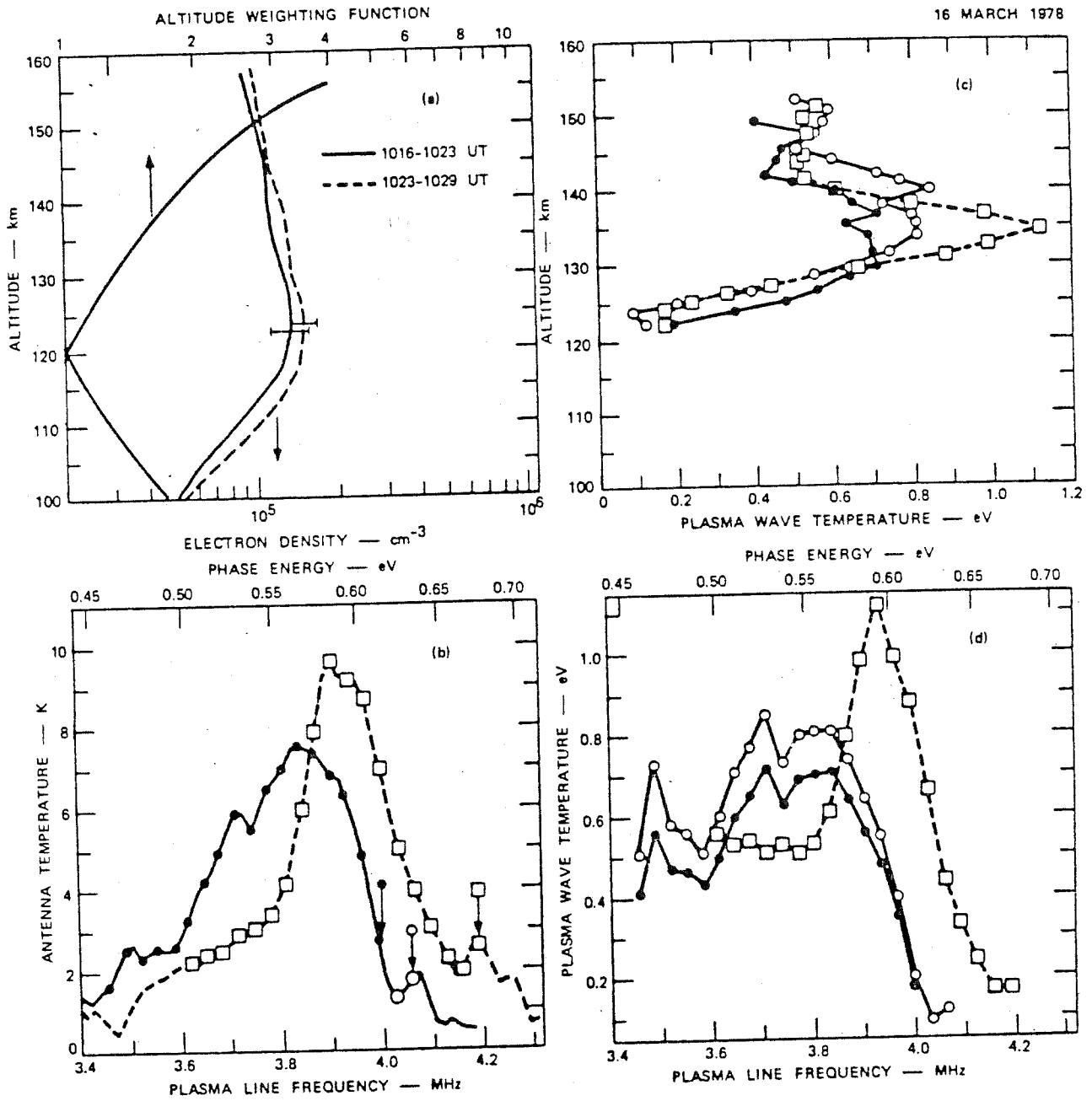


FIGURE 16

sharp decrease in intensity from the peak. As previously, we attribute this tail to variation in the peak electron density during the integration period.

Much of the difference in peak intensity and width arises from the time variation of the layer. From the bars in Figure 16(a) showing the variation in peak density, it is apparent that there was more variation during the earlier integration. As measured, this would lead to a smaller peak signal and wider spectrum. However, there is also the possibility of an altitude factor because the same density in this later curve always occurs at a higher altitude.

To find kT_p from the plasma line intensity spectrum, Eq. 21, we need to associate an altitude with each frequency. Unfortunately, this task is not as easy as converting a plasma line frequency to density and then using the density profile. Because of the accumulative effects of the averaging discussed previously, the temperature dependence of the scattering cross section, and the absolute calibration of the radar, the plasma line frequency is better known than the absolute scale of the density profile. Therefore, we use the plasma-line data to normalize the density profile. Usually we would do this with the data from the filter bank. However, there are no such data on this occasion.

In the F region at Chatanika and elsewhere, there is a very sharp cutoff to the plasma line spectrum at the peak frequency. It is all the more dramatic because the maximum signal is at the low frequency side of the cutoff (cf. Showen, 1979). Hence, it is easy to scale the density profile. However, in the auroral E region the situation is different: the cutoff is less sharp. There are two possible reasons that may

contribute. First, there is temporal variation of the peak density during the integration time. We have already discussed some of the effects of this variation. Second, the maximum signal may come from a higher altitude than the peak. This appears to be the case for the data from 19 March 1978 shown in Figures 4, 6, and 9. The maximum is near 4.0 MHz and the signal is already significantly smaller by 4.5 MHz. Both the frequencies are considerably less than the peak frequency. Indeed, they are small enough that the intensities should be little affected by the variation of the layer during the integration time. This also appears to be the case for the data from 16 March 1979. In the short one-minute integrations in Figure 15 the intensity falls off gradually, rather than precipitously, at the high frequency end of the spectra.

Returning to the data in Figure 16(b), we have adopted the following procedure. We extended the main decline to zero intensity and scaled the ion component density profile to obtain the related peak density. An altitude can then be determined for each data point in the spectrum and the plasma wave temperatures calculated. The arrows with open symbols in Figure 16(b) show the frequencies determined in this manner. The kT_p values were then calculated for every other data point over portions of the spectrum, i.e., the points indicated after correcting the altitude weighting function shown in Figure 16(a). The resultant kT_p values are shown with open symbols versus altitude in Figure 16(c) and versus plasma frequency (and phase energy) in Figure 16(d).

Should a lower frequency be associated with the E-layer peak, such as the one designated by the solid symbol in Figure 16(b), then the resultant kT_p altitude profile is shifted to a lower altitude and the

intensities are enhanced at the lower altitudes and reduced at the higher altitudes. The altitude shift is determined by the plasma frequency or density gradient (the larger the gradient, the smaller the shift). The kT_p spectrum is slightly reduced in intensity. The amount depends primarily upon the altitude change and the altitude weighting function.

Thus, we have obtained kT_p values ranging from 0.1 to 1.1 eV over an altitude range from 122 to 150 km and a phase energy range from 0.45 to 0.65 eV. The kT_p spectra for the two periods are similar with their maxima near the high frequency or energy end. The shift in location of the maximum is in accord with the change in auroral E layer. The altitude profiles of kT_p are in reasonable agreement showing kT_p increasing from the peak of the E layer to a maximum about 10 km higher and then falling off to higher altitudes. The differences among the curves give an indication of the uncertainty, including contributions from geophysical variations. The important physical result, here, is that the peak of the kT_p profile is at a greater altitude than the peak of the E layer. For the two peaks to be at the same altitude, a frequency near the peak of the observed signal spectrum in Figure 16(b) would have to be identified with the peak of the E layer. This is unlikely. First, it would be difficult to obtain the observed shapes with a spectrum having a sharp cutoff and having the observed peak frequency variation. Second, the low frequency data from 19 March 1978 that we have already discussed and for which the altitudes are well determined are consistent with this interpretation; **RECALL** that the lower frequencies during a given measurement refer to greater heights because all the signals were found on the **top** side of the layer.

The difference in altitudes is indicative, to a first approximation, of the secondary electron flux being a maximum at the higher altitude rather than at the peak of the layer.

For most of the remaining data, the analysis for kT_p values will be easier because we also have data from the filter bank which will make it easier to normalize or scale the electron density profile.

C. Electron Velocity and Current Parallel to the Magnetic Field

In order to attempt this measurement, we used a slower sampling rate to obtain greater frequency resolution. By changing from 15 MHz to 8 MHz, the equivalent filter changed from 30 to 16 kHz. The measurements were made during a period of good signal-to-noise ratio and stable diffuse aurora, 1010 to 1055 UT. Data from this period have already been discussed extensively. The plasma frequencies and plasma line intensities have been presented in Figures 12 and 13.

We applied the procedure described in Section III-C to find the Doppler shifts. Since the spectra appear truly symmetric, the procedure is applicable. The results of this analysis, the combined frequency shifts, are shown in Figure 17. Each point at two-minute intervals is the result of a six-minute integration. The statistical uncertainty is of the same order as many, but not all, the measurements. If instead of looking at the individual points, we assume that the current in a stable aurora is almost constant, we can average all the data. We find that the combined frequency shift $f_{up} + f_{down}$ is approximately -10.6 kHz with an uncertainty of 8 kHz. Again, this result is just significant. This frequency shift gives rise to an electron velocity of 0.6 km/s. The ion velocity parallel to the magnetic field is negligible in comparison. For an electron density of 10^5 cm^3 , this gives rise to a current down the magnetic field line of the order of $10 \text{ } \mu\text{A/m}^2$.

As indicated in Section III-C, the current determination applies to a region above the E-layer peak because that is where the observed signal originates. In Figure 16(c), which was discussed in the previous

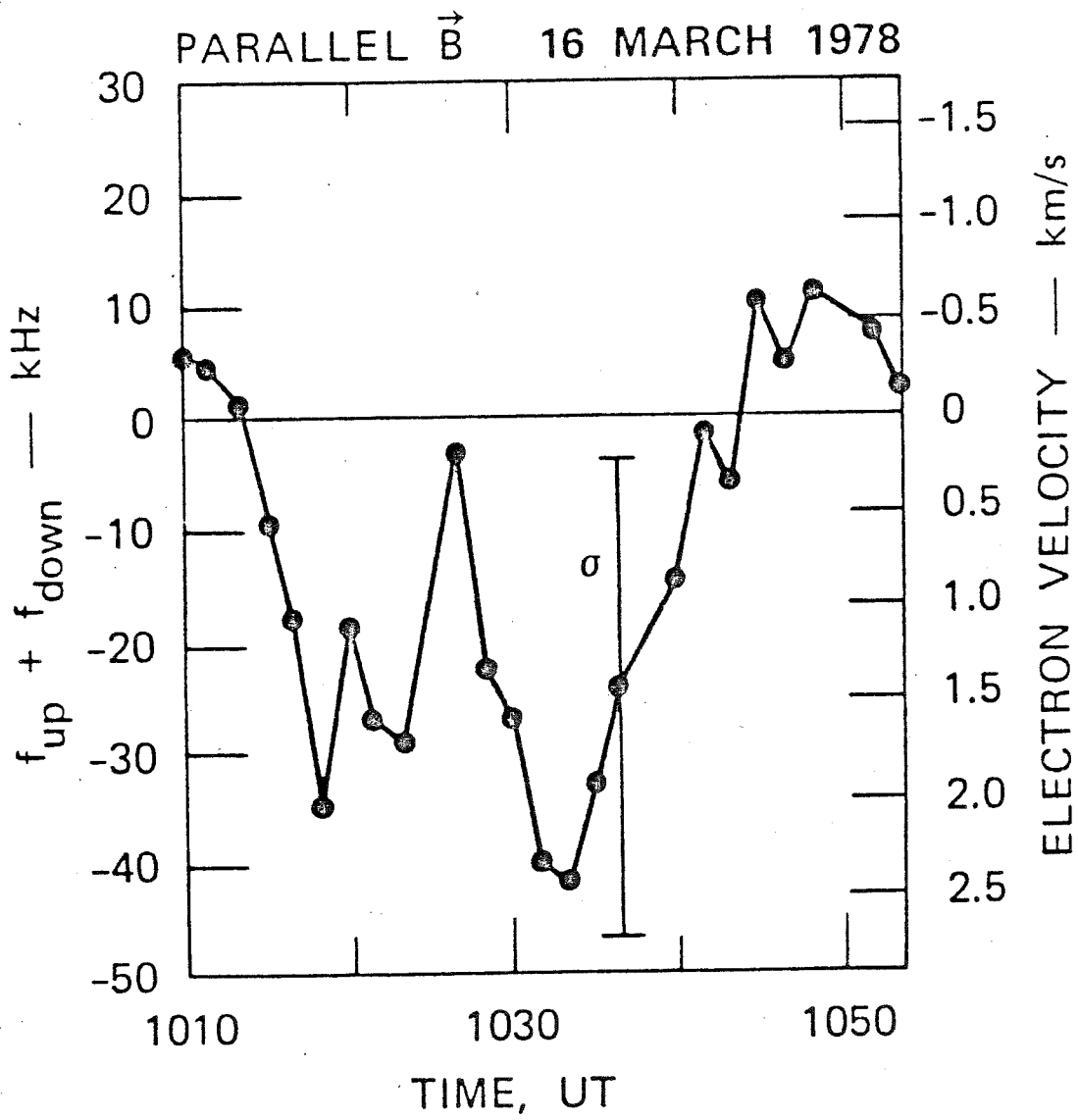


FIGURE 17

section and is from the time period of the current determination, we see that the peak of the kT_p profile is between 130 and 135 km. A comparison of Figures 16(b) and 16(d) further indicates how to relate, point by point, the observed and kT_p spectra. We thus determine that the observed spectrum also has its peak between 130 and 135 km, while the E-region density peak is at 122 km. Therefore, the averaged current is from a region about 10 km above the peak of the E region in this example.

The magnitude of this current is reasonable, but we have no correlative measurements to verify it. However, downward field aligned currents are expected in the evening sector in the diffuse aurora (Kamide and Rostoker, 1977) or near the equatorward portion of the auroral oval (Potemera, 1977). These two descriptions are equivalent in that the diffuse aurora occurs in the equatorward portion of the oval. The low and relatively constant electron densities that we measure in the auroral E-layer (Figures 10 and 12) clearly indicate that we are in the region of diffuse aurora. This conclusion is further supported by the equivalent 4278 Å intensity [Figure 10(d)] which is typical of the diffuse aurora.

The evening sector in both articles is defined in terms of the eastward electrojet which gives rise to a positive H-component excursion of the magnetometer. We, however, appear to be in the transition region or Harang discontinuity between positive and negative bays, with the H-component just negative of the quiet-time curve. Thus, while not within the region where downward currents are statistically expected, we are close to it.

As we improve this technique and gain more confidence in it, one of the applications will be to further define where and under what conditions Birkeland currents occur; or, at least, it would show that part of the Birkeland current ^{that is} carried by thermal electrons. Suitable comparisons with magnetometer experiments could then resolve the question of whether ions contribute significantly to the Birkeland currents.

V DISCUSSION AND CONCLUSION

In the spring and fall of 1978, we made a series of plasma line observations in the auroral region at Chatanika, Alaska. While successful measurements had previously been made (Wickwar, 1978), this series used for the first time a high-speed correlator, in addition to the usual filter bank, to measure the plasma line intensity spectra. In addition, more ion component measurements necessary for the data interpretation were made simultaneously. Indeed, we made a greater number of different yet simultaneous power and spectral measurements with the radar than ever before. The theoretical basis has been developed to obtain the intensity spectrum from correlator measurements with a monostatic radar. A comparison of the filter bank and correlator measurements proves that the correlator can indeed be used successfully to measure plasma line spectra. The spectra have the advantage that they cover a continuous wide frequency band with better spectral resolution than the filter bank. The filter bank nicely complements these spectra by providing range information for scaling the density profiles and separating intensities from the top and bottom sides of the layer.

A large series of observations were made under a variety of conditions during both the day and the night. A variety of different observations from the auroral E layer have been presented to show the richness of the phenomenon observed, specifically to examine the shape and variations in shape of the spectra. In order to relate these measurements to the auroral situation, we have presented a particularly wide range of correlative measurements.

As previously found (Wickwar, 1978), the plasma line intensity on the bottom side of the E layer was found to be insignificant compared to the top side intensity. Theoretical calculations (Oran et al., 1979) are consistent with this finding. As expected, the observed spectra were found to be wider and weaker for large density gradients than for small gradients. Unlike daytime spectra excited by photoelectrons, the signal strength does not approach a strong maximum followed by a sharp cutoff at the high frequency end of the spectrum. Instead, there is a more modest maximum followed by a more gradual fall-off. Concomitantly, the observed intensities and the derived plasma wave temperatures have their maxima significantly above the E-layer peak. Again, theoretical calculations (Oran et al., 1979) are consistent with this finding.

To first order, these results are readily understood. First, at the lower altitudes, there is a sharp rise in kT_p with altitudes. The rate is roughly that of the inverse neutral density, as found in Wickwar (1978). Since the present work involves a range of plasma frequencies, it further implies that there is little variation in kT_p at a given altitude in this narrow frequency region. Since the production rate decreases to lower frequencies as the square of the electron density, the relative constancy of kT_p implies that the losses of secondary electrons decrease to lower frequencies and phase energies by roughly a similar amount. Second, at the higher altitudes there is sharp fall in kT_p with altitude. This behavior was also seen in Wickwar (1978) and was attributed to the increased importance of the Maxwellian term in the enhancement equation at higher altitudes and hence larger electron temperatures. That effect would be even more pronounced here because the phase energy

is decreasing with altitude. As more of the data are analyzed and the results modeled, we will be better able to test this interpretation and fill in more of the details.

In addition to these extensive observations of the spectra in the auroral E layer, we have also made the first observations in the auroral region of E-region and F-region plasma lines enhanced by photoelectrons. These plasma lines will be examined in a subsequent article.

Besides examining the shape of the plasma line spectra, we have attempted to determine the Doppler shift of the spectra and hence the drift velocity of the ambient electrons. By combining the electron velocity with the simultaneous measurements of ion velocity and electron density, we have made a first attempt with the technique to determine Birkeland currents in the topside E region.

