

RP 256 (21)

**CENTRE NATIONAL D'ETUDES  
DES TELECOMMUNICATIONS**

**CENTRE NATIONAL DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**CENTRE DE  
RECHERCHES  
EN PHYSIQUE DE  
L'ENVIRONNEMENT  
TERRESTRE  
ET PLANETAIRE**

**CRPE**

**NOTE TECHNIQUE  
CRPE/166**

TOE  
NA B CD

**RETOUR A L'EQUILIBRE D'UN PLASMA  
DENSE DANS LA HAUTE ATMOSPHERE  
ET SES EFFETS SUR LA PROPAGATION  
DES ONDES**

Par  
**C. TAIEB**



RPE/EMI  
38-40, rue du Général Leclerc  
92131 ISSY-LES-MOULINEAUX, FRANCE

18 AVR. 1989

DB 107892

**CENTRE DE RECHERCHES EN PHYSIQUE DE  
L'ENVIRONNEMENT TERRESTRE ET PLANETAIRE**

NOTE TECHNIQUE CRPE/166

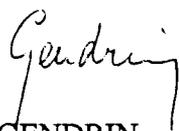
**RETOUR A L'EQUILIBRE D'UN PLASMA DENSE  
DANS LA HAUTE ATMOSPHERE ET SES EFFETS  
SUR LA PROPOGATION DES ONDES**

par

**C. TAIEB  
RPE/EMI**

38-40 rue du Général Leclerc  
92131 ISSY-LES-MOULINEAUX

Le Directeur



R. GENDRIN

Le Directeur Adjoint



M. BLANC

Juillet 1988

## LISTE DE DIFFUSION SYSTEMATIQUE

## LISTE COMPLEMENTAIRE

## CNET

MM.	POITEVIN	Directeur du CNET
	THABARD	Directeur Adjoint du CNET
	COLONNA	Adjoint Militaire au Directeur du CNET
	VINCENT-CARREFOUR	Directeur des Programmes
	BLOCH	DICET
	THUE	DICET
MME	HENAFF	DICET
MM.	LOMBARD	PAB
	NOBLANC	PAB-BAG
	RAMAT	PAB-ETR
	GENDRIN	PAB-RPE
	BAUDIN	PAB-RPE
	BERTHELIER	PAB-RPE
	BIC	PAB-RPE
	BLANC	PAB-RPE
	LAVERGNAT	PAB-RPE
	ROBERT	PAB-RPE
	ROUX	PAB-RPE
MME	HAUSER	PAB-RPE
MM.	TESTUD	PAB-RPE
	LAURETTE	PAB-STC

CCETT
CCETT
LAB/DIR
LAB/MER
LAB/MER
LAB/OCM
LAB/OCM
PAB/RPE
PAB/RPE

DOCUMENTATION
PASCAUD
PAPET LEPINE
FLEURY
LASSUDRIE
BARDOUIL
CHOUAN
BERTHELIER
SENIOR

## CNRS

MM.	BERROIR	TOAE
	CHARPENTIER	SPI
MME	SAHAL	TOAE
MM.	COUTURIER	INSU
	GLASS	INSU

## CNES

MM.	REVAH
	FELLOUS
MMES	AMMAR
	CHABREUIL
	DEBOUZY

## Bibliothèques

CNET-SDI (3)  
 CNET-EDB  
 CNET-RPE (Issy) (5)  
 CNET-RPE (St Maur) (2)  
 Observatoire de Meudon  
 CNRS-SA  
 CNRS-CDST  
 CNRS-LPCE

# **RETOUR A L 'EQUILIBRE D 'UN PLASMA DENSE DANS LA HAUTE ATMOSPHERE ET SES EFFETS SUR LA PROPAGATION DES ONDES**

**Charley TAIEB  
CNET/PAB/RPE**

**38-40, rue du Général Leclerc, 92131 Issy-les-Moulineaux, France**

## **INTRODUCTION**

L'environnement immédiat de la terre, dans la tranche d'altitude 60-1 000 km, constitué par le plasma ionosphérique plongé dans le gaz neutre de la thermosphère joue un rôle primordial pour la transmission des ondes radioélectriques. Ce plasma peut être fortement perturbé par des éruptions solaires, provoquant en particulier des PCA (Polar Cap Absorption), ou par une activité magnétique accrue due aux brusques augmentations de pression du plasma solaire sur la magnétopause et aux variations du champ magnétique interplanétaire. Cela se traduit quelques fois par l'impossibilité de transmettre des ondes radioélectriques par réflexion sur l'ionosphère, sur une grande partie du globe, pendant quelques heures voire quelques jours. Le mécanisme est bien connu. Certaines éruptions solaires projettent avec une intensité plus ou moins grande des protons de grandes énergies ( $> 1$  MeV) qui pénètrent dans l'atmosphère jusqu'à des altitudes inférieures à 50 km. Par interaction avec l'atmosphère ces protons contribuent à augmenter fortement la densité électronique aux altitudes (région D de 70 à 90 km) où la fréquence de collisions ions-neutres est très élevée ( $> 10^4/s$ ). Dans ces conditions l'énergie des ondes est totalement absorbée dans une large gamme de fréquence. Dans une moindre mesure des précipitations d'électrons de 0,1 à 1 MeV dans la zone aurorale peuvent avoir le même effet sur la calotte polaire.

Les perturbations de la propagation des ondes radioélectriques dues à l'activité solaire atteignent essentiellement la région D. Il a paru intéressant d'étudier le même phénomène pour un plasma nettement plus dense qui serait créée dans la haute atmosphère entre 100 et 1000 km. Connaissant ses caractéristiques à l'instant initial, le retour à l'équilibre est étudié à l'aide d'un

logiciel simulant le plasma ionosphérique à moyenne latitude et capable de suivre son évolution avec le temps.

Dans un premier paragraphe seront données les caractéristiques du milieu à moyenne latitude dans les conditions normales, puis le logiciel sera décrit et les hypothèses physiques sur lequel il repose seront indiquées. On décrira ensuite les conditions initiales induites par l'explosion avant d'exposer les différentes étapes du calcul et d'en discuter les résultats.