Thus, we have attempted to give an overview of the joint American-French plasma line experiments conducted at Chatanika in March and November 1978. We are continuing the data analysis and expect to concentrate in two directions. The first involves the differential fluxes of low energy electrons in the E layer and the factors such as the neutral atmosphere that affect these fluxes. The second involves the Birkeland currents. We expect to improve the analysis procedure, make comparisons to other measurements such as those obtained by the Alaskan magnetometer chain and satellites, and study their occurrence.

VI ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to thank the staff members at Grenoble and SRI, whose ^{International} considerable assistance made these observations possible. In particular, we would like to thank Bernard Chabert, Murray Baron, Howard Burch, Bruce Craig, Ragni Pasturel, and Juris Petriceks for engineering and system design; Charles Dawson for the observation program; John Kelly for the antenna calibration and much else; Mary McCready, Chuck Code, and Carl Dean Feken for their assistance at Chatanika; Lorie McNeil and Carol Leger for programming; and Nancy Wallace for data reduction. The French portion of the experiment was supported by a CNRS ATP IMS and by CRPE-CNET. The American portion was supported by NSF grant ATM78-00129. In addition, the Chatanika Radar is operated by SRI International under contract DNA001-77-C-0042 from the Defense Nuclear Agency and grant ATM72-01644-A05 from the Atmospheric Sciences of the National Science Foundation.

BIBLIOGRAPHY

- Baron, M.J., "Electron Densities within Aurorae and Other Auroral E-Region Characteristics," Radio Science, Vol. 9, pp. 341-348 (1974).
- Baron, M.J., "The Chatanika Radar System," in Radar Probing of the Auroral Plasma, Proceedings of the EISCAT Summer School, Tromsø, Norway, June 5-13, 1975, A. Brekke, ed. (Scandinavian University Books, Tromsø, Norway, 1977), pp. 103-141.
- Bauer, P., K.D. Cole, and G. Lejeune, "Field-Aligned Electric Currents and Their Measurement by the Incoherent Backscatter Technique," Planet. Space Sci., Vol. 24, pp. 479-485 (1976).
- Burch, G.H., Operating Handbook for Digital Autocorrelator, Contract DASA01-67-C-0019, SRI Project 6291-100, Stanford Research Institute, Menlo Park, California 94025 (1970).
- Burch, G.H., Chatanika Radar Computer Interface, Operating Handbook, NSF Grant No. GA-43190, SRI Project 3458, Stanford Research Institute, Menlo Park, California 94025 (1975).
- Carlson, H.C., W.E. Gordon, and R.L. Showen, "High Frequency Induced Enhancements of the Incoherent Scatter Spectrum at Arecibo," J. Geophys. Res., Vol. 77, pp. 1242-1250 (1972).
- Chabert, B., P. Dutang, and G. Sanchez, "Correlateur Multibit a Large Bande (16 MHz), Note Technique LETI/MCTE n° 1045, C.E.A.--C.E.N-G, Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique (1974).

- Cicerone, R.J. and S.A. Bowhill, "Photoelectron Fluxes Measured at Millstone Hill," Radio Sci., Vol. 6, pp. 957-966 (1971).
- Dawson, C.H., "Atol--The On-Line Data-Collection Program for the Chatanika Radar Facility," Operating Handbook, NSF Grant No. DES72-01644 A02, SRI Project 2251, SRI International, Menlo Park, California 94025 (1976).
- Evans, J.V., "Theory and Practice of Ionosphere Study by Thomson Scatter Radar," Proc. IEEE, Vol. 57, pp. 496-530 (1969).
- Farley, D.T., "Incoherent Scatter Correlation Function Measurements," Radio Sci., Vol. 4, pp. 935-953 (1969).
- Kamide, Y., and G. Rostoker, "The Spatial Relationship of Field-Aligned Currents and Auroral Electrojets to the Distribution of Nightside Auroras," J. Geophys. Res., Vol. 82, pp. 5589-5608 (1977).
- Kantor, I.J., "High Frequency Induced Enhancements of the Incoherent Scatter Spectrum at Arecibo, 2," J. Geophys. Res., Vol. 79, pp. 199-208 (1974).
- Leadabrand, R.L., M.J. Baron, J. Petriceks, and H.F. Bates, "Chatanika, Alaska, Auroral-Zone Incoherent-Scatter Facility," Radio Sci., Vol. 7, pp. 747-756 (1972).
- Oran, E.S., V.B. Wickwar, and W. Kofman, "Auroral Plasma Lines: A First Comparison of Theory and Experiment " (in preparation, 1979).
- Papoulis, A. Minimum-bias windows for high resolution Spectral Estimates I.E.E.E., Trans. of. Inf. theory 19,9, 1973.
- Petriceys, J. "Chatanika Radar Receiver," Operating Handbook, Contract DNA001-74-C-0257, SRI Project 3376, Stanford Research Institute, Menlo Park, California 94025 (1976).

- Potemra, T.A., "Large-Scale Characteristics of Field-Aligned Currents Determined from the Triad Magnetometer Experiment," in Dynamical and Chemical Coupling, pp. 337-352, B. Grandal and J.A. Holtet, eds. (D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland, 1977).
- Rino, C.L., "Radar Measurement of Ionosphere Motion in the Presence of Current-Induced Spectral Asymmetries," Radio Sci., Vol. 7, pp. 1049-1060 (1972).
- Rino, C.L. A. Brekke, and M.J. Baron, "High-Resolution Auroral Zone E Region Neutral Wind and Current Measurements by Incoherent Scatter Radar," J. Geophys. Res., Vol. 82, pp. 2295-2304 (1977).
- Rino, C.L., M.J. Baron, G.H. Burch, and O. de la Beaujardiere, "A Multipulse Correlator for the Chatanika Radar," Contract DNA001-72-C-0076, SRI Project 1703, Stanford Research Institute, Menlo Park, California 94025 (1974).
- Rino, C.L. M.J. Baron, G.H. Burch, and O. de la Beaujardiere, "A Multipulse Correlator Design for Incoherent Scatter Radar," Radio Sci., Vol. 9, pp. 1117-1127 (1974).
- Showen, R., "The Spectral Measurements of Plasma Lines," submitted to Radio Sci., (1979).
- Vidal-Madjar, D., W. Kofman, and G. Lejeune, "Mesures de la Raie de Plasma par Diffusion Incoherente a Nancay, et Premiers Resultats Morphologiques," Ann. Geophys., Vol. 31, pp. 227-234 (1975).
- Vondrak, R.R., and M.J. Baron, "Radar Measurements of the Latitudinal Variation of Auroral Ionization," Radio Sci., Vol. 11, 939-946 (1976).

Vondrak, R.R., and M.J. Baron, "A Method of Obtaining the Energy Distribution of Auroral Electrons from Incoherent Scatter Radar Measurements," in Radar Probing of the Auroral Plasma, Proceedings of the EISCAT Summer School Tromsø, Norway, June 5-13, 1975, A. Brekke, ed. (Scandinavian University Books, Tromsø, Norway, 1977). pp. 315-330.

Wickwar, V.B., "Photoelectrons from the Magnetic Conjugate Point Studied by Means of the 6300A Predawn Enhancement and the Plasma Line Enhancement," Ph.D. Thesis, Rice University, Houston, Texas (1971).

Wickwar, V.B., "Plasma Lines in the Auroral E Layer," J. Geophys. Res., Vol. 83, pp. 5186-5190 (1978).

Wickwar, V.B., M.J. Baron, and R.D. Sears, "Auroral Energy Input from Energetic Electrons and Joule Heating at Chatánika," J. Geophys. Res., Vol. 80, pp. 4364-4367 (1975).

Yngvesson, K.O., and F.W. Perkins, "Radar Thomson Scatter Studies of Photoelectrons in the Ionosphere and Landau Damping," J. Geophys. Res., Vol. 73, pp. 97-110 (1968).

- Figure 1 Block Diagram of the Analog and Digital Parts of the Receiver System.
- Figure 2 Antenna Calibration. The solid line indicates the gain $G(\nu)$ relative to the calibration noise source. This is the curve used in the data analysis. By including corrections for the frequency dependence of the noise source, isolator and directional coupler, the dashed curve shows the actual frequency dependence of the antenna receiving system.
- Figure 3 Range-Time Diagram Illustrating the Measurement technique. For range, r , associated with time, τ_r , after the beginning of the transmitted pulse, $r = c \tau_r / 2$, the signal is integrated for a time almost equal to the length of the transmitted pulse, $T = \tau_r'' - \tau_r$. For range $r' = c \tau_r' / 2$, associated with a time τ_r' , the integration time is less, $T' = \tau_r'' - \tau_r'$.
- Figure 4 Peak Frequency and Altitude of the Auroral E Layer on 19 March 1978 Determined with One-Minute Integrations. These data are from the ion component. The frequency is a continuous variable, but the altitude is quantized in steps of almost 5 km.
- Figure 5 Electron Densities from the Ion Component and Plasma Lines on 19 March 1978. The bar at the peak of the layer shows the range of variation determined from the one-minute integrations.
- Figure 6 Data from the Plasma Line Filter Bank on 19 March 1978. Sixteen channels of data were obtained by observing alternatively every 10 seconds above and below the transmitter frequency with a bank of eight filters. The signals are shown for the

10 plasma line channels with the smallest frequency offsets. Plasma lines appear in the 8 of these with the smallest offsets. Their altitudes are indicated by open circles and their intensities by vertical straight lines.

Figure 7 Plasma Line Autocorrelation Functions Obtained with the French Autocorrelator on 16 March 1978. Each of these 256-point autocorrelation functions (ACFs) contain contributions from the signal . The top ACF is for the upshifted frequencies; the bottom ACF is for the downshifted frequencies, but also includes the ion component. The measurements alternated every 10 seconds. The data were sampled at a 15 MHz rate with a 320- μ s range gate centered at 110 km.

Figure 8 Plasma Line Spectra Obtained with the French Autocorrelator on 19 March 1978. These are the spectra of the upshifted and downshifted plasma lines in a 48-km window centered at 120 km. They have not yet been corrected for the altitude weighting function and the relative antenna calibration.

Figure 9 Comparison of Plasma Line Intensities Obtained with the Filter Bank and Correlator on 19 March 1978. The correlator data have been corrected for the altitude weighting function and both sets of data have been corrected for the antenna calibration.

Figure 10 Several Characterizations of the Auroral Conditions During the Plasma Line Observation Period on 16 March 1978. Parts (a) and (b) are from sensors at Poker Flat, 4 km from the radar. Parts (c) through (f) are determined from the radar data. This figure is described in detail in the text.

Figure 11 Auroral Conditions and Plasma Line Data for Two Time Periods on 16 March 1978. Parts (a) and (b) show the energetic electron fluxes derived from the electron density profiles in Parts (c) and (d). The bars at the layer peaks show the ranges of variation found in one-minute integrations. Parts (e) and (f) show upshifted plasma line spectra obtained with the FAC, with the range gates set at 110 km and 105 km, respectively, and a 15-MHz sampling rate. The approximate plasma frequency was calculated assuming an electron temperature of 400K.

Figure 12 Contours of E-region Plasma Frequencies During a Period of Diffuse Aurora on 16 March 1978.

Figure 13 Sequence of Plasma Line Spectra During a Period of Diffuse Aurora on 16 March 1978. The FAC range gate was centered at 120 km and the sampling rate was 8 MHz.

Figure 14 Contours of E-Region Plasma Frequencies During a Period of Active Aurora on 16 March 1978.

Figure 15 Sequence of Plasma Line Spectra at One-Minute Intervals During a Period of Active Aurora on 16 March 1978. The FAC range gate was centered at 105 km and the sampling rate was 15 MHz.

Figure 16 Plasma Line Spectra and Derived Plasma Wave Temperatures During Two Periods of Diffuse Aurora on 16 March 1978. Part (a) shows the electron density profiles. The bars near the layer peaks show the ranges of variation found in one-minute integrations. The FAC range gate was centered at 120 km, giving rise to the altitude weighting function associated

with the top scale. Part (b) shows the two observed upshifted spectra of the plasma lines. Every other data point is shown for a portion of the spectrum starting with the point, identified by an arrow, that is associated with the layer peak in Part (a). Part (c) shows the plasma wave temperature profiles derived from the spectra in Part (b), one curve associated with the first time period and two with the second. Part (d) shows the plasma wave temperature spectra.

Figure 17 Doppler Shift of the Plasma Line Spectra or Electron Velocity During the Diffuse Aurora. Although separated by two minutes, each data point was found using a six-minute integration. The Doppler shift was determined from the first moment.

chapitre 6

article 5

INCOHERENT SCATTERING OF AN ELECTROMAGNETIC
WAVE IN THE MESOSPHERE : A THEORETICAL CONSIDERATION

AUTEURS : K. FUKUYAMA, W. KOFMAN

Incoherent Scattering of an Electromagnetic
Wave in the Mesosphere: A Theoretical Consideration

K. FUKUYAMA *

E.T.E., C.R.P.E.,
Centre National d'Etude
des Télécommunications,
92131 Issy-les-Moulineaux,
FRANCE

and

W. KOFMAN

Centre d'Etude des Phénomènes Aléatoires
et Géophysiques
(Equipe de Recherche Associée au C.N.R.S.),
B.P. 46, - 38402 St. Martin d'Hères,
FRANCE

* On leave from the Geophysical Institute,
Kyoto University, Kyoto 606, JAPAN

ABSTRACT

Incoherent scatter spectra for a plasma with a negative ion component are calculated successively by the kinetic and hydrodynamic approaches. It is shown that mesospheric negative ions enhance significantly the scattered power of the ion component of the incoherent scatter spectrum. A simplified method is proposed for determining the mesospheric parameters from the measured incoherent scatter spectrum.

NOTATIONS

- f_0 : transmitted frequency of the radar
- $f(\vec{v})$: velocity distribution
- \vec{k} : wave vector
- m_j : mass of the species j (j takes e for electron,
I for positive ion and J for negative ion.)
- $n(\vec{k}, \omega)$: density in the space (\vec{k}, ω)
- n_e : electron density
- n_I : positive ion density
- n_J : negative ion density
- p_j : pressure
- q : charge
- r_e : classical electron radius
- \vec{u}_j : fluid velocity
- D : Debye length
- K : Boltzmann constant
- P : total incoherent scatter power
- $S(\vec{k}, \omega)$: incoherent scatter power
- T_j : temperature
- \vec{V}_j : particle velocity
- $\alpha = (kD)^{-1}$
- $\epsilon(\vec{k}, \omega)$: dielectric function
- ν : collision frequency for the momentum transfer
- ν' : collision frequency for the energy transfer
- $\rho(\vec{k}, \omega)$: induced charge density
- ρ_j : mass density

- \vec{r}_j : particle position
- χ_j : polarizability associated to the particles of the species j
- ψ_j : normalized collision frequency between the species j and the neutrals
- ω : Doppler-shifted frequency

INTRODUCTION

Incoherent scatter radars have been generally used for the study of the ionosphere in the E and F region. Only recently have some investigators applied this technique to the mesosphere and also the stratosphere (e.g., Rastogi and Woodman, 1974; Rastogi and Bowhill, 1976 a, b).

The theory and application of electromagnetic waves incoherently scattered by the ionosphere has been well developed (see, for example, reviews by Evans (1969), Bauer (1975), and references therein). So far, however, little attention has been paid to the theory of incoherent scatter from ionization in the mesosphere. This region is characterized by a very complex composition with a large contribution of hydrated positive and negative ions. For example, at 70 km the relative abundance λ of the negative ions ($\lambda = n_J/n_e$) is thought to be 5 - 10 (Reid, 1970).

In this paper, we study the influences of negative ions on the incoherent scatter spectrum of the mesosphere. The theoretical spectrum of the density fluctuations is first computed by a kinetic analysis based on the concept of "dressed" particles. We then develop the hydrodynamic approach of Tanenbaum (1968) to find a simplified formula of the incoherent scatter spectrum for a plasma including negative ions. It is shown that these two approaches give almost identical results below an altitude of 80 km, and that the incoherent scatter spectrum of the mesosphere can be decomposed into two parts: one is termed the ion component and

the other is the electron component. The shapes of these two components depend on the electron-neutral and ion-neutral collision frequencies. The magnitude and the spectral width of the ion component depend strongly on the abundance of negative ions.

We use these results to compute the principal characteristics of the incoherent scatter spectrum expected from the mesospheric D region. These model calculations were made for the French incoherent scatter facility that operates at 935 MHz. For the UHF bands, even though the ratio of radar wavelength to the Debye length is relatively small, the large difference between electron and ion masses and the effect of the collisions allow one to distinguish the ion component from the electron component. Finally, we propose a simplified method for determining the mesospheric parameters from the measured incoherent spectrum. This method could be used by a radar to determine the relative abundance of electrons, negative ions, and positive ions.

The mesospheric spectrum has recently been obtained by the French incoherent scatter radar with a correlator of the 1-KHz bandwidth (F. Bertin, 1977; private communication). Using the 430-MHz radar at Arecibo, R. M. Harper (1977, private communication) has also made preliminary measurements of the scattering echoes from the 57-93 km region. Both of these mesospheric spectra measured by the UHF radars show the experimental existence of the well defined ion component.

Recently, Mathews (1978) has also computed the effect of negative ions on incoherent-scatter spectra, considering the possibility that the presence of negative ions is deduced from

an analysis of the width and shape of the ion line. In this paper we propose an alternative method that uses the ion and electron components to determine the negative ion abundance.