## PLASMA IONOSPHERIQUE NORMAL

Le plasma ionosphérique est constitué par les atomes et molécules de l'atmosphère neutre, principalement O, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, et par les ions O<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup> et les électrons. Les concentrations des particules électrisées à l'état d'équilibre résultent de l'influence de trois phénomènes physiques, la production de paires ion-électrons due au rayonnement solaire, la recombinaison partielle à travers un grand nombre de réactions chimiques et leur transport. Morphologiquement, l'ionosphère se caractérise par une structure verticale bien connue faisant apparaître une couche E entre 90 et 130 km avec un maximum d'ionisation de 10<sup>5</sup> électrons/cm<sup>3</sup> qui disparaît la nuit, une couche F1 de 130 à 180 km environ et au-dessus une couche F2 qui présente un maximum d'ionisation de jour de l'ordre de 10<sup>6</sup> électrons/cm<sup>3</sup> aux environs de 300 km d'altitude. Ces deux dernières couches se distinguent par le type de réactions chimiques qui prévalent, entraînant un changement de composition. L'ion O<sup>+</sup> devient prépondérant dans la couche F2 au détriment des ions moléculaires. Plus haut la densité diminue exponentiellement jusque vers 600 à 700 km où la composition change de nouveau et où commence la protonosphère. Par un échange de charge entre O<sup>+</sup> et H, les ions H<sup>+</sup> deviennent plus nombreux et le milieu devient ternaire (O<sup>+</sup>, H<sup>+</sup>, e), l'ion H<sub>e</sub><sup>+</sup> restant très minoritaire jusqu'à 1 000 km. Les maxima d'ionisation des différentes couches et les hauteurs de ces maxima sont soumis à des variations diurnes, saisonnières et undécennales. Cependant ces variations restent toujours à l'intérieur d'un intervalle 10<sup>5</sup> à 10<sup>7</sup> électrons/cm<sup>3</sup> pour ce qui concerne le maximum d'ionisation de la région F et 300 ± 75 km pour son altitude.

Ces variations dépendent de plusieurs paramètres astronomiques et géophysiques parmi lesquels les caractéristiques de l'atmosphère neutre sont particulièrement importantes.

Le modèle d'atmosphère neutre, internationalement admis, MSIS (Mass Spectrometer-Incoherent Scatter) [ HEDIN et al., 1979 ] a été adopté dans cette étude pour deux raisons. La

première est qu'il est semi-empirique, fondé sur des relations théoriques et des observations effectuées à la fois à bord de satellites (spectrométrie de masse) et à partir de stations au sol (diffusion incohérente). La deuxième est que parmi ces stations figure le sondeur à diffusion incohérente de Saint-Santin, dont la position géographique correspond à la position choisie pour cette étude ( longitude  $2^{\circ}15$  est, latitude  $44^{\circ}25$  ). Ce modèle donne à tout instant et en tout lieu géographique la concentration des constituants neutres de l'atmosphère et leur température dans la gamme d'altitude considérée en tenant compte de l'activité solaire et magnétique. La figure 1 représente la concentration de O, O<sub>2</sub> et N<sub>2</sub> à la verticale de Saint-Santin à un instant donné. Les constituants moléculaires (O<sub>2</sub> et N<sub>2</sub>), d'abord prépondérants à 100 km se dissocient quand on s'élève pour laisser les atomes O devenir majoritaires. La température des neutres (T<sub>n</sub>) est d'environ 200°K à 100 km et augmente jusqu'à atteindre une valeur asymptotique de 900 à 1000°K à partir de 300 km. Les constituants très minoritaires dans cette gamme d'altitude tels que Ar, He, H sont ignorés. Un apport important de chaleur in situ peut modifier T<sub>n</sub> et par conséquent la concentration des particules. L'activité magnétique a une influence sur la dynamique de l'atmosphère qui par friction entraîne les particules électrisées, modifiant la structure verticale du profil d'ionisation.

## LOGICIEL DE SIMULATION

Le logiciel décrit par TAIEB et POINSARD (1984a,b) résout quatre équations différentielles du second ordre, couplées, pour chacun des ions O<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, avec les hypothèses physiques valables aux moyennes latitudes. Ces hypothèses tiennent compte des caractéristiques suivantes du milieu :

1) le degré d'ionisation (rapport entre N<sub>e</sub> et la concentration des neutres) est inférieur ou égal à 1. Dans les conditions normales il varie entre 10<sup>-8</sup> à 100 km et 10<sup>-1</sup> à 500 km.

2) la présence du champ magnétique terrestre joue un rôle important, variable en fonction de l'altitude, sur le transport des ions. Le tableau I montre comment varient les fréquences de collision électrons-neutres ( $\nu_{en}$ ) et ions-neutres ( $\nu_{in}$ ) ainsi que les gyrofréquences angulaires des ions O<sup>+</sup> ( $\omega_i$ ) et des électrons  $\omega_e$  avec l'altitude ,où  $\omega_i$  et  $\omega_e$  sont donnés par  $\omega_i = eB/m_i$  ,  $\omega_e = eB/m_e$  , B étant l'intensité du champ magnétique, e la charge de l'électron, m<sub>i</sub> et m<sub>e</sub> la masse des ions et des électrons . On constate que la relation  $\omega_e \gg \nu_{en}$  est vérifiée quelle que soit l'altitude ce qui entraîne que les électrons ont tendance à rester figés le long des lignes de force du champ magnétique. Jusqu'à 120 km environ, l'inégalité  $\omega_i \ll \nu_{in}$  étant vérifiée, les ions ne sont pas contrôlés par le champ magnétique. Leur masse étant nettement supérieure à celle des électrons, ils les entraînent dans leur mouvement pour respecter la neutralité électrique

du milieu lorsqu'ils sont soumis à une force quelconque, un vent neutre par exemple. A plus haute altitude  $\omega_i \gg v_{in}$ , le mouvement des ions est contrôlé par le champ magnétique comme les électrons, le plasma est "figé" le long des lignes de force et ses différents constituants diffusent dans la même direction. Le coefficient de diffusion des ions est donné par :

$$D_i = kT_i / m_i v_{in} \quad (1)$$

où  $k$  est la constante de Boltzman,  $T_i$  et  $m_i$  la température et la masse des ions.

On montre à partir des équations du moment des forces que la vitesse de diffusion des ions selon la verticale est donnée par :

$$V_{id} = -D_i \sin^2 I \left[ \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial z} + \frac{m_i g}{kT_i} + \frac{1}{T_i} \frac{\partial (T_e + T_i)}{\partial z} \right] \quad (2)$$

où  $I$  est l'inclinaison du champ magnétique par rapport à l'horizontale,  $g$  la gravité,  $T_e$  et  $T_i$  les températures des électrons et des ions [GIRAUD A. et PETIT M. 1978].

La vitesse de diffusion dépend du gradient de la densité, de la gravité et du gradient de température des ions et des électrons.

3) Les gradients horizontaux de la densité et des températures sont négligeables.

Cette caractéristique qui ne serait plus valable dans le cas d'un plasma dense dont la densité varie horizontalement, ajoutée à celle du paragraphe précédent, justifie que l'on se contente de résoudre les équations différentielles suivant une verticale et d'effectuer, successivement, le calcul en plusieurs points géographiques pour décrire le plasma dans un volume.