1. KINETIC APPROACH

1.1 One component plasma

In order to establish the characteristics of the incoherent scatter spectrum; we use the concept of "dressed" test particles. After the introduction of test particles, the charge density fluctuation for the j th dressed particle (Ichimaru, 1973) can be expressed as

$$\rho_j^d(\vec{k}, \omega) = \rho_{\text{Test},j}(\vec{k}, \omega) + \rho(\vec{k}, \omega) = \frac{\rho_{\text{Test},j}(\vec{k}, \omega)}{\epsilon(\vec{k}, \omega)} = [1 - \frac{\chi}{\epsilon}] \rho_{\text{Test},j}(\vec{k}, \omega), \quad (1)$$

where

$$\rho_{\text{Test}}(\vec{k}, \omega) = q \cdot n(\vec{k}, \omega) = 2\pi q \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}_j) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_j). \quad (2)$$

The field of this dressed particle is the superposition of the fields of the test particle and of the induced screening cloud. We can describe each particle of the plasma as a test particle. The fluctuations of the total charge density can therefore be written as

$$\rho_{\text{Total}}^d(\vec{k}, \omega) = \sum_{j=1}^N \rho_j^d(\vec{k}, \omega). \quad (3)$$

We can now neglect the correlations between two different dressed particles, since the major correlation effects are taken into account by the structure of each dressed particle. This leads to:

$$S(\vec{k}, \omega) = (2\pi q)^{-2} \langle \rho_T^d(\vec{k}, \omega) \rho_T^d(-\vec{k}, -\omega) \rangle = \frac{n}{(2\pi q)^2} \frac{\langle \rho_{\text{Test}}(\vec{k}, \kappa) \rho_{\text{Test}}^*(\vec{k}, \omega) \rangle}{|\epsilon(\vec{k}, \omega)|^2}, \quad (4)$$

where $\langle \rangle$ denotes the ensemble average, and $*$ the complex conjugate.

Defining $\langle |\rho(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle = 2 \text{Re}[C(\vec{k}, \omega)]$, and $\chi = i\vec{k} \cdot \vec{A}(\vec{k}, \omega) / (kD)^2$

$$= i \frac{\omega_j}{(kD)^2} \int d\vec{v} \frac{\vec{k}}{\omega + i\nu - \vec{k} \cdot \vec{v}} \frac{\partial f_j(\vec{v})}{\partial \vec{v}}, \text{ we have}$$

$$S(\vec{k}, \omega) = 2n \frac{\text{Re}(C(\vec{k}, \omega))}{|1 + \chi|^2}. \quad (5)$$

Assuming now a Maxwellian velocity distribution, we obtain

$$\text{Re}(C(\vec{k}, \omega)) = \sqrt{\pi} (\theta/\omega) \exp(-\theta^2), \quad (6)$$

where θ is a normalized angular frequency defined by

$$\theta = (\omega/k) (m/2KT)^{1/2},$$

and

$$\vec{k} \cdot \vec{A}(\vec{k}, \omega) = \sqrt{\pi} \theta \exp(-\theta^2) - i(1 - 2\theta \exp(-\theta^2)) \int_0^\theta \exp(t^2) dt, \quad (7)$$

as found by Hagfors and Brockelman (1971).

1.2 Multicomponent Plasma

We can now apply the same formalism to a multiple component plasma, composed of negative and positive ions and electrons.

The equilibrium condition is $n_I = n_J + n_e$ (charge neutrality).

The response of the medium to a test particle can be written:

$$\rho_e^d(\vec{k}, \omega) = [1 - \frac{\chi_e}{\epsilon}] \rho_e^{\text{Test}} + \frac{\chi_I}{\epsilon} \rho_e^{\text{Test}} - \frac{\chi_J}{\epsilon} \rho_e^{\text{Test}}, \quad (8a)$$

$$\rho_J^d(\vec{k}, \omega) = [1 - \frac{\chi_J}{\epsilon}] \rho_J^{\text{Test}} - \frac{\chi_e}{\epsilon} \rho_J^{\text{Test}} + \frac{\chi_I}{\epsilon} \rho_J^{\text{Test}}, \quad (8b)$$

$$\rho_I^d(\vec{k}, \omega) = [1 - \frac{\chi_I}{\epsilon}] \rho_I^{\text{Test}} + \frac{\chi_e}{\epsilon} \rho_I^{\text{Test}} - \frac{\chi_J}{\epsilon} \rho_I^{\text{Test}}, \quad (8c)$$

for dressed electrons, negative and positive ions, respectively. The field of dressed particle is the superposition of fields of the corresponding test particle and of the induced polarization in all types of charged particles.

We are interested in the total electron density fluctuation and we can see that the first term on the right-hand side of Eq.(8a) and the second terms of Eqs.(8b,c) represent the electron density fluctuation. The other terms are the density fluctuation of the negative and positive ions.

The total electron density fluctuation due to all the test particles is the sum of these terms. We can therefore find the total spectrum of the electron density fluctuation by means of Eq.(4):

$$S(\vec{k}, \omega) = 2n_e \left| 1 - \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 \text{Re}(C_e(\vec{k}, \omega)) + 2n_I \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 \text{Re}(C_I(\vec{k}, \omega)) + 2n_J \left| \frac{\chi_e}{\epsilon} \right|^2 \text{Re}(C_J(\vec{k}, \omega)), \quad (9)$$

where $\epsilon = 1 + \chi_e + \chi_I + \chi_J$, and χ is defined as before, for e , I and J respectively. One can see that the resulting equation, if there

are no negative ions, is identical to the one obtained for a mixture of only positive ions by Hagfors and Brockelman (1971).

Let us now introduce the effect of collisions in the same way as Dougherty and Farley (1963). This leads to replacing $C(\vec{k}, \omega)$ and $\vec{k} \cdot \vec{A}(\vec{k}, \omega)$ in the expression of the spectrum (Eqs. (5) and (7)) by C_{DF} and \vec{A}_{DF} , as defined by

$$\vec{k} \cdot \vec{A}_{DF} = \frac{\vec{k} \cdot \vec{A}_R}{1 - \nu C_R}, \quad \text{and} \quad C_{DF} = \frac{C_R}{1 - C_R \nu}, \quad (10)$$

where ν is the collision frequency of the charged particles with the neutrals, and

$$C_R(\vec{k}, \omega) = \int_0^{\infty} \exp(i(\omega + i\nu)t) \exp(-\frac{KT}{2m} k^2 t^2) dt, \\ \vec{k} \cdot \vec{A}_R(\vec{k}, \omega) = -i + (\omega + i\nu) C_R. \quad (11)$$

The numerical calculation of this collisional spectrum for the D region of the ionosphere is presented in Section 3.

2. HYDRODYNAMIC APPROACH

2.1 Formulation

We start from the three hydrodynamic equations (cf. Tanenbaum, 1968) for electrons, and positive and negative ions:

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \rho_j \nabla \cdot \vec{u}_j = 0 ,$$

$$\frac{\partial \vec{u}_j}{\partial t} - (q_j/m_j) \vec{E} + (\nabla p_j)/\rho_j - \vec{F}_j/m_j - (\eta_{0j}/\rho_j) \times [\nabla^2 \vec{u}_j + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \cdot \vec{u}_j)] = -v_{jn} \vec{u}_j , \quad (12)$$

$$\frac{\partial p_j}{\partial t} - \frac{5}{3} (p_j/\rho_j) \frac{\partial \rho_j}{\partial t} - \frac{2}{3} \lambda_{0j} \nabla^2 T_j = -n_{j0} K v'_{jn} (T_j - T_0) ,$$

and write the charge quasi-neutrality as: $n_I = n_J + n_e = (1+\lambda)n_e$, where $\lambda = n_J/n_e$ is the ratio of the negative ion density to the electron density.

Developing Tanenbaum's (1968) formulation with help of the set of equations (12), we find the incoherent scatter spectrum for the three component plasma:

$$S(k, \omega) d\omega = -\text{Im} \left[\frac{n_e r_e^2 [\lambda \alpha^2 z_I + (1+\lambda) \alpha^2 z_J + z_I z_J]}{\pi \omega [\alpha^2 \{ \lambda z_I z_e + z_I z_J + (1+\lambda) z_J z_e \} + z_I z_J z_e]} \right] d\omega , \quad (13)$$

where $z_j = \Delta_j + 2i\theta_j [\psi_j + 2(3d_j \psi_j)^{-1}] - 2\theta_j^2 ,$

and $\Delta_j = \frac{1+i(5\omega/3\sigma_j)}{1+i(\omega/\sigma_j)} , \quad \sigma_j = \frac{5k^2 v_j^2}{2C_j v_{jn}} + v_{jn} ,$

$\theta_j = \omega/\sqrt{2}k v_j , \quad \psi_j = v_{jn}/\sqrt{2}k v_j , \quad v_j$ is the thermal velocity ($v_j = [KT_j/m_j]^{1/2}$), $C_e = d_e = 1$ and $C_I = C_J = d_I = d_J = 2$.

The expression (13) coincides with Tanenbaum's (1968) in the absence of negative ions.

The value of the spectrum at the central frequency is:

$$S(k, \omega_0) d\omega = \frac{n_e r_e^2}{\pi [2(1+\lambda) + \alpha^{-2}]^2} [\beta_e \{ (1+2\lambda) + \alpha^{-2} \}^2 + \beta_I (1+\lambda) + \beta_J \lambda] d\omega, \quad (14)$$

where $\beta_j = (2/3\sigma_j) + (\sqrt{2}/kV_j) [\psi_j + 2(3d_j\psi_j)^{-1}]$.

By application of the theory of residues, we find the expression for the scattered power per unit volume

$$P_t(\alpha, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k, \omega) d\omega = \frac{n_e r_e^2 \{ (1+2\lambda) \alpha^2 + 1 \}}{2(1+\lambda) \alpha^2 + 1}. \quad (15)$$

This formula was also derived recently by Mathews (1978). From this formula we can see that the presence of negative ions can increase the total cross section by up to a factor of two.

2.2 Approximate Shapes of the Spectrum

The incoherent scatter spectrum can be separated into two parts because of the large disparity of electron and ion masses:

- a) for the higher frequencies, the spectrum is governed by the electron dynamics. This part is termed the electron component of the spectrum.
- b) for the lower frequencies, the spectrum is principally governed by the ion dynamics. This part is termed the ion component of the spectrum.

2.2.1 Electron component

In the higher frequencies ($\theta_I, \theta_J \gg \theta_e \geq 1$), Eq. (13) reduces to

$$S_E(k, \omega) d\omega = \frac{2n_e r_e^2}{\pi} \frac{\psi_e d\theta_e}{(1+\alpha^2)^2 + 4\psi_e^2 \theta_e^2}, \quad \psi_e \gg 1, \quad (16)$$

and the total power per unit volume of the electron component becomes

$$P_E(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} S_E(k, \omega) d\omega = n_e r_e^2 / (1 + \alpha^2) \quad (17)$$

We see that the electron component of the spectrum is independent of the negative ions.

2.2.2 Ion component

In the lower frequencies ($\theta_e \ll \theta_I, \theta_J \leq 1$), we find the approximation

$$S_I(k, \omega) d\omega = \frac{n_e r_e^2}{\pi \omega} \times \frac{2\alpha^4 [(1+\lambda)\psi_I \theta_I (1+4\psi_J^2 \theta_J^2) + \lambda \psi_J \theta_J (1+4\psi_I^2 \theta_I^2)] d\omega}{\{2(1+\lambda)\alpha^2 + 1\}^2 + 4\{(1+\lambda)\alpha^2 + 1\}^2 \psi_I^2 \theta_I^2 + 4\{(2+\lambda)\alpha^2 + 1\} \psi_J^2 \theta_J^2 + 8\lambda(1+\lambda)\alpha^4 \psi_I \theta_I \psi_J \theta_J + 16(\alpha^2 + 1)^2 \psi_I^2 \psi_J^2 \theta_I^2 \theta_J^2} \quad (18)$$

Again, integration of Eq.(18) with respect to frequency gives the total power per unit volume of the ion component of the spectrum:

$$P_I(\alpha, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} S_I(k, \omega) d\omega = \frac{n_e r_e^2 (1+2\lambda)}{(1+\alpha^{-2}) [2(1+\lambda) + \alpha^{-2}]} \quad (19)$$

When $\psi_I \theta_I = \psi_J \theta_J (= \psi \theta)$ or $m_I v_{In} = m_J v_{Jn}$, Eq.(18) can be written simply as

$$S_I(k, \omega) d\omega = \frac{2n_e r_e^2}{\pi} \frac{(1+2\lambda) \alpha^4 \psi d\theta}{[2(1+\lambda)\alpha^2 + 1]^2 + 4(\alpha^2 + 1)^2 \psi^2 \theta^2} \quad (20)$$

Eq.(20) shows that the spectrum has the so-called Lorentz shape

with the spectral width $\Delta\theta$ proportional to $[2(1+\lambda)\alpha^2+1]/[(\alpha^2+1)\psi]$.

The variations of the normalized total cross section $P_I/n_e r_e^2$ and the spectral width multiplied by the collision frequency $\psi \cdot \Delta\theta$ are illustrated as a function of α and λ in Fig. 1. The effects of negative ions on the ion component of the spectrum are readily expected by examining Fig. 1. For a small α the increase of λ strongly enhances the total power of the ion component. In contrast, for a very large α , the total power is nearly independent of λ , whereas the ionic spectrum is broadened with the increase of the relative abundance of negative ions.

3. NUMERICAL CALCULATIONS OF INCOHERENT SCATTER SPECTRUM IN THE D REGION

In this section, we use the formulations described above to compute the incoherent scatter spectra in the mesosphere, comparing with those calculated by the kinetic approach.

3.1 Mesosphere model

In order to compute the incoherent scatter spectrum, we use a model of the mesospheric structure based on the following elements:

- a) electron densities: median values for the quiet sun from

Mechtly et al. (1972)

- b) neutral density and temperature: CIRA 65 model.
- c) mean mass of the positive ions: below 85 km, it was determined from the observed positive-ion profiles of Narcisi et al. (1972); above 85 km, it was fixed equal to 31 A.M.U., corresponding to an $\text{NO}^+ - \text{O}_2^+$ mixture.
- d) mean mass of the negative ions: Banks and Kockarts' (1973) model.
- e) λ , ratio of the inferred negative ion density to the electron density: derived from the altitude distribution given by Reid (1970).
- f) collision frequencies of the electrons and ions with the neutral particles ν_{en} , ν_{in} , ν_{jn} : calculated by the formulas of Banks and Kockarts (1973).

The mesospheric parameters described above are summarized in Figs. 2 and 3 and in Table 1. Figure 4 shows the altitude distribution of the dimensionless parameters α , ψ_e , ψ_I calculated for the French incoherent scatter radar ($f_0 = 935$ MHz) at St. Santin (44.6°N , 2.2°E).

3.2 Results of the calculation

We have numerically calculated the incoherent scatter spectra for the two formulations presented in Sections 1 and 2. Figures 5 and 6 show the spectra at 65 and 70 km calculated by the kinetic and hydrodynamic approaches, respectively. We can see that the shapes obtained by the two approaches are in good agreement. It

should be noted that although negative ions slightly modify the total cross section integrated over all frequencies, the total power in the ion component is significantly increased by the presence of negative ions. The total cross sections of the ion component calculated with negative ions are 6 and 10 times higher than those without negative ions at 70 and 65 km, respectively.

Vertical profiles of the total power per unit volume calculated via the hydrodynamic method with and without negative ions are shown in Fig. 7.

Table 2 summarizes the spectral widths and the total cross section for different altitudes. The width of the electronic part is independent of ψ_I and ψ_J , but depends on the electron collision frequency.

To account for the lack of information about the value of the collision frequencies between neutrals and negative ions we have evaluated the incoherent scatter spectra for three cases of the negative ion collision frequency: $\psi_J = 10\psi_I$, $\psi_J = \psi_I$ and $\psi_J = \psi_I/10$. Figure 8 shows that the variation of the collision frequency changes the shape of the spectrum; as ψ_J increases, the spectrum narrows, but the total cross section remains unchanged.

4. APPLICATIONS TO THE DETERMINATION OF MESOSPHERE PARAMETERS

In this section, the expressions for the incoherent scatter spectrum obtained in Section 2 are used to estimate the feasibility

of determining some mesospheric parameters from the observed spectra.

4.1 Electron component

In the limit of very large Debye lengths ($\alpha \rightarrow 0$), the scattering cross section of the electron component (Eq.(16)) can be written as:

$$S_E(k, \omega) d\omega = \frac{2n_e r_e^2}{\pi} \frac{\psi_e d\theta_e}{1 + 4\psi_e^2 \theta_e^2}, \quad \psi_e \gg 1. \quad (21)$$

From this expression we obtain a spectral width inversely proportional to ψ_e . Using for the electron collision frequency the expression given by Banks and Kockarts (1973):

$$\nu_{en} = 1.8 \times 10^8 p \propto n_n T,$$

we find

$$\Delta\omega_e \propto \frac{1}{n_n}, \quad (22)$$

where $\Delta\omega_e$ is the spectral width of the electron component. The neutral density can therefore be determined by the measured spectral width of the electron component.

Similarly, one sees that the amplitude of this component A_E is

$$A_E \propto n_n n_e. \quad (23)$$

We can also obtain the electron density. The approximations (21) - (23) are valid below about 70 km for the French incoherent scatter radar.

4.2 Ion component

As given before in Eq.(19), the total power of the ion component of the spectrum can be written as

$$P_I(\alpha, \lambda) = \frac{n_e e^2 (1+2\lambda)}{(1+\alpha^{-2})[2(1+\lambda)+\alpha^{-2}]}$$

Using the electron density determined from the electron component and the temperature assumed by an atmosphere model (or that measured simultaneously by other techniques), we can determine λ from the measured total power P_I . By charge neutrality $n_I = n_J + n_e = (1+\lambda)n_e$, the densities of the positive and negative ions can be obtained. Some information on the masses and collision frequencies of the mesospheric ions can be obtained by substituting λ in the expression (18) for the cross section of the ion component of the spectrum.

5. CONCLUSION

We have calculated the incoherent scatter spectrum of a plasma including negative ions. Kinetic and hydrodynamic approaches

were found to provide similar results. The incoherent scatter spectrum in the mesosphere can be decomposed into two parts: the narrow ion component governed principally by the dynamics of positive and negative ions, and the electron component with a lower amplitude and a larger spectral width.

Using a reasonable model of mesospheric structure, the incoherent scatter spectra were numerically calculated for the case of the French incoherent scatter radar. We have shown that negative ions enhance the total incoherent scatter intensity by up to a factor of 2. However, the cross section of the ion component of the spectrum alone is greatly affected by the presence of negative ions; e.g., its cross section with negative ions at 60 and 70 km is respectively 45 and 6 times larger than that without negative ions.