Pour chaque espèce d'ion  $i$  les équations différentielles ont la forme :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = q_i - l_i n_i - \nabla \cdot (n_i V) \quad \text{où}$$

$n_i$  est la densité de l'ion,  $q_i$  la production solaire,  $l_i$  les coefficients de recombinaison et  $V$  la vitesse verticale de déplacement des ions, la même pour tous. Obtenue à partir des équations du

moment des forces pour chaque espèce, elle est la somme de trois vitesses :

$$V = V_{id} + V_E + V_N \quad (4)$$

$V_{id}$  ayant été définie plus haut et  $V_E$ ,  $V_N$  étant les contributions à la vitesse verticale de l'entraînement par le champ électrique de convection existant à toute latitude et de l'entraînement par les mouvements de l'atmosphère neutre.

Le logiciel comprend un modèle global de champ électrique obtenu à partir des nombreuses observations des sondeurs à diffusion incohérente et un modèle de vent neutre seulement valable pour la latitude de Saint-Santin. La composante méridionale de ce vent qui est la seule à intervenir dans la dérive verticale, dans la région F, a été obtenue à partir de nombreuses observations du sondeur de Saint-Santin. Elle tient compte des variations diurnes et saisonnières.

Pour résoudre le système d'équations différentielles il faut imposer des conditions aux limites à 100 km et 500 km. Pour la limite inférieure on prend une valeur de densité,  $n(t, z_0)$  pour  $z_0 = 100$  km, raisonnable par rapport aux observations. Cette densité limite évolue en fonction du temps de telle sorte que à l'instant  $t+\Delta t$ ,  $n(t+\Delta t, z_0) = [n(t, z_0 + \Delta z)]/1,1$ . Cette procédure se justifie parce que la condition imposée à 100 km a une influence négligeable au bout de quelques km au dessus. Cet artifice revient à prendre pour densité à l'altitude  $z_0$ , au temps  $t+\Delta t$ , la densité à l'instant précédent et à l'altitude immédiatement supérieur à  $z_0$  et divisée par 1,1.

A la limite supérieure il faut prendre en compte l'échange d'ionisation avec la protonosphère qui se traduit par un flux  $N_e V$  dirigé vers le haut ou vers le bas suivant le signe de  $V$ . Le paramètre  $\gamma = 1/N_e \partial N_e / \partial z$  a été choisi pour tenir compte de l'échange d'ionisation. Il trouve sa signification à partir de l'équation (2) dont l'expression entre crochets s'écrit aussi :

$$[ 1/N_e \partial N_e / \partial z + m_i g / k(T_e + T_i) + 1/(T_e + T_i) \partial (T_e + T_i) / \partial z ] ,$$

si on considère que au-dessus de 200 km environ,  $N_e$  est égal à  $n_i$ , densité de  $O^+$ . En faisant varier  $\gamma$  on peut étudier le signe de la vitesse de diffusion. Les mesures du sondeur à diffusion de Saint-Santin montre que  $\gamma = -0.05$  correspond à des flux, généralement admis, de  $10^8$  à  $5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Dans les conditions normales, c'est-à-dire magnétiquement calmes, le logiciel a été à même de reproduire les mesures de densité électronique du sondeur à 5 % près, notamment lorsque la composante méridionale du vent neutre est mesurée et connue à chaque instant [TAIEB ,POINSARD,1984b ].

## CARACTERISTIQUES DU PLASMA DENSE

Considérons un plasma dense qui varie en fonction de l'altitude de 100 à 1000 km et horizontalement à partir d'une origine ( la verticale de Saint-Santin ) jusqu'à 25 km de distance. On a pris en compte 6 profils verticaux d'ionisation espacés de 5 km que montre la figure 2. A la verticale de Saint-Santin, la densité présente un maximum à environ 105 km de  $3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ . Quand on s'écarte de l'origine le maximum à 105 km subsiste bien que son intensité diminue en fonction de la distance. Pour la commodité du calcul et sans que cela nuise aux conclusions que l'on pourra tirer de l'étude, on a obtenu des profils approchés par des polynômes du 3ème degré qui ignorent le maximum à 105 km. La figure 3 montre les courbes polynomiales pour les différentes distances horizontales 0,5...25 km en partant de la droite vers la gauche. Pour les profils correspondant aux différentes distances horizontales jusqu'à environ 10 km,  $N_e$  est supérieur à la concentration des constituants neutres, ce qui remet en cause l'hypothèse selon laquelle le milieu est partiellement ionisé.  $N_e$  étant supérieur à la concentration des neutres, cela pourrait s'expliquer par la présence d'ions doublement chargés ou plus. Il serait alors nécessaire d'en tenir compte dans les réactions chimiques et/ou la diffusion. D'autre part on ne dispose d'aucune information sur la température de l'atmosphère neutre pas plus que sur la température des ions et des électrons. On supposera que ces trois paramètres calculés en fonction des coordonnées spatiales et temporelles par le logiciel n'ont pas changé sensiblement par rapport à l'état normal. Le logiciel calcule  $N_e$  à partir des concentrations des différents ions dont il est la somme.

Les concentrations des ions à l'instant initial n'étant pas connues, il faut partir d'une hypothèse. On adopte la même proportion pour chaque espèce d'ions  $n_i$  par rapport à la densité électronique que celle obtenue dans les conditions normales à la même heure en temps local. Quelles que soient ces conditions on a toujours :

$$\sum_i n_i = N_e \quad (7)$$

## METHODE DE CALCUL

L'instant initial du calcul est choisi à 10.00 heures TU à Saint-Santin, lieu géographique dont on connaît les conditions aux limites, c'est-à-dire la densité de  $N_e$  à 100 km et la pente  $\gamma$  de la décroissance de  $N_e$  à 500 km. On suppose qu'à l'instant initial la densité des ions est égale à zéro à toutes les altitudes. On laisse évoluer la résolution des équations pendant 24 heures avec un pas de temps de 900 secondes pour obtenir la densité de chaque espèce d'ions, représentatives de l'ionosphère normale à 10.00 TU dont on déduit, en fonction de l'altitude, les rapports de la densité de chaque ion à la densité de leur somme. Ces rapports permettent de déduire ensuite les densités de chaque espèce d'ions pour le plasma dense à l'instant initial (figure 4) et  $N_e$ . On admet ainsi que les processus d'ionisation qui ont contribué à la formation du plasma dense conduisent à la même composition en ions que celle obtenue par les processus normaux. Si cette hypothèse s'avérait loin de la réalité il faudrait remettre en cause les résultats de cette étude, surtout ceux qui découlent des processus chimiques de recombinaison. La figure 4 montre que les ions moléculaires  $O_2^+$ ,  $NO^+$  sont les plus abondants en-dessous de 150 km. Au-dessus de 200 km l'ion  $O^+$  devient rapidement prépondérant. L'ion  $N_2^+$  est toujours très minoritaire parce que très réactif bien qu'il soit le plus important au moment de la production par le rayonnement solaire.