By using the 50-MHz radar at Jicamara, Rastogi and Bowhill (1976 a, b) showed that the median scattering power was 2-8 dB higher than the theoretical incoherent scatter level and suggested that a non-thermal mechanism was responsible for this scattering in the VHF band. However, their theoretical calculations assumed the mesospheric plasma to consist of NO^+ and did not include negative ions. Computing the ratio $P_I(\alpha, \lambda)/P_I(\alpha, 0)$ with the model parameters in Section 3, we find that this ratio at 70 km is 3-4 dB for the 50-MHz incoherent scattering. Thus it appears that the minimum intensity of the VHF scattered signal in the lower mesosphere could be explained by the presence of negative ions, although the intermittent increase of the power above this level cannot be explained by incoherent scattering.

It has been shown also in Section 2.2.2 that the spectral width of the ion component is significantly increased by the presence of negative ions. Rastogi and Bowhill (1976 a, b) showed that the correlation time of mesospheric echoes at Jicamarca is of the order of $\sim 0.3-0.5$ sec during quiescent periods of low power, whereas the theoretical value without negative ions was estimated as ~ 6 sec. It might be expected that negative ions reduce the correlation time of echoes by a factor of 10-20, easily calculated from Fig. 1 using the typical values of α and λ at mesospheric heights.

We have shown that the neutral and electron densities in the lower mesosphere can be determined by measurement of the spectral width and amplitude of the electron component of the spectrum. The positive and negative ion densities can be obtained from the total power of the ion component of the spectrum. By assuming a temperature the shape of the ion component provides some information on the collision frequencies and masses of the mesosphere ions.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to acknowledge the benefit of discussion with Drs. F. Bertin, P. Bauer, M. Blanc, R. M. Harper and G. Lejeune. They are also indebted to Drs. B. Emery and R. Vondrak for their careful reading of the manuscript.

REFERENCES

- Banks, P., Kockarts, G., Aeronomy (Part A), Academic Press, New York and London, 1973.
- Bauer, P., Theory of waves incoherently scattered, Phil. Trans. Roy. Soc. London A280, 167-191, 1975.
- CIRA, COSPAR International Reference Atmosphere, North-Holland, Amsterdam, 1965.
- Dougherty, J. P., and Farley, D. T., A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma, 3. Scattering in a partly ionized gas, J. Geophys. Res., 68, 5473-5486, 1963.
- Evans, J. V., Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar, Proc. IEEE, 57, 496-530, 1969.
- Hagfors, T., and Brockelman, R. A., A theory of collision dominated electron density fluctuations in a plasma with applications to incoherent scattering, Phys. Fluids, 14, 1143-1151, 1971.
- Ichimaru, S., Basic principles of plasma physics, A statistical approach, W. A. Benjamin, Inc., 1973.
- Mathews, J. D., The effect of negative ions on collision-dominated Thomson scattering, J. Geophys. Res., 83, 505-512, 1978.
- Mechtly, E. A., Bowhill, S. A., and Smith, L. G., Changes of

- lower ionosphere electron concentrations with solar activity, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34, 1899-1907, 1972.
- Narcisi, R. S., Bailey, A. D., Wlodyka, L. E., and Philbrick, C. R., Ion composition measurements in the lower ionosphere during the November 1966 and March 1970 solar eclipses, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 647-658, 1972.
- Rastogi, P. K., and Bowhill, S. A., Scattering of radio waves from the mesosphere, 1. Theory and observations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 399-411, 1976 a.
- Rastogi, P. K., and Bowhill, S. A., Scattering of radio waves from the mesosphere, 2. Evidence for intermittent mesospheric turbulence, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 499-462, 1976 b.
- Rastogi, P. K., and Woodman, R. F., Mesospheric studies using the Jicamarca incoherent-scatter radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 1217-1231, 1974.
- Reid, G. C., Production and loss of electrons in the quiet daytime D region of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 75, 2551-2562, 1970.
- Tanenbaum, B. S., Continuum theory of Thomson scattering, *Phys. Rev.*, 171, 215-221, 1968.

TABLE LEGENDS

Table 1: Mesospheric parameters adopted for the calculation of the incoherent scatter spectra.

Table 2: Half power widths of the ion and electron component Δf_I , Δf_e and the normalized total cross section of the ion component $P_I/n_e r_e^2$.

Table 1. Mesospheric parameters adopted for the calculation of the incoherent scatter spectra.

Altitude (km)	Temperature (°K)	$n(\text{O}_2)$ (cm^{-3})	$n(\text{N}_2)$ (cm^{-3})	n_e (cm^{-3})	ν_{en} (sec^{-1})	m_I (a.m.u.)	ν_{In} (sec^{-1})	$\lambda=n_J/n_e$	m_J (a.m.u.)	ν_{Jn} (sec^{-1})
95	203	6.7 (12)	2.5 (13)	8.3 (3)	1.2 (5)	31	2.8 (4)	0		
90	197	1.6 (13)	5.9 (13)	4.0 (3)	2.8 (5)	31	6.7 (4)	0		
85	190	3.9 (13)	1.4 (14)	5.0 (2)	6.6 (5)	31	1.6 (5)	0		
80	197	8.8 (13)	3.3 (14)	3.8 (2)	1.5 (6)	35	3.6 (5)	1.0 (-2)	44	3.2 (5)
75	204	2.0 (14)	7.3 (14)	2.0 (2)	3.6 (6)	41	7.7 (5)	2.5 (-1)	59	6.0 (5)
70	211	4.2 (14)	1.6 (15)	1.0 (2)	7.8 (6)	45	1.6 (6)	4.5 (0)	60	1.3 (6)
65	232	8.2 (14)	3.0 (15)	6.0 (1)	1.7 (7)	45	3.0 (6)	1.0 (1)	62	2.4 (6)

() denotes multiplication by the enclosed power of 10.

Table 2. Half power widths of the ion and electron component Δf_I , Δf_e and the normalized total cross section of the ion component $P_I/n_e r_e^2$.

Altitude (km)	Δf_I (Hz)		Δf_e (KHz)	$P_I/n_e r_e^2$	
	$\lambda \neq 0$	$\lambda = 0$		$\lambda \neq 0$	$\lambda = 0$
65	10	7.2	80	2.2 (-2)	2.0 (-3)
70	16	12	155	3.4 (-2)	5.8 (-3)
75	26	26	320	2.4 (-2)	1.9 (-2)
80	69	69	690	4.5 (-2)	4.5 (-2)
85		320			6.6 (-2)

() denotes multiplication by the enclosed power of 10.

FIGURE LEGENDS

- Figure 1: Dependence of α and λ on the normalized half-power width $\Delta\theta$ and the normalized total cross section $P_I/n_e r_e^2$ of the ion component of the spectrum. The ordinate is in units of the spectral width multiplied by the normalized ion-neutral collision frequency, $\psi \cdot \Delta\theta$.
- Figure 2: Altitude distributions of the temperature T , the electron density n_e and the negative ion to electron-density ratio λ adopted for the calculation of the mesospheric incoherent scatter spectra.
- Figure 3: Altitude distributions of the neutral densities $n(N_2)$ and $n(O_2)$, and the collision frequencies ν_{en} and ν_{In} adopted in the mesosphere model.
- Figure 4: Dimensionless parameters α , ψ_e and ψ_I in the mesosphere calculated for the French incoherent scatter radar ($f_0 = 935$ MHz).
- Figure 5: Incoherent scatter spectra at 65 and 70 km calculated by the kinetic method. The solid and dashed lines indicate the spectra for the cases with and without negative ions, respectively. The calculation was made by using the parameters shown in Figs. 2-4.
- Figure 6: Incoherent scatter spectra at 65 and 70 km calculated by the hydrodynamic method.

Figure 7: Vertical profiles of the total cross sections calculated with and without negative ions.

Figure 8: Variation of the incoherent scatter spectrum at 70 km with different values of the negative ion-neutral collision frequency. The spectrum for the case without negative ions is also shown. The calculation was made for the French incoherent scatter radar ($f_0 = 935$ MHz).

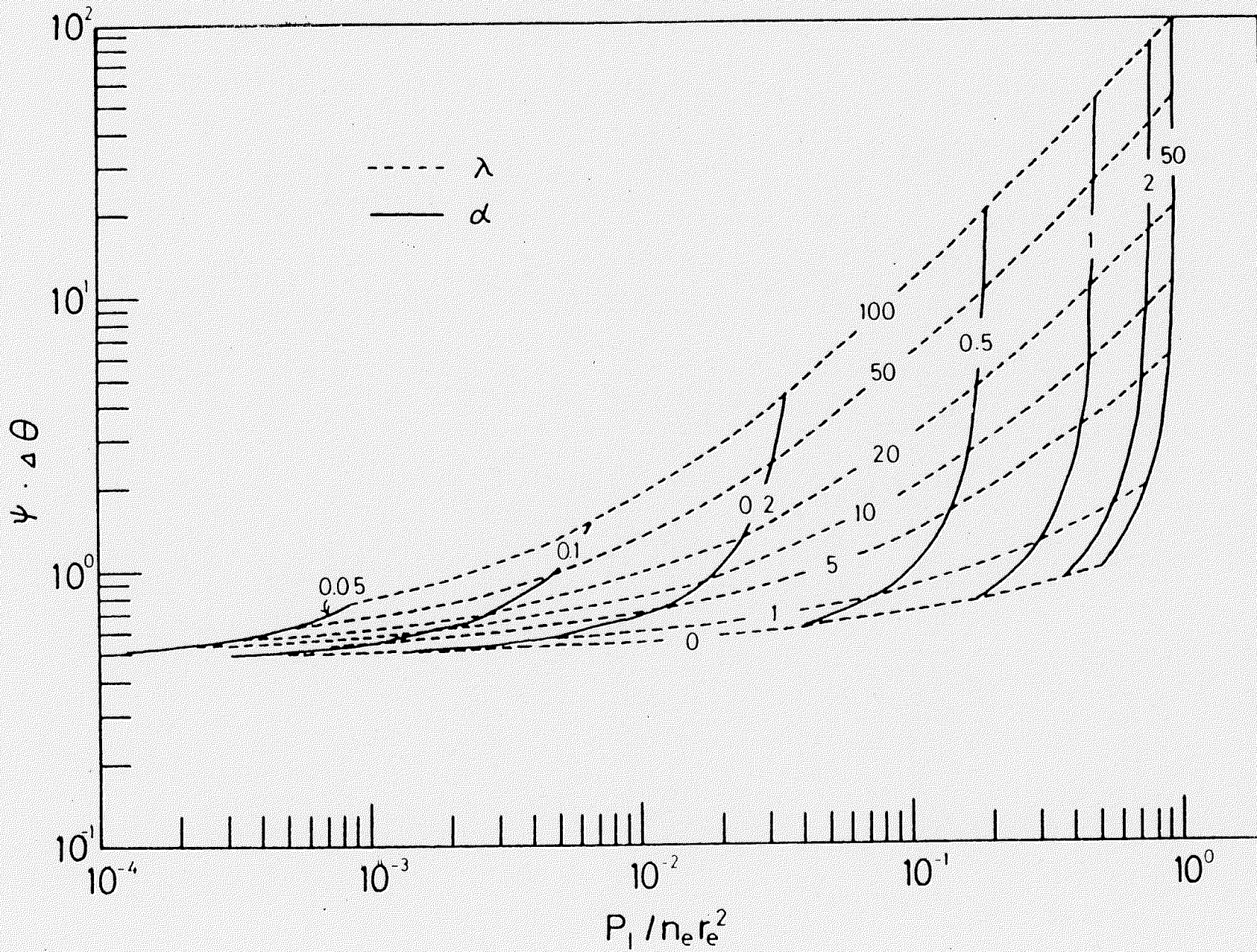
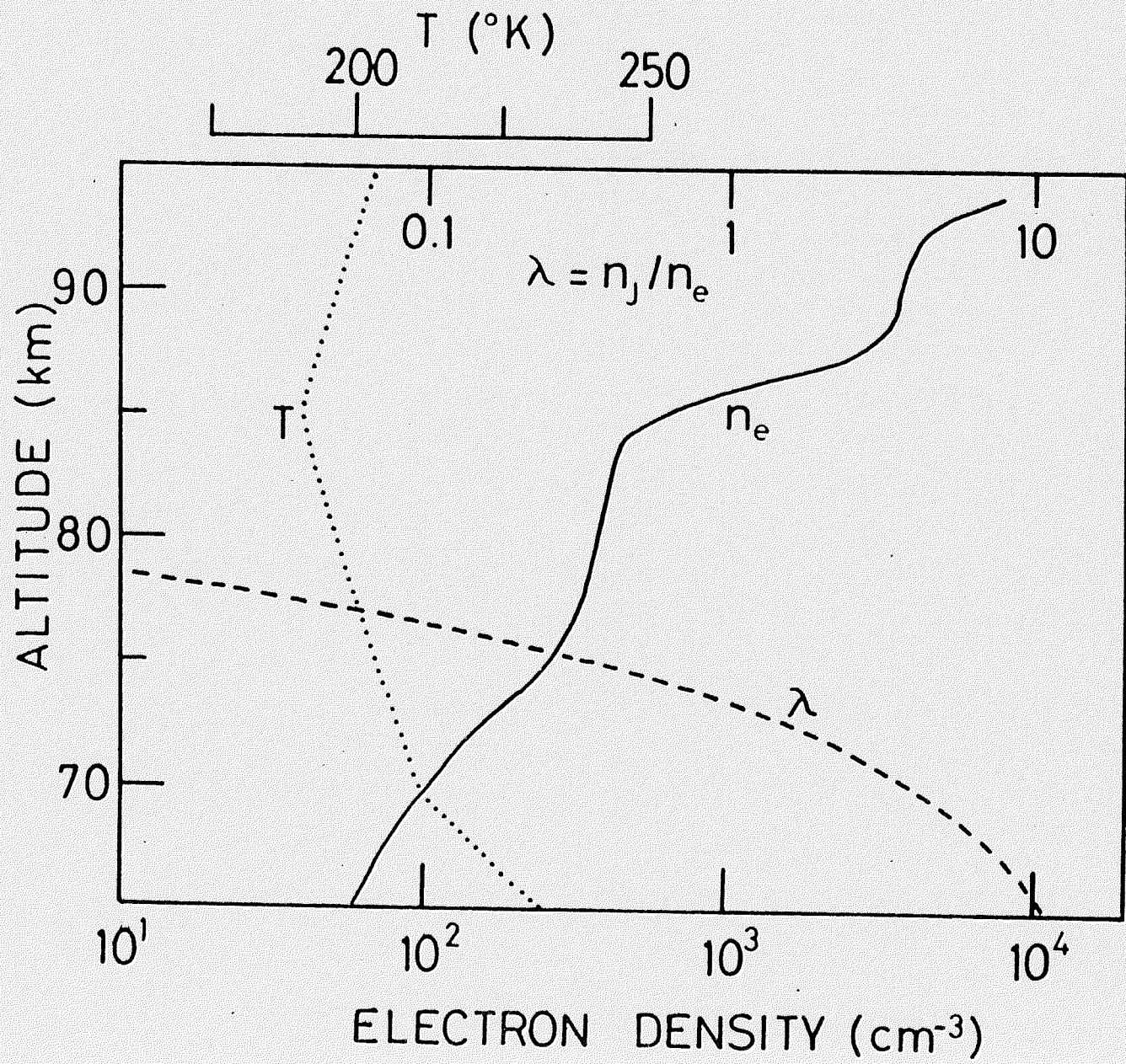