Les calculs ont été menés successivement à partir des mêmes conditions initiales pour les cas suivants :

- pas de temps d'intégration  $\tau = 1$  s, sans tenir compte des transports d'ionisation, puis en les prenant en compte,
- $\tau = 60$  s, avec successivement les mêmes conditions que précédemment,
- $\tau = 900$  s, avec successivement les mêmes conditions que précédemment,
- pour le cas précédent la condition imposée à 500 km d'altitude a été,  $\gamma = -0,05$  pour l'ion  $O^+$  et  $\gamma = -0,1$  pour les ions moléculaires. Pour mettre en évidence le rôle que peut jouer l'échange d'ionisation avec l'ionosphère au-dessus de 500 km on a effectué le calcul avec  $\tau = 900$  s en prenant  $\gamma = -0,1$  pour  $O^+$  ce qui a pour conséquence d'augmenter le flux d'ionisation échangé avec le haut.

## DISCUSSION DES RESULTATS

Les résultats peuvent être discutés à partir des figures 5 à 11 par séries de 3 (5a, 5b, 5c) chacune se rapportant à des distances de 0, 10, 25 km par rapport à la verticale du lieu de Saint-Santin. Les courbes évoluent de la droite vers la gauche pour se rapprocher de l'équilibre normal. La courbe en pointillé représente le profil de  $N_e$  dans les conditions normales à

10.00 TU. Les figures 5 représentent les profils d'ionisation par pas de 5 secondes. On constate qu'aux altitudes inférieures à 130 km le retour à l'équilibre est très rapide et pratiquement le même quelle que soit la distance horizontale d. Au bout d'environ 1 minute, le retour aux conditions normales est atteint. Ce résultat s'explique par le type des réactions chimiques prépondérant dans cette région, réactions par recombinaison radiative et dissociative du tableau II. Les constantes de temps de ces réactions [ BANKS et KOCKARTS, 1973] sont données par exemple pour  $O_2^+$  par :

$$\tau = \frac{1}{2\alpha [O_2^+]}$$

où  $\alpha$  est le coefficient de recombinaison du tableau et  $[O_2^+]$  la concentration de  $O_2^+$ , soit une constante de temps de  $10^{-2}$  à  $10^{-5}$  s pour  $O_2^+$  et 2 à 30 secondes pour  $O^+$ . C'est bien ce que l'on constate sur ces figures, puisque à 120 km l'équilibre est atteint au bout de 30 secondes environ.

Bien que les recombinaisons moléculaires soient aussi rapides à 180 qu'à 130 km, l'équilibre n'est pas encore atteint au bout d'une minute. Cela s'explique par l'augmentation de la concentration de  $O^+$  qui atteint un maximum à 150 km (fig.4) et par une plus grande constante de temps. Au-dessus d'environ 180 km, l'ion  $O^+$  est prépondérant dès la première seconde. Il est soumis à la recombinaison radiative de moins en moins efficace en fonction de l'altitude puisque la concentration  $[O^+]$  diminue et à la recombinaison par échange de charge dont la constante de temps est donnée par :

$$\tau = \frac{1}{\gamma n(M)}$$

où  $\gamma$  est le coefficient de recombinaison et  $n(M)$  est la concentration du constituant neutre le plus abondant. Un calcul simple montre que  $\tau$  prend des valeurs de 20 minutes à plus d'une heure. Le retour à l'équilibre est d'autant plus lent qu'on s'élève en altitude puisque  $n(M)$  diminue.

Les résultats des figures 6 tiennent compte des transports de l'ionisation dus à la diffusion, à l'entraînement des ions par les mouvements de l'atmosphère neutre et à l'entraînement par le champ électrique planétaire. Deux remarques s'imposent :

- à haute altitude la diminution de  $N_e$  a été plus rapide essentiellement parce que la diffusion a permis à l'ionisation d'échapper vers le haut. Le flux d'échappement dépend de la condition à la limite imposée à 500 km. Cette condition sera discutée un peu plus loin.

- à basse altitude le retour à l'équilibre est retardé. En effet, en première analyse, la vitesse de diffusion dirigée vers le bas à partir d'un certain niveau de la région F a contribué à augmenter l'ionisation dans la région E. Encore faudrait-il reprendre le calcul en faisant varier plusieurs paramètres pour préciser la contribution des différentes forces qui agissent sur le mouvement des ions.

Les figures 7 et 8 montrent l'évolution des profils de densité pendant une heure par pas de 5 minutes. Dans le cas des figures 7 (sans transport) on voit que l'équilibre de 10.00 TU est atteint jusqu'à 210 km environ à la distance 0. Il est atteint un peu plus haut, 230 km, à la distance 25 km. A toutes les altitudes on se rapproche davantage de l'équilibre dans les conditions normales au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la verticale de Saint-Santin. On peut tirer les mêmes conclusions comparatives entre les figures 7 et 8 que précédemment, à savoir que le retour à l'équilibre est plus rapide vers le haut et retardé vers le bas à cause de la diffusion. L'équilibre est presque atteint dans la région F au bout d'une heure à 25 km de distance quand on tient compte des transports. Pour les figures 9 et 10 la courbe de référence en pointillé a une valeur plus relative que pour les figures précédentes puisqu'on y montre l'évolution des densités électroniques pendant 24 heures alors qu'elle est représentative de l'ionisation dans la matinée. Il aurait fallu représenter l'évolution du profil de densité de référence à intervalles réguliers pendant 24 heures, ce qui n'a pas été fait pour la clarté de la figure. On peut néanmoins imaginer qu'il est contenu, pour la région F entre  $10^4$  à  $10^6$  électrons  $\text{cm}^{-3}$  et que l'ionosphère se dépeuple presque complètement ( $N_e < 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ) en-dessous de 200 km la nuit.

La comparaison des figures 9 et 10 montrent des différences importantes dans l'évolution de l'ionisation selon que la chimie seule contribue au retour à l'équilibre ou qu'on tient compte aussi des transports.

Dans le premier cas, le retour à l'ionisation normale dans la région E est obtenu rapidement, en moins d'une heure. Puis de nouveau l'ionisation augmente comme il est normal jusqu'à environ 12.00 TU avec un maximum qui atteint  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Un peu plus tard, dans l'après-midi la densité diminue jusqu'à atteindre des valeurs très faibles la nuit, inférieures à  $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ . On observe cette tendance jusqu'à 270 km, altitude au-dessus de laquelle le retour à l'équilibre est beaucoup plus lent, au point que, même après 24 heures, on ne retrouve pas la densité qui caractérise le milieu à 10.00 TU. Si on prend en compte les transports (figures 10) on constate que globalement l'excès de densité est mieux réparti en fonction de l'altitude de telle sorte que le retour à l'équilibre à basse altitude est retardé et qu'il est accéléré au-dessus de 250 km. Ce retour à l'équilibre est plus complexe qu'il n'y paraît si on se souvient que les transports sont

due à trois forces qui n'ont pas les mêmes variations diurnes.

Dans la région F, quand on prend en compte les transports, l'équilibre est atteint après 24 heures d'intégration depuis la périphérie du nuage d'ionisation jusqu'à la distance horizontale de 20 km. Le dernier calcul effectué conserve exactement les mêmes paramètres que le calcul précédent à l'exception de la contrainte à 500 km. On a donné à  $\gamma$  la valeur -0.1 permettant ainsi un accroissement du flux d'ionisation vers le haut. On constate (figures 11) que l'équilibre est atteint plus rapidement dans la région F, après quelques heures à 25 km de distance et après 24 heures à la verticale de l'explosion.

## DISCUSSION

L'étude du retour à l'équilibre de l'ionosphère du plasma dense par rapport à l'ionosphère normale dans la haute atmosphère a conduit à des résultats beaucoup plus volumineux que ceux qui ont été examinés plus haut puisque, disposant de la densité de chaque espèce d'ion en plus de la densité électronique, on s'est contenté d'analyser l'évolution de la densité électronique qui suffit à tirer des conclusions sur la propagation des ondes.

Une onde électromagnétique de fréquence  $f$  émise du sol se réfléchit sur l'ionosphère à une altitude telle que la densité des électrons satisfasse la relation suivante :

$$N_e(\text{cm}^{-3}) = 1.24 \cdot 10^4 f^2 (\text{MHz})$$

Pendant la première minute un nuage très intense d'ionisation ayant une étendue d'environ 50 km interdit toute transmission d'information à la verticale entre le sol et un satellite pour des fréquences inférieures à environ 900 MHz (fréquence de coupure). C'est un excellent réflecteur situé à 125 km d'altitude autorisant des liaisons obliques sur 2 000 km pour des fréquences allant du kHz jusqu'à des fréquences très élevées.

Une heure après l'instant initial, le retour à une ionosphère normale est rétabli jusqu'à 200 km. Au-dessus, subsiste encore un nuage qui s'est rétréci, les bords revenant plus vite à la densité normale et ayant une fréquence de coupure de 70 à 90 MHz. Cette couche dense étant située à plus haute altitude, la portée de la transmission pour des ondes de fréquence inférieure ou égale à 90 MHz s'en trouve accrue. Le retour à des conditions de propagation normale pour les ondes décamétriques a lieu après environ 24 heures. On peut considérer que la portion

d'ionosphère perturbée ayant une étendue horizontale limitée, les communications radio à grande ou moyenne distances ne s'en trouvent pas gravement affectées.

Cependant, partant de conditions initiales imposées, caractérisées par une très forte densité d'ionisation et l'absence d'indication sur la composition en ions et la température des constituants neutres et ionisés, ces conclusions ne peuvent être que provisoires. Les hypothèses physiques sur lesquelles est fondé le logiciel rendent compte de façon très satisfaisante des phénomènes qui conduisent à l'état d'équilibre de l'ionosphère dans les conditions normales. Mais pour les conditions qui nous sont imposées ces hypothèses sont mises en défaut sur deux points :

- le degré d'ionisation inférieur à 1,
- l'absence de gradients d'ionisation horizontaux.

Dans les conditions normales le degré d'ionisation varie de  $10^{-8}$  à  $10^{-1}$  entre 100 et 500 km et la fréquence des collisions électron-neutre ou ion-neutre l'emporte ou est du même ordre de grandeur que la fréquence des collisions ion-électron ( $\nu_{ie}$ ) et ion-ion ( $\nu_{ij}$ ) si on compare les données des tableaux I et III. En général  $\nu_{ij}$  est inférieur à  $\nu_{ie}$ . La fréquence de collision ion-électron  $\nu_{ie}$  est calculée à partir de

$$\nu_{ie} = 3,2 N_e / (T_e)^{3/2}$$

Avec les conditions initiales, du plasma dense, caractérisé par un degré d'ionisation supérieur, mais proche de l'unité à toutes les altitudes,  $\nu_{ie}$  devient le type de collision prépondérant et les collisions avec les constituants neutres deviennent négligeables. Le milieu se comporte comme un plasma complètement ionisé.

Il est possible d'en tenir compte moyennant quelques modifications du logiciel. Elles impliqueraient l'introduction dans l'opérateur de diffusion et dans l'expression (2) de deux termes qui tiendraient compte d'un effet de diffusion thermique et d'un effet thermoélectrique [St-MAURICE et SCHUNK, 1977] qui jusque là pouvaient être négligés.

A l'instant initial le plasma dense se caractérise non seulement par une forte ionisation par rapport à l'ionisation ambiante mais aussi par un gradient horizontal de la densité loin d'être négligeable. On peut montrer [GUREVICH et TSEDILINA, 1967] que la diffusion perpendiculaire au champ magnétique devient aussi importante que la diffusion parallèle.

Les problèmes de la diffusion d'un nuage ionisé ( YONEZAWA, 1982) créé par la trace

d'un météore lors de sa rentrée dans l'atmosphère à partir de 120 km ou par un lacher de baryum à 200 km ont été étudiés expérimentalement et par le calcul dans des conditions physiques différentes de notre étude. PICKERING et WINDLE (1970) ont montré l'importance de la forme du nuage et son inclinaison, lorsqu'il est de forme cylindrique, par rapport à la direction du vecteur champ magnétique B. Ce calcul suppose que le rapport de l'ionisation créée par le passage du météore à l'ionisation ambiante est de l'ordre de 2 alors qu'il s'agit dans le cas présent d'un rapport  $10^6$  à  $10^7$ . D'autre part, ce calcul ignore l'effet des réactions chimiques. PICKERING (1973) a montré que dans le cas d'un nuage de forme initialement ellipsoïdale le rapport du grand axe au petit axe est très important. S'il est inférieur à une certaine valeur critique le champ électrique de polarisation est dirigé vers l'extérieur et une diffusion rapide et contrôlée par les ions se produit. Dans le cas inverse, le champ électrique est dirigé vers l'intérieur du nuage et la diffusion est lente et contrôlée par les électrons. Enfin PICKERING et WINDLE (1970) ont montré l'effet des collisions électrons-ions sur la diffusion à 300 km pour un nuage cylindrique orienté perpendiculairement aux lignes de force. Ils concluent que la diffusion s'effectue plus rapidement lorsque l'on tient compte de ces collisions.

Ces résultats montrent que l'étude de l'évolution d'un nuage dont la densité d'ionisation est supérieure à la densité ambiante n'a pas été traitée dans sa généralité, soit parce qu'on n'a pas tenu compte des réactions chimiques, soit parce que la diffusion a été étudiée pour des cas particuliers. A notre connaissance le cas général n'ayant pas été traité numériquement dans la littérature scientifique, la nécessité de traiter le problème à 3 dimensions s'impose : cette perspective entraînerait des modifications importantes du logiciel notamment dans sa structure mathématique, toute la partie physique restant presque inchangée. Enfin, il est indispensable, pour aboutir à un modèle réaliste d'évolution, de disposer de données sur la composition en ions ainsi que sur le profil de température initiale .