Fig. 1



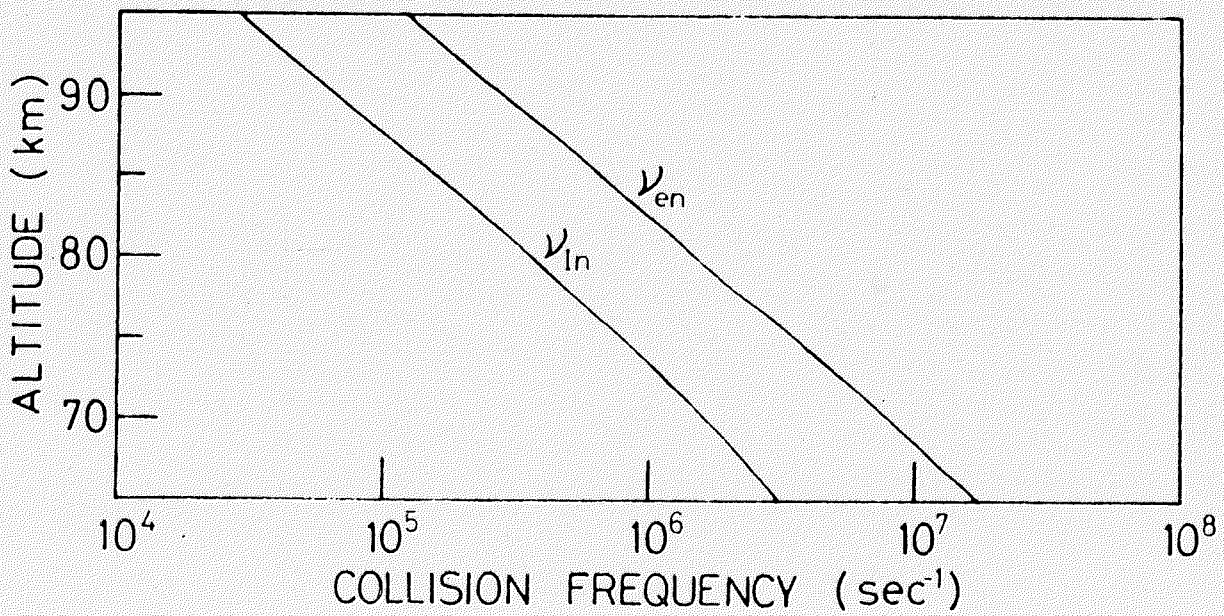
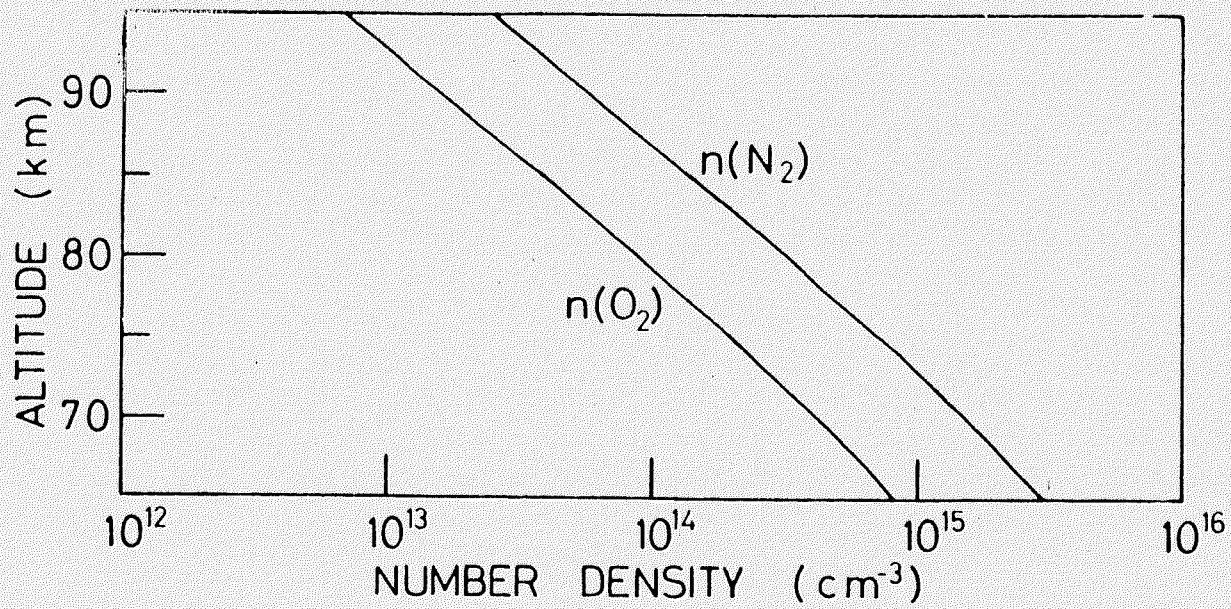
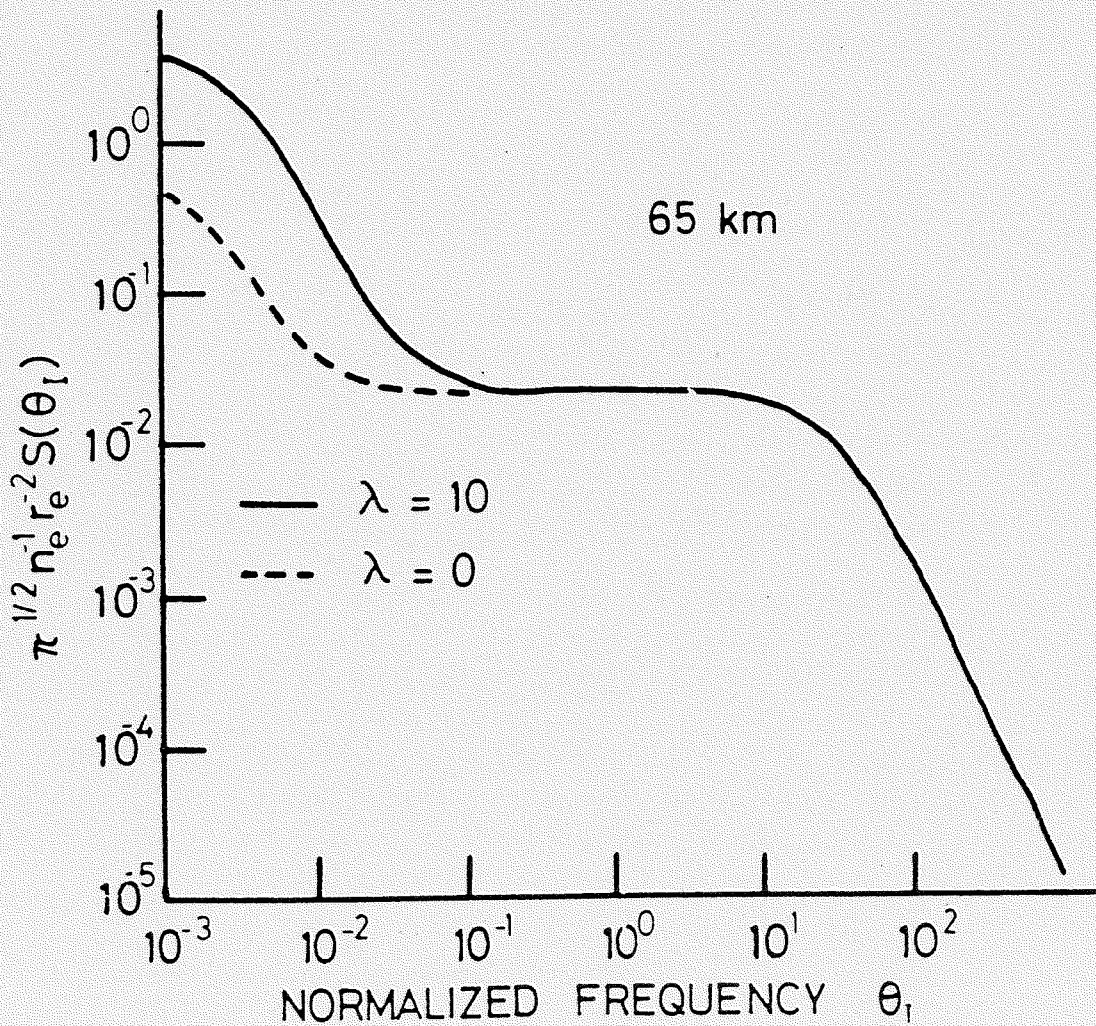
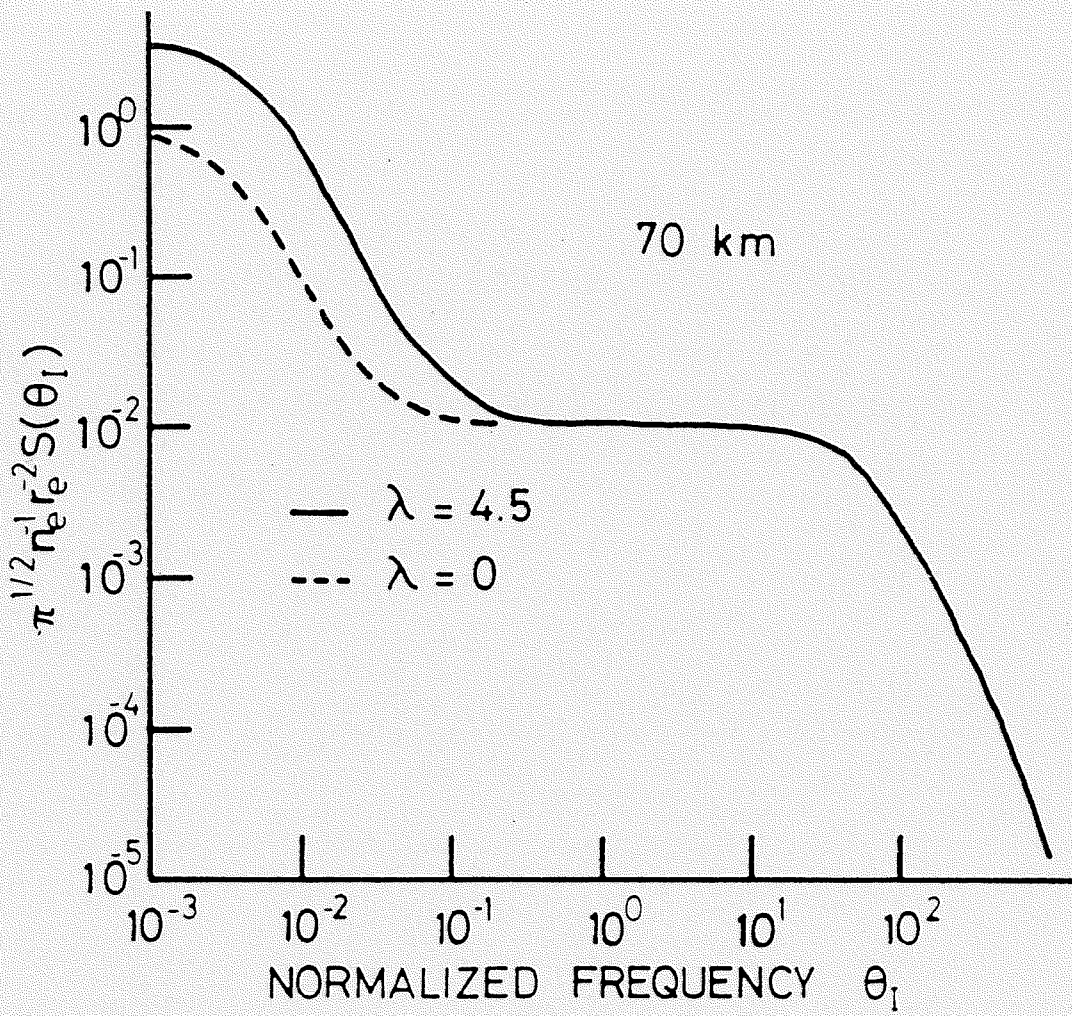


Fig. 3



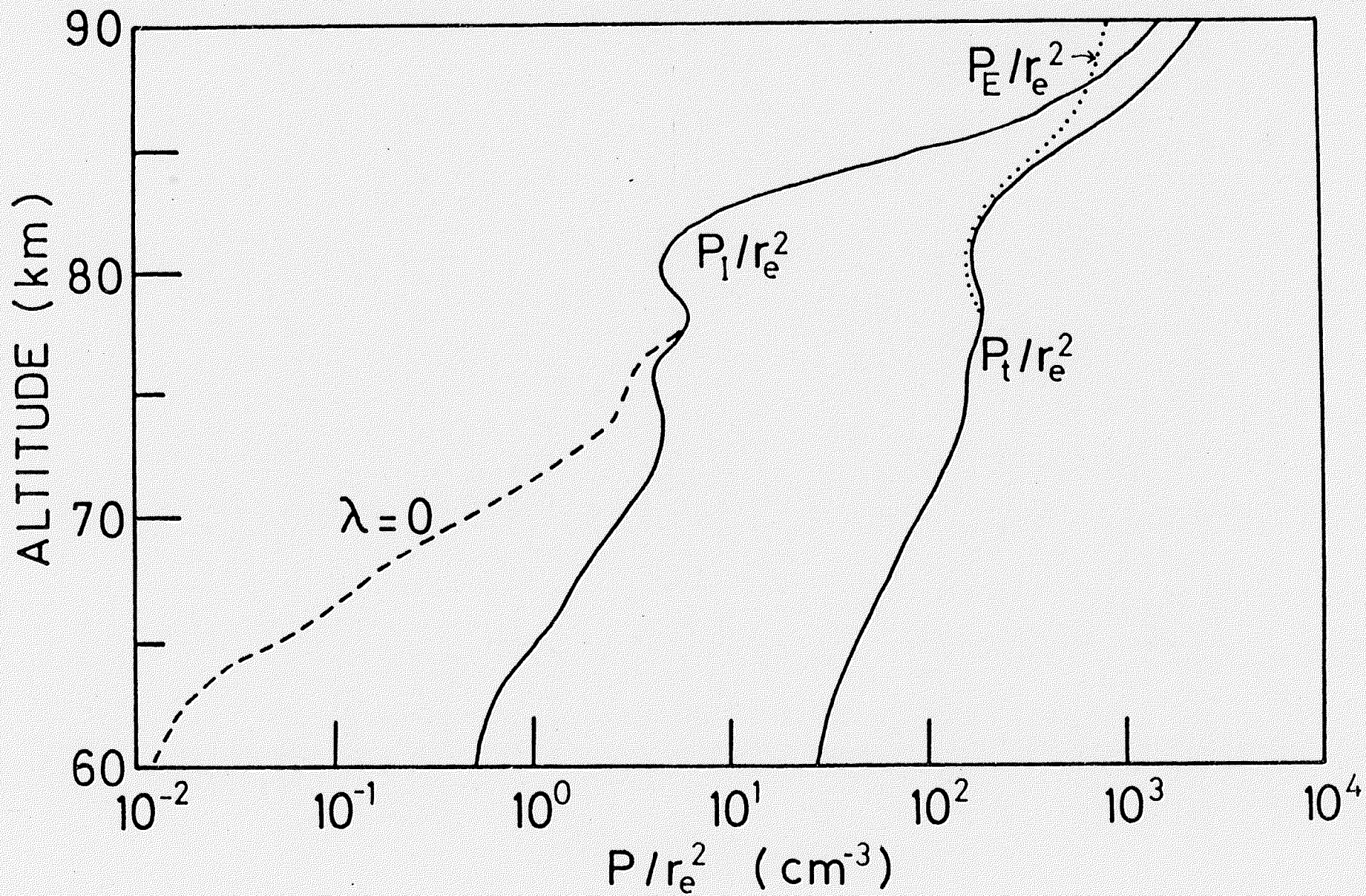


Fig. 7

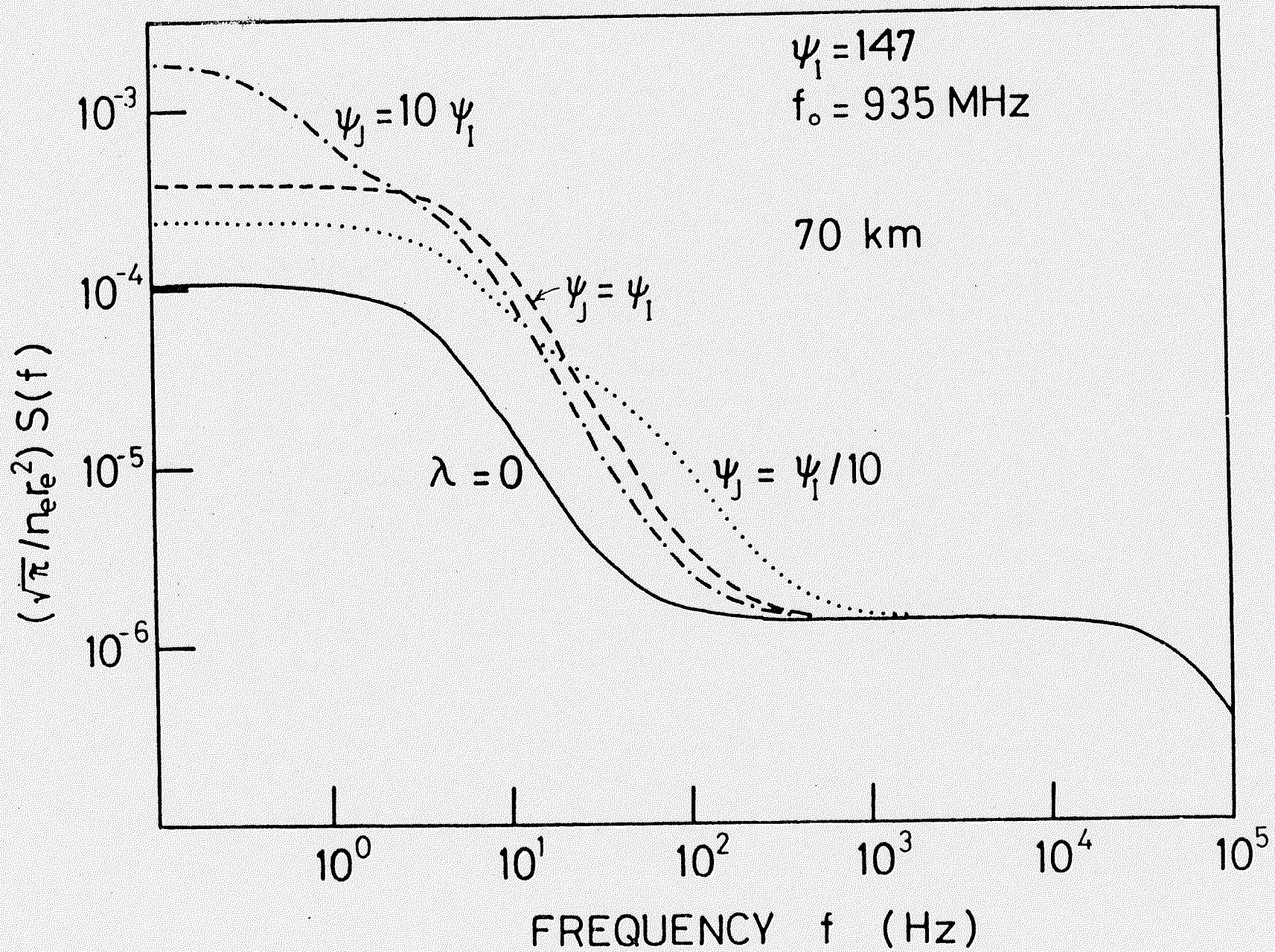


Fig. 8

annexe

A N N E X E 1

RAIES DE PLASMA



Grenoble, le 17 Décembre 73

CENTRE D'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES ALÉATOIRES ET GÉOPHYSIQUES

RAPPORT CEPHAG N° 32/73

RAIES DE PLASMA

W. KOFMAN

A paraître dans :

Associé au C.N.R.S.

E. N. S. d'Électrotechnique et de Génie Physique . DOMAINE UNIVERSITAIRE . 38400 Saint-Martin-d'Hères . Téléphone (76) 87.96.11

B. P. 15 38040 GRENOBLE CEDEX

A N N E X E 1

OSCILLATION DU PLASMA ET EXCITATION PAR DES ELECTRONS
SUPERHERMIQUES

Introduction :

Le plasma est un gaz ionisé de grande densité. Dans le plasma les particules ont une interaction entre elles par le biais des forces coulombiennes ; de ce fait chaque particule agit simultanément sur toutes les autres. La densité en un point fluctue dans le temps à cause de ces interactions et du mouvement thermique des particules. Nous distinguerons 2 catégories de fluctuations de densité.