#### Remerciements :

Les logiciels qui permettent d'entrer les conditions initiales et de tracer les courbes qui figurent dans ce rapport sont dus à M. DAUTRICHE. Qu'il en soit vivement remercié.

Les calculs ont été effectués par le CRAY2 grâce aux heures de calcul accordées par le Conseil Scientifique du CCVR (Palaiseau).

Cette étude a été menée à la demande et avec le soutien financier du Centre d'étude Scientifique et Technique d'Aquitaine (Commande N°60506)

20 Décembre 1987.

## LEGENDE DES FIGURES

**Fig. 1** Densité des constituants de l'atmosphère neutre, O, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, un jour de juin à 10.00 TU.

**Fig. 2** Densité électronique en fonction de l'altitude à l'instant initial pour des colonnes verticales distantes horizontalement de Saint-Santin de 0, 5, 10, 15, 20, 25 km.

**Fig. 3** Représentation polynomiale des profils de N<sub>e</sub> à différentes distances horizontales en traits forts et concentrations des constituants neutres en traits légers.

**Fig. 4** Densité des ions et des électrons à l'instant initial, à la verticale de Saint-Santin.

**Fig. 5** Evolution des profils de densité toutes les 5 secondes avec un pas d'intégration de une seconde sans tenir compte des transports.

(a) pour une distance de Saint-Santin de 0 km

(b) " " 10 km

(c) " " 25 km

la courbe en pointillés représente le profil de densité dans les conditions normales à 10.00 TU.

**Fig. 6** Idem Figure 5. On a tenu compte des transports.

**Fig. 7** Evolution des profils de densité toutes les 5 minutes avec un pas d'intégration de 1 minute sans tenir compte des transports.

(a) pour une distance de Saint-Santin de 0 km

(b) " " 10 km

(c) " " 25 km

**Fig. 8** Idem Figure 7. On a tenu compte des transports.

**Fig. 9** Evolution des profils de densité toutes les heures avec un pas de temps d'intégration de 900 s sans tenir des transports.

(a) pour une distance de Saint-Santin de 0 km

(b) " 10 km

(c) " 25 km

**Fig. 10** Idem Figure 9. On a tenu compte des transports et la condition  $\gamma = -0.05$  à 500 km a été imposée.

**Fig. 11** Idem Figure 10 avec la condition  $\gamma = -0.1$  à 500 km.

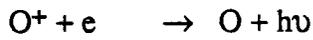
Tableau I

Altitude (km)	$\omega_i$ (s <sup>-1</sup> )	$v_{in}$ (s <sup>-1</sup> )	$\omega_e$ (s <sup>-1</sup> )	$v_{en}$ (s <sup>-1</sup> )
100	$1.6 \cdot 10^2$	$4.2 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^6$	$3.6 \cdot 10^4$
150	$1.58 \cdot 10^2$	$2.8 \cdot 10^1$	$4.6 \cdot 10^6$	$4.4 \cdot 10^2$
200	$1.56 \cdot 10^2$	$0.5 \cdot 10^1$	$4.5 \cdot 10^6$	$1.3 \cdot 10^2$
250	$1.55 \cdot 10^2$	$0.16 \cdot 10^1$	$4.4 \cdot 10^6$	$5.3 \cdot 10^1$
300	$1.53 \cdot 10^2$	0.60	$4.3 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^1$
350	$1.49 \cdot 10^2$	0.24	$4.2 \cdot 10^6$	4.8
400	$1.46 \cdot 10^2$	0.10	$4.1 \cdot 10^6$	1.7

## TABLEAU II

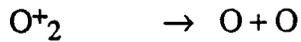
Réactions chimiques  
(coef. en  $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$ )

## Recombinaison radiative

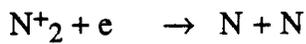


$$\alpha_1 = 5.10 \cdot 10^{-12} (250/T_e)^{0.7}$$

## Recombinaisons dissociatives



$$\alpha_2 = 2.2 \cdot 10^{-7} (300/T_e)$$

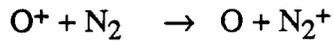


$$\alpha_3 = 1.8 \cdot 10^{-7} (300/T_e)^{1/3}$$

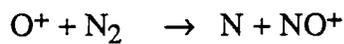


$$\alpha_4 = 4.2 \cdot 10^{-7} (300/T_e)$$

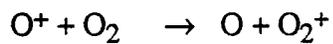
## Recombinaisons par échange de charge



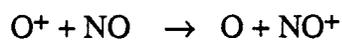
$$\gamma_{10} = 2.0 \cdot 10^{-10}$$



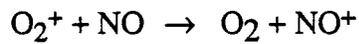
$$\gamma_2(T_n)$$



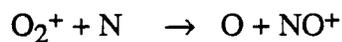
$$\gamma_1(T_n)$$



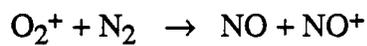
$$\gamma_9(T_n)$$



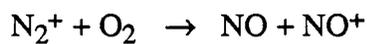
$$\gamma_7 = 4.4 \cdot 10^{-10}$$



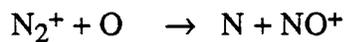
$$\gamma_8 = 1.5 \cdot 10^{-10}$$



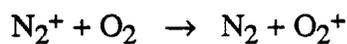
$$\gamma_3 = 2.0 \cdot 10^{-16}$$



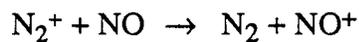
$$\gamma_{11} = 3.0 \cdot 10^{-14}$$



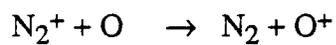
$$\gamma_4(T_n)$$



$$\gamma_5 = 7.0 \cdot 10^{-11}$$



$$\gamma_{12} = 3.3 \cdot 10^{-10}$$



$$\gamma_6(T_n)$$

Tableau III

Altitude (km)	$\nu_{ie}$ normale	$\nu_{ie}$ plasma dense
100	$1.04 \cdot 10^2$	$1.83 \cdot 10^{10}$
150	$4.01 \cdot 10^1$	$5.51 \cdot 10^7$
200	$2.02 \cdot 10^1$	$1.25 \cdot 10^6$
250	$2.1 \cdot 10^1$	$2.18 \cdot 10^5$
300	$2.1 \cdot 10^1$	$5.38 \cdot 10^4$
350	$1.6 \cdot 10^1$	$3.01 \cdot 10^4$
400	$1.0 \cdot 10^1$	$1.91 \cdot 10^4$