1) fluctuations organisées, dues à la longue portée des forces coulombiennes, autrement dit fluctuations dues aux corrélations à longue portée entre les positions des particules, chaque particule agissant simultanément sur toutes les autres.

2) les fluctuations individuelles provenant des mouvements thermiques ainsi que des effets à courte portée des forces coulombiennes, qui se réduisent à des collisions binaires.

Nous nous intéresserons ici uniquement aux mouvements des électrons, donc nous ferons l'hypothèse que des charges positives sont distribuées uniformément et de façon continue dans l'espace et qu'elles sont fixes.

La densité moyenne des charges positives est égale à la densité moyenne des électrons.

Oscillation collective [1].

Chaque électron se trouve sous l'influence de tous les autres électrons et des forces provenant des charges positives.

L'énergie potentielle d'interaction entre les électrons i et j peut-être développée en série de FOURIER dans un volume unitaire.

$$\text{On a : } \frac{e^2}{|\bar{x}_i - \bar{x}_j|} = 4\pi e^2 \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{1}{k^2} \right) e^{i\mathbf{k}(\bar{x}_i - \bar{x}_j)}$$

L'équation du mouvement d'un électron est donnée par :

$$m \ddot{\bar{x}}_i = \sum_j \overline{F}_{ij} \quad \overline{F}_{ij} = \bar{v} \left(\frac{e^2}{|\bar{x}_i - \bar{x}_j|} \right) = -4\pi e^2 i \sum_{\mathbf{k}} \left(\frac{\mathbf{k}}{k^2} \right) \exp(i\mathbf{k}(\bar{x}_i - \bar{x}_j))$$

$$(1) \quad \text{Donc : } \ddot{\bar{x}}_i = -4\pi e^2 \frac{1}{m} \sum_{\substack{j, \mathbf{k} \\ \mathbf{k} \neq 0}} \left(\frac{\mathbf{k}}{k^2} \right) \exp(i\mathbf{k}(\bar{x}_i - \bar{x}_j))$$

La composante $k = 0$ est exclue, car elle est annulée par le fond continu des ions.

En considérant des électrons comme des charges ponctuelles, la densité de particules s'écrit :

$$\rho(\bar{x}) = \sum_i \delta(\bar{x} - \bar{x}_i)$$

En développant en série de FOURIER, on obtient :

$$(1') \quad \rho_k = \int dx \rho(\bar{x}) e^{-i\bar{k}\bar{x}} = \sum_i e^{-i\bar{k}\bar{x}_i}$$

$$\text{et : } \rho(\bar{x}) = \sum_{i,k} e^{i\bar{k}(\bar{x}-\bar{x}_i)}$$

ρ_0 - correspond à la valeur moyenne de densité n , et ρ_k pour $k \neq 0$ décrit les fluctuations autour de la moyenne.

L'équation du mouvement $\ddot{\bar{x}}_i$ peut s'écrire sous la forme :

$$(2) \quad \ddot{\bar{x}}_i = - \left(\frac{4\pi e^2 i}{m} \right) \sum_k \left(\frac{\bar{k}}{k^2} \right) \rho_k e^{i\bar{k}\bar{x}_i}$$

Etudions maintenant les variations temporelles de ρ_k

$$\frac{d\rho_k}{dt} = - i \sum_i (\bar{k}\bar{v}_i) e^{-i\bar{k}\bar{x}_i}$$

$$\frac{d^2\rho_k}{dt^2} = - \sum_i [(\bar{k}\bar{v}_i)^2 + i\bar{k}\dot{\bar{v}}_i] e^{-i\bar{k}\bar{x}_i}$$

En introduisant $\dot{\vec{v}}_i$ à partir de l'équation (1) nous obtenons :

$$(3) \quad \frac{d^2 \rho_k}{dt^2} = - \sum_i (\vec{k} \cdot \dot{\vec{v}}_i)^2 e^{-i\vec{k}\vec{x}_i} - \sum_{\substack{k'_{ij} \\ k' \neq 0}} \left(\frac{4\pi e^2}{m(k')^2} \right) \vec{k} \cdot \vec{k}' \exp(i(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{x}_i) \exp(-i\vec{k}'\vec{x}_j)$$

Pour $\vec{k} = \vec{k}'$, la seconde somme ne dépend pas de \vec{x}_i et la somme sur i donne n (densité dans l'unité de volume). Dans le cas où $\vec{k} \neq \vec{k}'$, $\exp(j(\vec{k}' - \vec{k})\vec{x}_i)$ dépend de la position de la particule. La moyenne de la somme pour $\vec{k} \neq \vec{k}'$ tend vers zéro, étant donné le grand nombre de particules et leurs distributions aléatoires. Donc en première approximation, nous pouvons négliger ce terme. Cette approximation s'appelle approximation de phase aléatoire [1]. Il faut voir que le traitement devient un traitement en moyenne, d'un processus aléatoire.

On obtient :

$$(4) \quad \frac{d^2 \rho_k}{dt^2} = - \sum_i (\vec{k} \cdot \dot{\vec{v}}_i)^2 \exp(-i\vec{k}\vec{x}_i) - \frac{4\pi n e^2}{m} \sum_i e^{-i\vec{k}\vec{x}_i}$$

Le premier terme représente les effets en l'absence d'interaction à longue portée; il est dû aux effets thermiques. Le second terme représente des effets collectifs. Pour k suffisamment petit le premier terme est négligeable par rapport au second. Nous voyons que la grande densité favorise les mouvements collectifs et que les grandes vitesses thermiques s'y opposent. Si

$$(5) \quad \frac{4\pi n e^2}{m} \gg E(|\bar{k}\bar{v}_i|^2)$$

On obtient :

$$(6) \quad \frac{d^2 \rho_k}{dt^2} + \left(\frac{4\pi n e^2}{m}\right) \rho_k = 0$$

Donc les interactions coulombiennes donnent des oscillations de densité électronique avec la fréquence du "plasma".

$$(7) \quad \omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m}\right)^{1/2}$$

Nous remarquons que la longue portée des forces coulombiennes favorise les mouvements collectifs pour les grandes longueur d'ondes, car de nombreuses particules peuvent contribuer à ces oscillations collectives. Etant donné l'existence des mouvements thermiques, le comportement des électrons présente simultanément l'aspect collectif et l'aspect aléatoire.

Pour le gaz à distribution gaussienne le critère (5) de validité de l'approximation collective devient

$$(8) \quad k^2 \ll \left(\frac{12\pi ne^2}{mE(v_i^2)} \right) = \left(\frac{4\pi ne^2}{KT} \right) = \lambda_{\Delta}^{-2}$$

Donc nous voyons que les effets collectifs prédominent pour des échelles de longueur plus grandes que λ_{Δ} et les effets individuels pour des échelles plus petites que λ_{Δ} .

On peut montrer que dans le cas général ω' remplit les conditions de relations de dispersions suivantes (Modèle multifaisceau) :

$$(9) \quad 1 = \frac{4\pi ne^2}{m} \sum_i \frac{1}{(\omega - \bar{k}\bar{v}_i)^2}$$

Pour k suffisamment petit (description collective), le dénominateur peut être développé en série de puissance de $\left(\frac{\bar{k}\bar{v}_i}{\omega}\right)$ et nous obtenons la relation de dispersion suivante :

$$(10) \quad \omega^2 = \omega_p^2 + k^2 E(v^2)$$

En général ρ_k peut se mettre sous la forme [1]

$$(11) \quad \rho_k = g_k + \eta_k$$

$$(12) \quad \text{avec :} \quad g_k = \sum_i \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - (\bar{k}\bar{v}_i)^2)} e^{-i\bar{k}\bar{x}_i}$$

$$(13) \quad \text{et :} \quad \eta_k = \sum_i \left\{ 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - (\bar{k}\bar{v}_i)^2)} \right\} e^{-i\bar{k}\bar{x}_i} \quad \text{pour } k < k_{\Delta} = 1/\lambda_{\Delta}$$

g_k - représente le comportement collectif ; il oscille avec la fréquence ω et avec l'amplitude arbitraire dépendant des conditions aux limites.

η_k - représente la partie aléatoire ; il peut être considéré comme la somme des contributions indépendantes de particules individuelles.

b) Excitation des oscillations collectives :

L'analyse de FOURIER de la densité de charge d'une particule en mouvement avec la vitesse constante \bar{V}_0 donne

$$(14) \quad -e\rho_s = -e\delta(\bar{x}-\bar{v}_0 t) = -e \sum_k e^{i\bar{k}(\bar{x}-\bar{v}_0 t)}$$

On cherche la réponse de g_k sur le champ produit par ρ_s .
D'où d'après [1] :

$$(15) \quad \ddot{g}_k + \omega_p^2 g_k = -\omega_p^2 e^{-i\bar{k}\bar{v}_0 t}$$

La solution particulière stable de cette équation est donc:

$$(16) \quad g_k = - \left[\frac{\omega p^2}{(\omega^2 - (k\bar{v}_0)^2)} \right] e^{-i\bar{k}\bar{v}_0 t} \quad v_0 \neq f(t)$$

v_0 constant est une bonne approximation aussi longtemps que la vitesse varie peu pendant une période d'oscillation. Donc la densité totale après sommations en tenant compte de la charge de la particule est :

$$(17) \quad \rho_S(x) = \sum_k \frac{[\omega^2 \omega p^2 - (k\bar{v}_0)^2]}{\omega^2 - (k\bar{v}_0)^2} e^{i\bar{k}(\bar{x} - \bar{v}_0 t)}$$

Lorsque le dénominateur est zéro (pour $k < k\Delta$)

$$(18) \quad (\bar{k}\bar{v}_0)^2 = \omega^2 \approx \omega_p^2 + k^2 E(v^2)$$

Il n'y a pas de solution g_k stable (pour \bar{k} remplissant (18)), mais on peut voir à partir de l'équation

$$\dot{g}_k + \omega^2 g_k = - \omega_p^2 e^{-i\bar{k}\bar{v}_0 t} \quad \text{en mettant } (\bar{k}\bar{v}_0)^2 = \omega^2$$

que la solution correspond à une excitation résonante de g_k .

Prenons k_z dans la direction de \bar{v}_0 , alors nous obtenons :

$$k_z^2 v_0^2 = \omega_p^2 + (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) E(v^2)$$

$$k_z^2 (v_0^2 - E(v^2)) = \omega_p^2 + (k_x^2 + k_y^2) E(v^2)$$

On voit tout de suite que la solution réelle ne peut pas exister si v_0^2 est inférieur à $E(v^2)$, donc des particules dont les vitesses sont inférieures à la vitesse moyenne thermique ne peuvent pas exciter de mouvement collectif. La valeur minimale de v_0 pour laquelle peuvent exister des excitations collectives peut-être obtenue en posant $k_x = k_y = 0$ et $k_z = k_\Delta$ (valeur maximale de k pour existence des oscillations collectives).

$$(19) \quad v_0^2 \gg \frac{4}{3} E(v^2)$$

Pour résoudre l'équation dans le cas résonnant il faut choisir les conditions limites correspondantes. La vitesse du groupe d'oscillation collective qui exprime la vitesse avec laquelle la perturbation se propage est donnée par :

$$(20) \quad v_g = \frac{d\omega}{dk} \approx \frac{kE(v^2)}{\omega}$$

On obtient le maximum de v_g en posant $k = k_{\Delta}$, c'est-à-dire $\{\frac{3}{4} E(v^2)\}$. Donc on voit que la particule (remplissant (19)) se déplace plus vite que l'oscillation qu'elle provoque. La condition limite correcte consiste à dire qu'il n'y a pas d'onde devant la particule.

En faisant le calcul dans le plan complexe (similaire au calcul LANDAU) en utilisant les conditions aux limites on peut obtenir $g(\bar{x})$

Il est intéressant aussi de connaître la perte d'énergie de la particule par unité de distance pour des excitation d'oscillation collective.

Le calcul donne [1] :

$$(21) \quad \frac{dE}{dz} \approx \left(\frac{\pi n e^4}{E_0} \right) \ln \left(1 + \frac{2v_0^2}{E(v^2)} \right) \quad E_0 - \text{énergie de la particule incidente.}$$

Il existe aussi des pertes d'énergie par des collisions [1]

$$(22) \quad \frac{dE}{dz} \approx \frac{2\pi n e^4}{E_0} \ln \left(\frac{\lambda_{\Delta} E_0}{e} \right)$$

La réponse collective produit un écran autour de la particule incidente, c'est-à-dire que la charge $-eg(\bar{x})$ dans une petite sphère entourant la particule incidente est pratiquement égale à l'opposé de la particule incidente. Nous pouvons dire que si la particule se déplace à travers le plasma à une vitesse inférieure à la vitesse thermique la réponse collective sur le champ sera la constitution d'un écran à une distance de l'ordre de λ_{Δ} .

En conclusion le champ de chaque particule est neutralisé ; ceci est le résultat de la réponse collective des autres particules. Pour la majorité des particules la distance d'écran est approximativement λ_{Δ} .

Pour la petite partie suprathermique des particules le rayon d'écran est plus grand que λ_{Δ} . Ces particules excitent des oscillations collectives dont les résultats est leur thermalisation.

LA THEORIE CINETIQUE DU GAZ APPLIQUEE DANS LE CAS
D'EXCITATION DES OSCILLATIONS DU PLASMA.

Le plasma dans l'ionosphère n'est pas strictement en équilibre thermodynamique. Nous allons étudier comment les écarts par rapport à l'équilibre thermodynamique affectent l'intensité et le spectre de fluctuations électroniques. Nous allons considérer la fonction de distribution de l'ordre zéro $F_0(\vec{v})$ normalisée, mais non obligatoirement MAXWELLIENNE. Dans l'ionosphère, les écarts par rapport à l'équilibre thermodynamique sont provoqués par des photo-électrons. Lorsqu'il y a écart de l'équilibre du plasma, les fluctuations électroniques deviennent plus importantes que lorsqu'il y a équilibre. Le mécanisme d'excitation a été expliqué dans le paragraphe précédent. Les électrons rapides peuvent exciter des ondes du plasma sans mécanisme de collision et nous allons étudier cet effet physique par la théorie sans collision. Ensuite nous allons donner les résultats concernant des effets de collision électron-ion.

Théorie sans collision [3] :

$F_0(\vec{v})$ étant isotrope :

$$(1) \quad F_0^1(u) = \int_{|u|}^{\infty} F_0(\vec{v}) 2\pi v dv$$

L'écart à l'équilibre thermodynamique s'exprime en fonction de deux températures définies par :

$$(2) \quad \frac{mv}{KT(v)} = - \frac{d \ln F_0(\vec{v})}{dv} \qquad \frac{mu}{KT_{\parallel}(u)} = - \frac{d \ln F_0^{\parallel}(u)}{du}$$

On utilise deux températures moyennes différentes :

$$(3) \quad \langle T \rangle^{-1} = \int F_0(\vec{v}) T^{-1}(v) \underline{dv}$$

$$3K\bar{T} = \int mv^2 F_0(\vec{v}) \underline{dv}$$

Supposons que le plasma contient N électrons et N/Z ions dans un grand volume Ω .

On utilise la transformée de Laplace de la densité électronique (sa composante spatiale).

$$(4) \quad Q(\vec{k}, \omega) = \sum_{i=1}^N \int_0^{\infty} \exp[-j\vec{k}\vec{x}_i(t) + (j\omega - \gamma)t] \rho dt$$

On sait d'après (1) que $\rho_{\vec{k}} = \sum_i e^{-j\vec{k}\vec{x}_i(t)}$

La densité spectrale de la fluctuation de densité électronique pour vecteur d'onde \vec{k} est donné par (normalisé) :

$$(5) \quad I(\omega) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} \{E | Q(\bar{k}, \omega) |^2\}$$

Le plasma est sans collision, donc on le décrit à partir de l'équation de VLASOV en fonction de la distribution des électrons $F(\bar{x}, \bar{v}, t,)$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial F}{\partial \bar{x}} + \frac{e}{m} \nabla \phi \cdot \frac{\partial F}{\partial \bar{v}} = 0$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi e [n \int F d\bar{v} - Z \sum_{j=1}^{N/Z} \delta(\bar{x} - R_j)]$$

Etant donné le rapport des vitesses électroniques et ionique on peut considérer $R_j(t)$ constant.

On peut diviser la fonction des distribution des électrons en trois parties, en considérant $\frac{M_i}{m_e} \rightarrow \infty$

$$F = F_0(\bar{v}) + F_1(\bar{x}, \bar{v}) + f(\bar{x}, \bar{v}, t,)$$

$F_0(\bar{v})$ - isotrope

$F_1(\bar{x}, \bar{v})$ - ne dépend pas du temps, elle est déterminée directement par les ions fixes et elle produit le potentiel ϕ_1 indépendant du temps.

$f(\bar{x}, \bar{v}, t)$ - la partie dépendant du temps.

Définissons :

$$(6) \quad f(\bar{k}, \bar{v}, \omega) = \int_{\bar{x}} dx \int_0^{\infty} e^{-i\bar{k}\bar{x} + (i\omega - \gamma)t} f(\bar{x}, \bar{v}, t) dt$$

Pour $\omega \neq 0$:

$$(7) \quad Q(\bar{k}, \omega) = n \int f(\bar{k}, \bar{v}, \omega) d^3v$$

La transformation de FOURIER pour $\omega \neq 0$ du potentiel \emptyset est :

$$(8) \quad F(\emptyset) = - \left(\frac{4\pi e}{k^2} \right) \cdot Q(\bar{k}, \omega)$$

La transformation de FOURIER des conditions initiales :

$$(9) \quad f(\bar{k}, \bar{v}, 0) = \frac{1}{n} \sum_i e^{-i\bar{k}\bar{x}_i} \delta(\bar{v} - \bar{v}_i)$$

où \bar{x}_i , \bar{v}_i sont la position et la vitesse initiales de l'électron i .

La transformation de FOURIER de l'équation linéaire pour $f(\bar{x}, \bar{v}, t)$ est donnée par :

$$\begin{aligned}
 (10) \quad & (\gamma + i\bar{k}\bar{v} - i\omega) f(\bar{k}, \bar{v}, \omega) - i \left(\frac{\omega_p^2}{nk^2} \right) \bar{k} Q(\bar{k}, \omega) \frac{\partial F_0}{\partial \bar{v}} - i \left(\frac{\omega_p^2}{n\Omega} \right) \\
 & \cdot \sum_{\bar{q}} (q^{-2} Q(q, \omega) \cdot \bar{q} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{v}} F_1(\bar{k}-\bar{q}, \bar{v}) - (4\pi e)^{-1} \delta_1 \\
 & \cdot (\bar{k}-\bar{q}) (\bar{k} - \bar{q}) \frac{\partial}{\partial \bar{v}} f(\bar{q}, \bar{v}, \omega) = f(\bar{k}, \bar{v}, 0)
 \end{aligned}$$

La théorie sans collision est obtenue en négligeant la sommation sur q .

Soit $n(\bar{k}, \bar{v}, t)$ approximation de $f(\bar{k}, \bar{v}, t)$

et $\psi(\bar{k}, \omega)$ approximation de $Q(\bar{k}, \omega)$

Donc avec la théorie sans collision on obtient :

$$n(\bar{k}, \bar{v}, \omega) = (\bar{k} \cdot \bar{v} - \omega - i\gamma)^{-1} \times \left\{ -if(\bar{k}, \bar{v}, 0) + \left(\frac{\omega_p^2}{nk^2} \right) \psi(\bar{k}, \omega) \bar{k} \frac{\partial F_0}{\partial \bar{v}} \right\}$$

On a :
$$\psi = n \int n d^3v$$

$$\psi(\bar{k}, \omega) = \left[-\frac{i n}{\epsilon_0} (\bar{k}, \omega) \times \int f(\bar{k}, \bar{v}, 0) (\bar{k}\bar{v} - \omega - i\gamma)^{-1} d^3v \right]$$

Pour trouver le spectre, il faut calculer l'expression (5) en remplaçant $Q(\bar{k}, \omega)$ par $\psi(\bar{k}, \omega)$

d'où :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} E\{ |\psi(\bar{k}, \omega)|^2 \} = \frac{+ n^2}{|\epsilon_0(\bar{k}, \omega)|^2} \iint f(\bar{k}, \bar{v}, 0) f(\bar{k}, \bar{v}_1, 0) \times \\
 (\bar{k}\bar{v} - \omega - i\gamma)^{-1} (\bar{k}\bar{v}_1 - \omega + i\gamma)^{-1} d^3v d^3v_1$$

étant donné la formule (9) :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} E\{|\psi(\bar{k}, \nu)|^2\} = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} \sum_{\bar{k}} \sum_j E\left\{ \frac{e^{-i\bar{k}(\bar{x}_k - \bar{x}_j)}}{(\bar{k}\bar{v}_k - \omega - i\gamma)(\bar{k}\bar{v}_j - \omega + i\gamma)} \right\} \\ + \frac{1}{|\epsilon_0(k, \omega)|^2}$$

En supposant que les fluctuations de densité sont indépendantes de la vitesse des particules individuelles, cette expression devient :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{N\pi} \sum_{\bar{k}} \sum_j \frac{E\{e^{-i\bar{k}(\bar{x}_k - \bar{x}_j)}\}}{(\bar{k}\bar{v}_k - \omega - i\gamma)(\bar{k}\bar{v}_j - \omega + i\gamma)} = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{N\pi} \sum_k \frac{1}{[(kv_k - \omega)^2 + \gamma^2]} \\ + \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{N\pi} \sum_{\substack{k \neq j}} \sum_j \frac{E\{e^{-i\bar{k}(\bar{x}_k - \bar{x}_j)}\}}{(\bar{k}\bar{v}_k - \omega - i\gamma)(\bar{k}\bar{v}_j - \omega + i\gamma)}$$

Les sommes correspondent à la valeur moyenne sur les vitesses des expressions sous la sommation, donc on peut les remplacer par les intégrales par rapport aux distributions.

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} E\{|\psi(\bar{k}, \omega)|^2\} = \left\{ \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi} \int \frac{F_o(\bar{v}) d^3v}{[(\bar{k}\bar{v} - \omega)^2 + \gamma^2]} + \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi} \right.$$

$$\left. (N^{-1} \iiint \frac{F_o(\bar{v}_j) F_o(v_k) E\{e^{-i\bar{k}(\bar{x}_j - \bar{x}_k)}\}}{(\bar{k}\bar{v}_k - \omega - i\gamma)(\bar{k}\bar{v}_j - \omega + i\gamma)} d^3v_k d^3v_j \right\}$$

$$\bar{x} \frac{1}{|\epsilon_o(\bar{k}, \omega)|^2}$$

Etant donné que $E\{e^{-i\bar{k}(\bar{x}_j - \bar{x}_k)}\}$ est une moyenne sur les positions des électrons dans le plasma et qu'il représente une valeur finie [3] , la seconde intégrale est nulle à la limite, donc :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} E\{|\psi(\bar{k}, \omega)|^2\} = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi} \int \frac{F_o(\bar{v}) d^3v}{(\bar{k}\bar{v} - \omega + i\gamma)(\bar{k}\bar{v} - \omega - i\gamma)} \frac{+1}{|\epsilon_o(\bar{k}, \omega)|^2}$$

Supposons $\bar{k} // v_z$ donc :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} E\{|\psi(\bar{k}, \omega)|^2\} = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi} \int \frac{F_o^{-1}(v_z) dv_z}{(kv_z - \omega + i\gamma)(kv_z - \omega - i\gamma)}$$

$$\cdot \frac{+1}{|\epsilon_o(\bar{k}, \omega)|^2}$$

$$\text{avec : } F_0^{-1}(v_z) = \int_{v_z}^{\infty} F_0(\bar{v}) 2\pi v dv = \iint F_0(v) dv_x dv_y$$

et on obtient :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{\gamma}{\pi N} E\{|\psi(\bar{k}, \omega)|^2\} = \frac{1}{|\epsilon_0(\bar{k}, \omega)|^2} \cdot k^{-1} F_0^1\left(\frac{\omega}{k}\right) = I(\omega)$$

Pour calculer $\epsilon_0(\bar{k}, \omega)$ nous ne nous intéresserons qu'aux cas où $\bar{k}\bar{v} \ll \omega p$ nous avons :

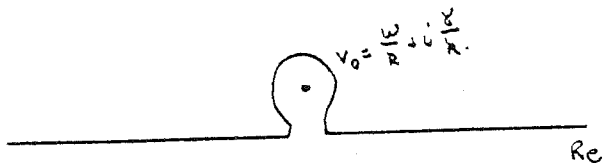
$$\epsilon_0(\bar{k}, \omega) = 1 - \frac{\omega p^2}{k^2} \int \frac{\frac{\partial F_0}{\partial \bar{v}} \bar{k}}{(k\bar{v} - \omega - i\gamma)} d^3v$$

Pour $\gamma = 0$ et $k//v_z$ on obtient :

$$\epsilon_0(\bar{k}, \omega) = 1 - \frac{\omega p^2}{k^2} \int \frac{\frac{\partial F_0^{-1}(v_z)}{\partial v_z}}{(v_z - \frac{\omega}{k})} dv_z$$

$$\text{ou : } F_0^{-1}(v_z) = \iint F(\bar{v}) dv_x dv_y$$

Nous allons chercher l'approximation de $\epsilon_0(\bar{k}, \omega)$
 Etant donné l'amortissement, ω est complexe, donc on a
 $\omega^1 = \omega + i\gamma$, et il faut faire l'intégration sur le contour.
 (voir dessin.)



Etant donné qu'on cherche un $\epsilon_0(\bar{k}, \omega)$ correspondant à l'amortissement le plus petit possible, on a $\omega \gg \gamma$, donc :

$$\epsilon_0(\bar{k}, \omega) \approx 1 - \frac{\omega p^2}{k^2} \left[P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\partial F_0^{-1}(v_z)}{\partial v_z}}{(v_z - \frac{\omega}{k})} dv_z + \pi i \frac{\frac{\partial F_0^{-1}(v_z)}{\partial v_z}}{v_z - \frac{\omega}{k}} \right]$$

Pour k petit le pôle v_0 se trouve très éloigné et à l'endroit où la fonction $F_0^{-1}(v_z)$ est très faible, donc on peut négliger la contribution du pôle.

En développant le dénominateur en série on a

$$P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\partial F_0^{-1}(v_z)}{\partial v_z}}{(v_z - \omega/k)^{-1}} dv_z \approx \frac{k}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} F_0^{-1}(v_z) \left[1 + \frac{kv_z}{\omega} + \frac{(kv_z)^2}{\omega^2} + \dots \right] dv_z$$

$$\approx \frac{k^2}{\omega^2} \left[1 + 3 \frac{k^2}{\omega^2} m^{-1} \int m v_z^2 F_0^{-1}(v_z) dv_z \right] = \frac{k^2}{\omega^2} \left[1 + 3k^2 \right]$$

$$\omega^2 m^{-1} K \bar{T}]$$

\bar{T} par définition (3)

En définitive on obtient :

$$\epsilon_0(\bar{k}, u) \approx 1 - \omega_p^2 \omega^{-2} (1 + 3k^2 \omega^2 m^{-1} K\bar{T}) + \pi i \omega_p^2 k^{-2} \left(\frac{\partial F_0^{-1}(v_z)}{\partial v_z} \right)$$

$$v_z = \frac{\omega}{k}$$

$I(\omega)$ peut être représenté comme deux raies qui sont proches des fréquences pour lesquelles $\text{Re}(\epsilon_0(\bar{k}, u)) = 0$
C'est-à-dire :

$$\omega_v^2 = \omega_p^2 + 3k^2 K\bar{T} m^{-1} \quad (\text{en prenant } \omega = \omega_p \text{ dans le terme correctif})$$

et :

$$(6) \quad I(\omega) = \frac{\omega_v^2 F_0^{-1}\left(\frac{\omega_v}{k}\right)}{4k\left\{(\omega - \omega_v)^2 + \left[\frac{\pi}{2} \frac{\omega_v \omega_p^2}{k^2} \left(\frac{d}{du} F_0^{-1}(u)\right) u = \frac{\omega_v}{k}\right]^2\right\}}$$

Le numérateur représente l'excitation des ondes du plasma par les électrons rapides. La largeur du spectre est déterminée par l'amortissement de LANDAU.

La puissance totale est donnée par :

$$(7) \quad I_p = \frac{k\omega_v F_o^{-1}\left(\frac{\omega v}{k}\right)}{2\omega_p^2 \left[\frac{dF_o^{-1}(\omega)}{d\omega}\right]_{\omega = \frac{\omega_v}{k}}} = \frac{T_{||}\left(\frac{\omega v}{k}\right)}{2\alpha^2 \langle T \rangle} \quad \text{avec} \quad \alpha = k_{\Delta}/k$$

Si la théorie sans collision est valable, la puissance totale normalisée dépend seulement de la dérivée logarithmique de $F_o^{-1}(\omega)$.

Théorie avec collisions (électro-ion) :

Pour pouvoir traiter le cas plus général, c'est-à-dire du gaz avec collisions, les équations deviennent vite très compliquées. Les calculs approchés ont été faits par PERKINS et SALPETER (3).

Nous nous bornons ici à donner les résultats de calcul.

La forme du spectre proche de la fréquence f_v est donnée par :

$$(8) \quad I(\omega) = \frac{\omega_v^2 \{F_o^{-1}(\omega_v k^{-1}) + 2k^3 K T \bar{v} \pi^{-1} \omega_v^{-4} m^{-1}\}}{4k \{(\omega - \omega_v)^2 + \omega_p^4 \omega_v^{-4} [\bar{v} - \frac{\pi}{2} \omega_v^3 k^{-2} \left(\frac{\partial F_o^{-1}(u)}{\partial u}\right)_{u = \omega_v k^{-1}}]^2\}}$$

ou : $\bar{v} = \int \frac{v(v) \mu u^2}{K T(v)} F_o(\bar{v}) dv$ $v(v)$ - la fréquence de collision dépendant des vitesses.

En remplaçant $F_0(\bar{v})$ par la distribution MAXWELLIENNE,

$$\bar{T} \approx T \quad \bar{v} \approx \omega_p Z \lambda^{-1} \log \lambda (2\pi)^{1/2} / \epsilon \quad \lambda = 4\pi n \lambda_{\Delta}^3$$

La largeur du spectre dépend des amortissements dus aux collisions et à l'effet de LANDAU. (dénominateur) Les collisions et les électrons rapides peuvent exciter les ondes de plasma. Ce qui nous intéresse au point de vue de la mesure, c'est la puissance d'une raie.

$$(9) \quad I_p = \frac{X(v_{\phi}) + Z \lambda^{-1} \alpha^{-3} (2/3\pi) \ln \lambda}{2\alpha^2 \{TX(v_{\phi}) T_p^{-1}(v_{\phi}) + Z \lambda^{-1} \alpha^{-3} (2/3\pi) \ln \lambda\}}$$

$$\text{où : } X(u) = (2\pi kT/m)^{1/2} F_0^{-1}(u) \quad v_{\phi} = \omega_v k^{-1}$$

Nous voyons que quand les collisions sont négligeables (deuxièmes termes dans le dénominateur et le numérateur), le résultat est identique avec la théorie sans collision : on voit uniquement l'influence des électrons rapides sur l'excitation et l'amortissement des ondes. Quand les collisions sont importantes, les électrons rapides sont vite thermalisés, les ondes du plasma sont fortement amorties par les collisions, donc on retrouve les mêmes résultats que pour le plasma en équilibre thermodynamique (c'est-à-dire la fonction de distribution sans queue). La puissance d'une raie est très faible, de l'ordre de α^{-2} fois la puissance du spectre ionique. La largeur du spectre dans ce cas dépend de la fréquence de collision.

Application à la mesure de la raie du plasma.

Les électrons MAXWELLIENS et PE forment un gaz. On peut diviser la fonction de distribution $F(\vec{v})$ en deux parties. La première correspond aux électrons thermiques-MAXWELLIENS $F_m(\vec{v})$ et la seconde aux PE $F_p(\vec{v})$.

Soit $f_m(v)$ et $f_p(v)$ les distributions suivant la direction d'un axe de l'espace (uni-dimensionnel). Pour la distribution MAXWELLIENNE on a :

$$f_m(v) = \int F_0(\vec{v}) dv_1 dv_2 = n \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2KT}\right)$$

Nous savons que l'intensité de la raie du plasma peut-être plus grande quand $f_p(v)$ est non nulle pour la vitesse de phase $V_\phi = \pm \frac{v_r \lambda}{2}$, où λ est la longueur d'onde du radar. Cette propriété peut nous permettre par la mesure de la puissance de la raie de mesurer la distribution de PE. des énergies voisines de

$$E_\phi = \frac{1}{8} m v_r^2 \lambda^2$$

Il faut multiplier cette valeur par le facteur $\frac{1}{\cos^2 \phi/2}$ dans le cas du radar bistatique.

La présence du champ magnétique peut provoquer des variations fortes d'amortissement de LANDAU en fonction de l'angle θ entre le vecteur d'onde et le champ magnétique.

La distribution des vitesses Maxwelliennes en présence du champ magnétique est :

$$f_m = n \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \sum_{n = -\infty}^{\infty} \frac{e^{-b \sin^2 \theta}}{\cos \theta} I_n(b \sin^2 \theta) \exp\left(-\frac{(y-n)^2}{2b \cos^2 \theta}\right)$$

L'anisotropie de distribution des PE peut être incluse dans la théorie en supposant que $f_p(v)$ représente la contribution des PE à la fonction de distribution unidimensionnelle le long de la direction du champ du radar (bissectrice dans le radar bistatique). L'effet d'anisotropie peut provoquer une asymétrie entre les lignes $\pm v_r$.

Connaissant la distribution unidimensionnelle dans la direction du radar, nous pouvons recalculer la distribution $F_p(|v|)$ d'après un modèle de pitch-angle (angle entre la vitesse de l'électron et le champ magnétique). Le champ magnétique n'influe pas sur les collisions lorsque le rayon de giration des électrons thermiques est plus grand que l'échelle des collisions exprimée par λ_Δ . Cette condition est remplie quand $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$, cas courant dans l'ionosphère. Le rôle de PE n'est pas influencé par le champ magnétique quand le rayon de giration est plus grand que λ (longueur d'onde). Dans ce cas, les PE ont un mouvement rectiligne sur l'échelle de la longueur d'onde.

La fréquence de résonance du plasma est :

$$v_r^2 = v_p^2 + \frac{12 KT}{\lambda^2 m} + v_c^2 \sin^2 \theta$$

Les résultats précédents pour la puissance de la raie du plasma peuvent se mettre sous la forme suivante [§ précédent]

$$I_p = \frac{T_p(v_\phi)}{2\alpha^2 T}$$

Où :

$$T_p(v_\phi) = T \cdot \frac{f_m(v_\phi) + f_p(v_\phi) + \chi}{f_m(v_\phi) - KT \frac{d}{dE_\phi} f_p(v_\phi) + \chi}$$

$$\chi_e = \frac{32\pi}{5\lambda^3} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \ln(4\pi n \lambda_{\Delta}^3)$$

χ - le facteur de collision e-i.

BIOLIGRAPHIE

1. D. PINES and D. BOHM
A collective description of electron. Interactions.
Ph. Review January 15, 1952.
2. P.L. BHATNAGAR, E.P. GROSS, M. KROOK
A Model for collision processes in Gases.
Ph. Review May 1, 1954.
3. I. PERKINS, E.E. SALPETER
Enhancement of plasma density fluctuations by nonthermal
electrons
Ph. Review July 5, 1965.
4. K.O. YNGVESSON, F.W. PERKINS
Radar Thomson Scatter studies of Photoelectrons in the
ionosphere and LANDAU Damping.
J. Geophysical Research
January 1, 1968.
5. J.V. EVANS, I.J. GASTMAN
Detection of conjugate photoelectrons at Milstone hill.
J. Geophysical Research
February 1, 1970.