## REFERENCE

- HEDIN A.E., C.A. REBER, N.W. SPENCER, and H.C. BRINTON, Global model of Longitude/UT Variations in Thermospheric Composition and Temperature based on Mass Spectrometer data, *J. Geophys. Res.*, 84, 1, 1979
- TAIEB C. and P. POINSARD, Modelling of the mid-latitude ionosphere. I, *Ann. Geophysicae*, 2, 197, 1984a.
- TAIEB C. and P. POINSARD, Modelling of the mid-latitude ionosphere : application to storm effects. II, *Ann. Geophysicae*, 2, 359, 1984b.
- GIRAUD A. et PETIT M. *Ionospheric Techniques and Phenomena*, D.Reidel Publishing Company, 1978 .
- BANKS P.M. and G. KOCKARTZ, *Aeronomy part B*, Academic Press, 1973.
- St-MAURICE J.P. and R.W. SCHUNK, Diffusion and heat flow equations for the mid-latitude topside ionosphere, *Planet. Space Sci.*, 25, 907, 1977.
- GUREVICH A.V. and E.E. TSEDILINA, Movement and dispersal of inhomogeneities in plasma, *Space Sci. Rev.*, 7, 407, 1967.
- YONEZAWA T., *Diffusion in the High Atmosphere*, Handbuch der Physik, Band XLIX/6, Geophysik III, Springer-Verlag, 1982
- PICKERING W.M. and D.W. WINDLE, The diffusion of meteor trains, *Planet. Space Sci.*, 18, 1153, 1970.
- PICKERING W.M., A computational study of the diffusion of meteor trains using a self-consistent model for the space-charge electric field, *Planet. Space Sci.*, 21, 1671, 1973.
- PICKERING, W.M. and D.W. WINDLE, A non-linear study of the possible effects of electron-ion collisions on the diffusion of a cylindrical column of ionization in the earth's ionosphere, *Planet. Space Sci.*, 22, 833, 1974.

ATMOSPHERE NEUTRE JUIN 1000 T.U.