A N N E X E 2

INFLUENCE DU FAIBLE NOMBRE DE BITS SUR LES MESURES
DE LA FONCTION DE CORRELATION : TEST DU CORRELATEUR

A N N E X E 2

INFLUENCE DU FAIBLE NOMBRE DE BITS SUR LES MESURES DE LA
FONCTION DE CORRELATION : TEST DU CORRELATEUR.

Les mesures des raies de plasma consistent à estimer séparément les fonctions de corrélation "signal plus bruit" \hat{R}_{S+B} et "bruit" \hat{R}_B , et à les soustraire pour obtenir l'estimée de la fonction de corrélation du signal. $\hat{R}_S = \hat{R}_{S+B} - \hat{R}_B$. Dans nos mesures, le rapport signal sur bruit (S/B)

$$\frac{R_S(0)}{R_B(0)}$$

est beaucoup plus petit que 1.

L'effet principal du faible nombre de bits du quantificateur du corrélateur sur l'estimée de \hat{R}_{S+B} et de \hat{R}_B est le biais. Nous nous intéresserons ici principalement à l'effet de quantification sur l'estimée du signal dans les conditions réelles de mesure, c'est-à-dire quand $S/B \ll 1$. Dans un souci de simplification de la formulation mathématique nous étudierons l'influence de la quantification sur l'estimée du signal dans deux cas :

a) pour le point $\tau = 0$ $\hat{R}_{sq}(0) = \hat{R}_{(S+B)q}(0) - \hat{R}_{Bq}(0)$ (où le symbole q représente la quantification) ;

b) pour le point $\tau = \tau_1$ pour lequel $R_B(\tau_1) = 0$; dans ce cas $R_S(\tau_1) = R_{S+B}(\tau_1)$.

Tous les points intermédiaires sont une fonction continue, lentement variable entre ces deux cas, d'ailleurs, étant donné que le corrélateur travaille presque à la fréquence de SHANNON pour le bruit, nous sommes pratiquement devant ces deux cas uniquement.

Le signal, par la nature-même de sa génération, est gaussien ; il en est de même pour le bruit, qui est principalement le bruit thermique du récepteur.

Les deux schémas correspondant aux points a et b sont présentés sur la fig. 1.

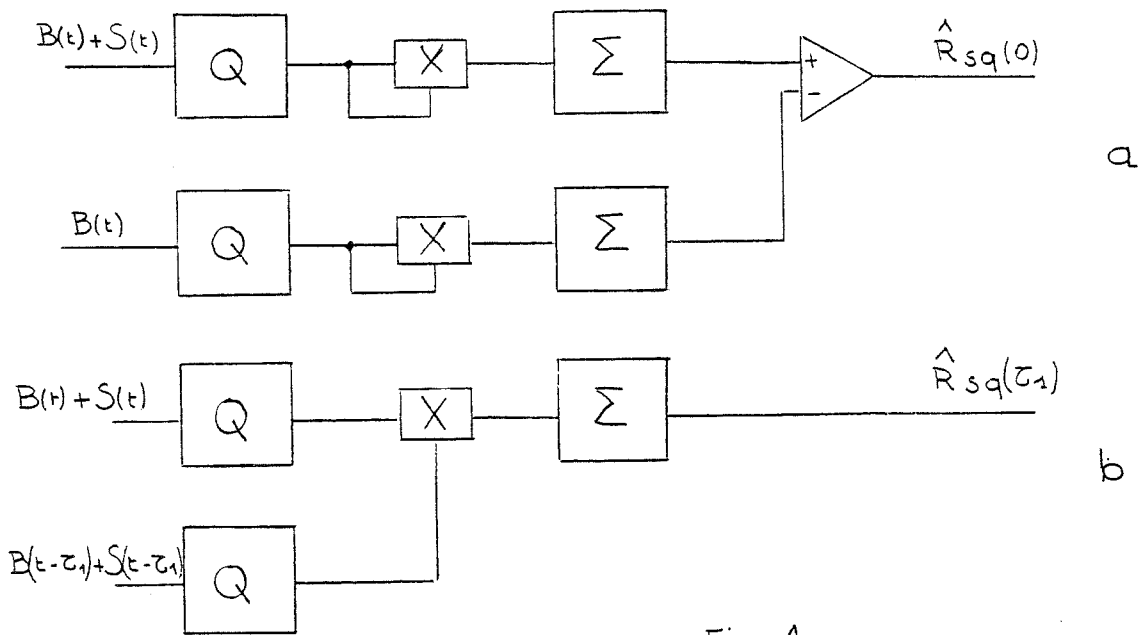
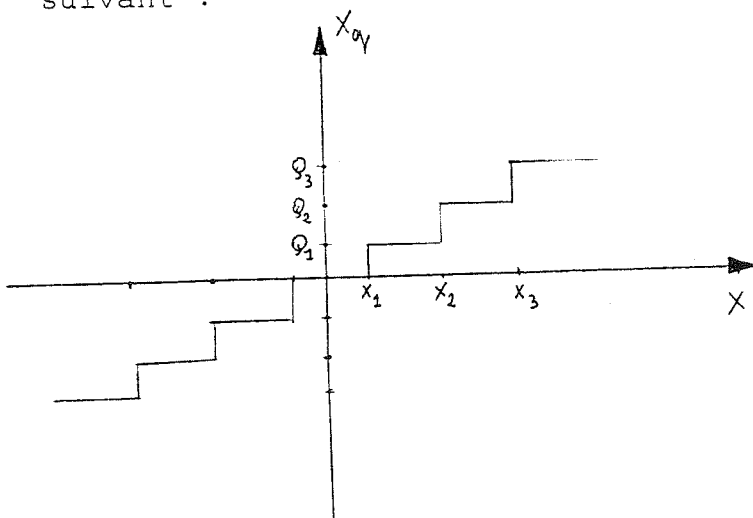


Fig 1

A - Etude du schéma (a).

$X(t) = B(t) + S(t)$ $B(t)$ et $S(t)$ sont des signaux indépendants entr'eux, avec $R_B(0) \gg R_S(0)$.

Le quantificateur Q du corrélateur a le schéma suivant :



avec : $Q_i = i$ $i = (-3, 3)$

et $X_{+1} = \pm .215$ V

$X_{+2} = \pm .645$ V

$X_{+3} = \pm 1.075$ V

$X_{+4} = \pm \infty$

La variance du signal quantifié est

$$R_{Xq}(0) = 2 \sum_{i=1}^3 Q_i^2 \int_{x_i}^{x_{i+1}} p(x) dx$$

avec
$$p(x) = \int p(s) \cdot p(x/s) ds$$

$p(x/s)$ densité de probabilité conditionnelle

$p(s)$ densité de probabilité de s .

$$p(x/s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp\left(-\frac{(x-s)^2}{2\sigma_B^2}\right)$$

Etant donné le faible rapport signal sur bruit $S/B \ll 1$, nous allons prendre le développement limité de $p(x/s)$.

$$p(x/s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \left\{ \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) + \frac{sx}{\sigma_B^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) - \frac{s^2}{2} \left[\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) - \frac{x^2}{\sigma_B^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) \right] \right\}$$

d'où

$$R_{Xq}(0) = R_{(S+B)q}(0) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \sum_{i=1}^3 Q_i^2 \int_{x_i}^{x_{i+1}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) dx +$$

$$+ \frac{R_S(0)}{\sqrt{2\pi}\sigma_B^3} \sum_{i=1}^3 Q_i^2 \left(x_i \exp\left(-\frac{x_i^2}{2\sigma_B^2}\right) - x_{i+1} \exp\left(-\frac{x_{i+1}^2}{2\sigma_B^2}\right) \right)$$

En posant

$$H = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B^3} \sum_{i=1}^3 Q_i^2 \left(x_i \exp\left(-\frac{x_i^2}{2\sigma_B^2}\right) - x_{i+1} \exp\left(-\frac{x_{i+1}^2}{2\sigma_B^2}\right) \right)$$

et

$$R_{Bq}(0) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \sum_{i=1}^3 Q_i^2 \int_{x_i}^{x_{i+1}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) dx$$

nous obtenons

$$R_{(S+B)}(0) - R_{Bq}(0) = H \cdot R_S(0)$$

H est une fonction de l'appareil dépendant du quantificateur et de la puissance du bruit.

Le même raisonnement appliqué directement aux probabilités gaussiennes pour le bruit et le signal aboutit au même résultat, en développant en série sur σ_S^2 .

B - Etude du schéma (b)

Nous avons donc $X(t) = B(t) + S(t)$ et $Y(t) = B(t-\tau_1) + S(t-\tau_1)$. La densité de probabilité conjointe de x et y est

$$p(x,y) = \iint p(s_1, s) p(x, y/s_1, s) ds_1 ds$$

où

$p(x, y/s_1, s)$ densité de probabilité conditionnelle et

$$s_1 = s(t-\tau_1), s = s(t)$$

Dans ce cas, étant donné que $B(t)$ et $B(t-\tau_1)$ sont indépendants, nous avons

$$p(x, y/s_1, s) = p(x/s) \cdot p(y/s_1)$$

d'où, en utilisant le fait que B est le bruit gaussien

$$p(x,y/s_1,s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp\left(-\frac{(x-s)^2}{2\sigma_B^2}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp\left(-\frac{(y-s_1)^2}{2\sigma_B^2}\right)$$

Le rapport S/B étant inférieur à un, nous utiliserons le développement limité.

D'où :

$$p(x,y/s_1,s) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \left(\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) + \frac{sx}{\sigma_B^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) \right) \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \left(\exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_B^2}\right) + \frac{s_1 y}{2\sigma_B^2} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_B^2}\right) \right)$$

La fonction de corrélation est :

$$R_{(B+S)q}(\tau_1) = 2 \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 Q_i Q_k \left(\int_{x_i}^{x_{i+1}} \int_{y_k}^{y_{k+1}} p(x,y) dx dy - \int_{x_i}^{x_{i+1}} \int_{-y_{k+1}}^{-y_k} p(x,y) dx dy \right)$$

Etant donné les relations

$$\sum Q_i \int_{y_i}^{y_{i+1}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_B^2}\right) dy = \sum Q_i \int_{-y_{k+1}}^{-y_k} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_B^2}\right) dy$$

et

$$\sum Q_i \int_{y_i}^{y_{i+1}} y \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_B^2}\right) dy = - \sum Q_i \int_{-y_{k+1}}^{-y_k} y \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_B^2}\right) dy$$

Nous obtenons

$$R_{(B+S)q}(\tau_1) = \iint s_1 s_2 p(s_1, s_2) ds_1 ds_2 \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sigma_B} \sum_{i=1}^3 Q_i \exp\left(-\frac{x_i^2}{2\sigma_B^2}\right) - \exp\left(-\frac{x_{i+1}^2}{2\sigma_B^2}\right) \right) * \\ * \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sigma_B} \sum_{i=1}^3 Q_i \left[\exp\left(-\frac{y_i^2}{2\sigma_B^2}\right) - \exp\left(-\frac{y_{i+1}^2}{2\sigma_B^2}\right) \right] \right)$$

d'où

$$R_{(B+S)q}(\tau_1) = R_S(\tau_1) \cdot G^2$$

avec

$$G^2 = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sigma_B} \sum_{i=1}^3 Q_i \left[\exp\left(-\frac{x_i^2}{2\sigma_B^2}\right) - \exp\left(-\frac{x_{i+1}^2}{2\sigma_B^2}\right) \right] \right)^2$$

L'étude de ces deux cas nous montre que dans l'estimation de la fonction de corrélation du signal nous avons deux gains différents H et G^2 , selon que le point estimé se trouve proche ou loin de l'origine de la fonction de corrélation.

Théoriquement il faudrait pondérer par une fonction variable de H à σ^2 en fonction de la position sur la fonction de corrélation du bruit parasite.

C - Comparaison des coefficients H et σ^2 .

Nous allons comparer les coefficients H et G^2 pour notre corrélateur et choisir la plage de travail. Nous comparerons également les coefficients d'efficacité, les coefficients étant définis comme le rapport de l'erreur d'estimation du corrélateur quantifié, échantillonné à la fréquence de SHANNON, au corrélateur parfait.

Cas (a).

Corrélateur parfait :

$$\frac{\sqrt{\text{VAR}(\hat{R}_s)}}{R_s} \approx \frac{2\sigma_B^2}{\sqrt{N} R_s} \quad N = \text{nombre d'échantillons}$$

Corrélateur quantifié :

$$\frac{\sqrt{\text{VAR}(\hat{R}_{sq})}}{R_{sq}} \approx \frac{\sqrt{E_4} \sqrt{2}}{H R_s \sqrt{N}}$$

$$D_H = \frac{\sqrt{E_4}}{\sqrt{2} \sigma_B^2 H}$$

avec

$$E_4 = E\{B_q^4\} - (E\{B_q^2\})^2, E\{B_q^4\} = 2 \sum_{i=1}^3 Q_i^4 \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) dx$$

Cas (b).

Corrélateur parfait :

$$\frac{\sqrt{\text{VAR}(\hat{R}_s)}}{R_s} \approx \frac{\sigma_B^2}{\sqrt{N} R_s}$$

Corrélateur quantifié :

$$\frac{\sqrt{\text{VAR}(\hat{R}_{sq})}}{R_{sq}} \approx \frac{E\{B_q^2\}}{\sqrt{N} G^2 R_s} \quad D_G = \frac{E\{B_q^2\}}{\sigma_B^2 G^2}$$

avec

$$E\{B_q^2\} = 2 \sum_{i=1}^3 Q_i^2 \int_{x_i}^{x_{i+1}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_B} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_B^2}\right) dx$$

Les formules concernant l'erreur d'estimation utilisées ci-dessus s'obtiennent facilement par le calcul classique.

Le coefficient D exprime combien l'erreur d'estimation dans un système quantifié est plus grande que dans le système idéal.

Dans la table 1 nous comparerons ces quantités pour le quantificateur de notre corrélateur.

TABLE 1

$\sigma(v)$.2	.3	.4	.5	.6	.7
$\sigma/\Delta x$.47	.7	.93	1.16	1.4	1.63
G^2	5.11	5.407	5.4	5.32	5.11	4.77
H	6.55	5.42	5.35	5.01	4.37	3.63
D_G	1.42	1.17	1.10	1.06	1.05	1.05
D_H	1.29	1.16	1.09	1.08	1.1	1.14

Δx : pas de quantification

Nous voyons donc que le choix optimal pour le travail du corrélateur dans le cas (a) est pour $\sigma_B = .65(v)$ et dans le cas (b) $\sigma_B = .45(v)$. Ce choix a été fait en fonction des coefficients D_G et D_H , mais nous pensons qu'il est plus important de choisir la plage de travail du corrélateur en fonction des coefficients G^2 et H.

Il est essentiel d'avoir presque les mêmes coefficients G^2 et H pour avoir un gain constant sur tous les points de mesures de la fonction de corrélation.

Nous allons donc choisir la plage de travail avec $\sigma_B \in (.3, .4 \text{ V})$; dans ce cas, l'erreur est de 10 % supérieure à celle du cas idéal.

D - Test du corrélateur.

Les formules qui ont été démontrées dans les chapitres précédents s'appliquent à tous les types de signaux $S(t)$, pourvu que le bruit parasite soit gaussien et que $S/B \ll 1$.

Nous avons couplé le corrélateur avec l'ordinateur T 2000 pour simuler l'acquisition de données. Nous avons additionné au bruit à large bande le signal sinusoïdal, le rapport $S/B \ll 1$ du signal étant variable. Nous avons vérifié l'exactitude des formules établies précédemment. Quelques résultats de ces simulations sont regroupés dans la table 2.

TABLE 2

σ_B (V)	F_e MHz	A (mV)	\hat{A} (mV)	T_{int} (sec)	ϵ_{tn}	ϵ_{mesure}	S/B	ΔA (mV)
.3	14	~ 15.2	15	137	5.7(-5)	6.5(-5)	1.3(-3)	.07
.3	14	~ 2.8	2.7	684	2.5(-5)	3(-5)	4.4(-5)	.17
.4	1	50	49	34	1.0(-3)	1.2(-3)	7.8(-3)	1.7

où :

A amplitude du sinusoïde à l'entrée du corrélateur.
 \hat{A} estimée de l'amplitude du sinusoïde après la FFT

ΔA erreur sur l'estimée après la FFT.

$$\epsilon_{th} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{BT}}$$

ϵ_{th} erreur théorique sur $\hat{R}_{S+B} - \hat{R}_B$

$$\epsilon_{mesure}^2 = \frac{1}{512} \sum_{j=1}^{256} \left(\sum_{i=1}^4 (-1)^i R(j) \right)^2 / \hat{R}^2(0)$$

avec $R=R_{S+B}$ ou R_B . Cela signifie que pour estimer l'erreur nous avons sommé les quatre mémoires du corrélateur (avec des signes différents) pour $S+B$ et B séparément et nous avons moyenné le carré sur 256 points. Nous voyons que l'erreur estimée est de l'ordre de 15 % supérieure à l'erreur théorique idéale, nous en concluons la bonne concordance avec la théorie.

L'estimation d'amplitude a été faite après la FFT de la fonction de corrélation. On peut voir que les résultats sont très bons.

Nous avons également testé l'effet de la quantification sur les sinusoides, en développant tous les calculs nécessaires, il y a une très bonne concordance entre la théorie et la pratique, mais nous pensons qu'il n'est pas utile de développer ces calculs dans ce travail.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

VU les dispositions de l'article 5 de l'arrêté du 16 Avril 1974,

VU les rapports de Messieurs :

- P. BAUER, Maître de Recherche au C.N.R.S., Directeur
CRPE-CNET - ISSY-LES-MOULINEAUX -
- J. DELLOUE, Professeur à l'Université de PARIS VI.
- J.L. LACOUME, Professeur à l'Institut National
Polytechnique de GRENOBLE.

Monsieur Walter K O F M A N

est autorisé à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du
grade de DOCTEUR D'ETAT, discipline SCIENCES.

Grenoble, le 8 Juin 1979

Le Président de l'U.S.M.G.

Le Président de l'I.N.P.G.

Walter Kofman

PH. TRAYNARD
Président
de l'Institut National Polytechnique