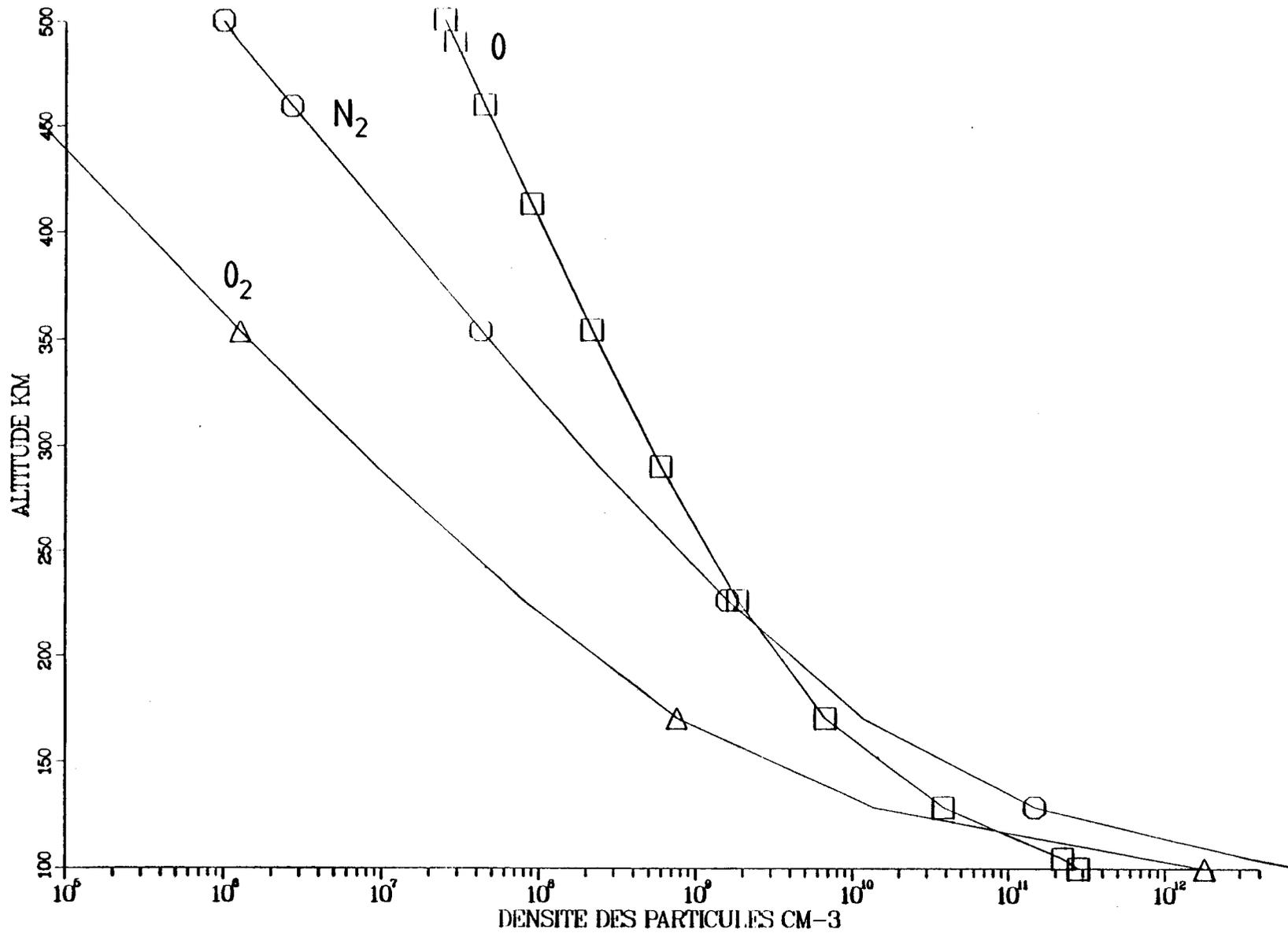


Fig. 1

# DENSITE ELECTRONIQUE INITIALE

DISTANCE 0 5 10 15 20 25 KM

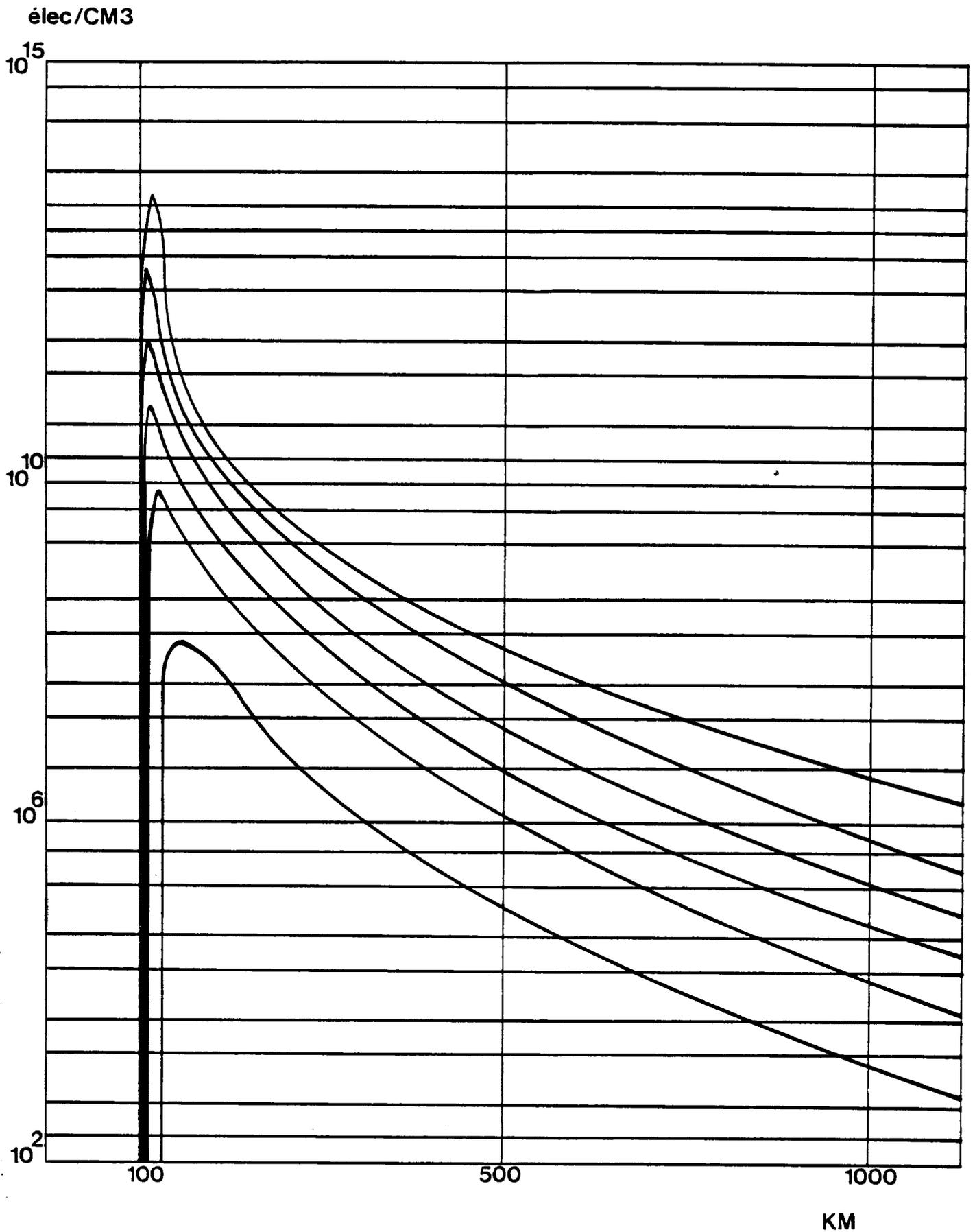


FIG. 2

JUIN 10.00 T.U.

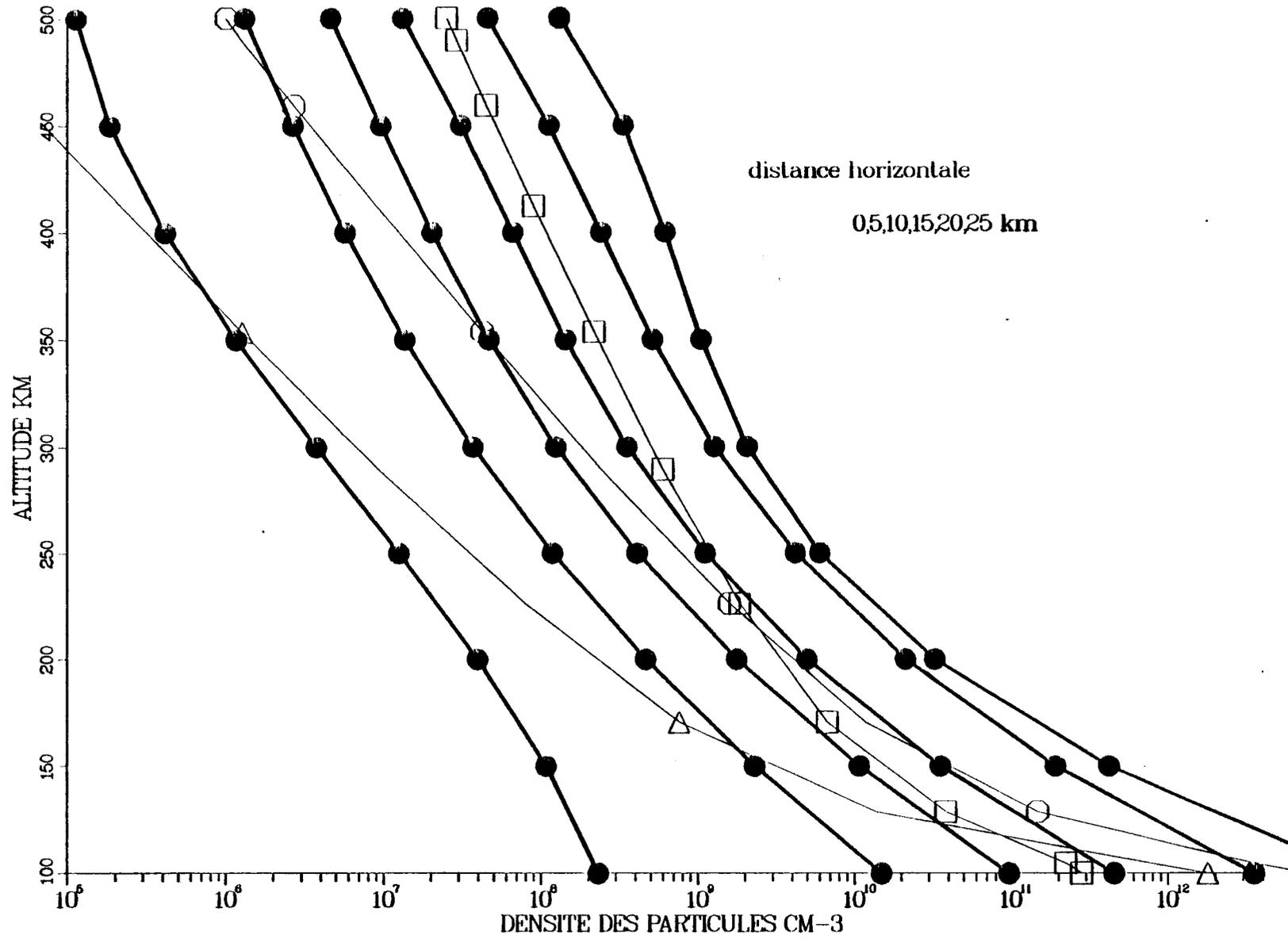


Fig. 3

DENSITE DES IONS ET DES ELECTRONS  
A L INSTANT INITIAL  
DISTANCE = 0. KM

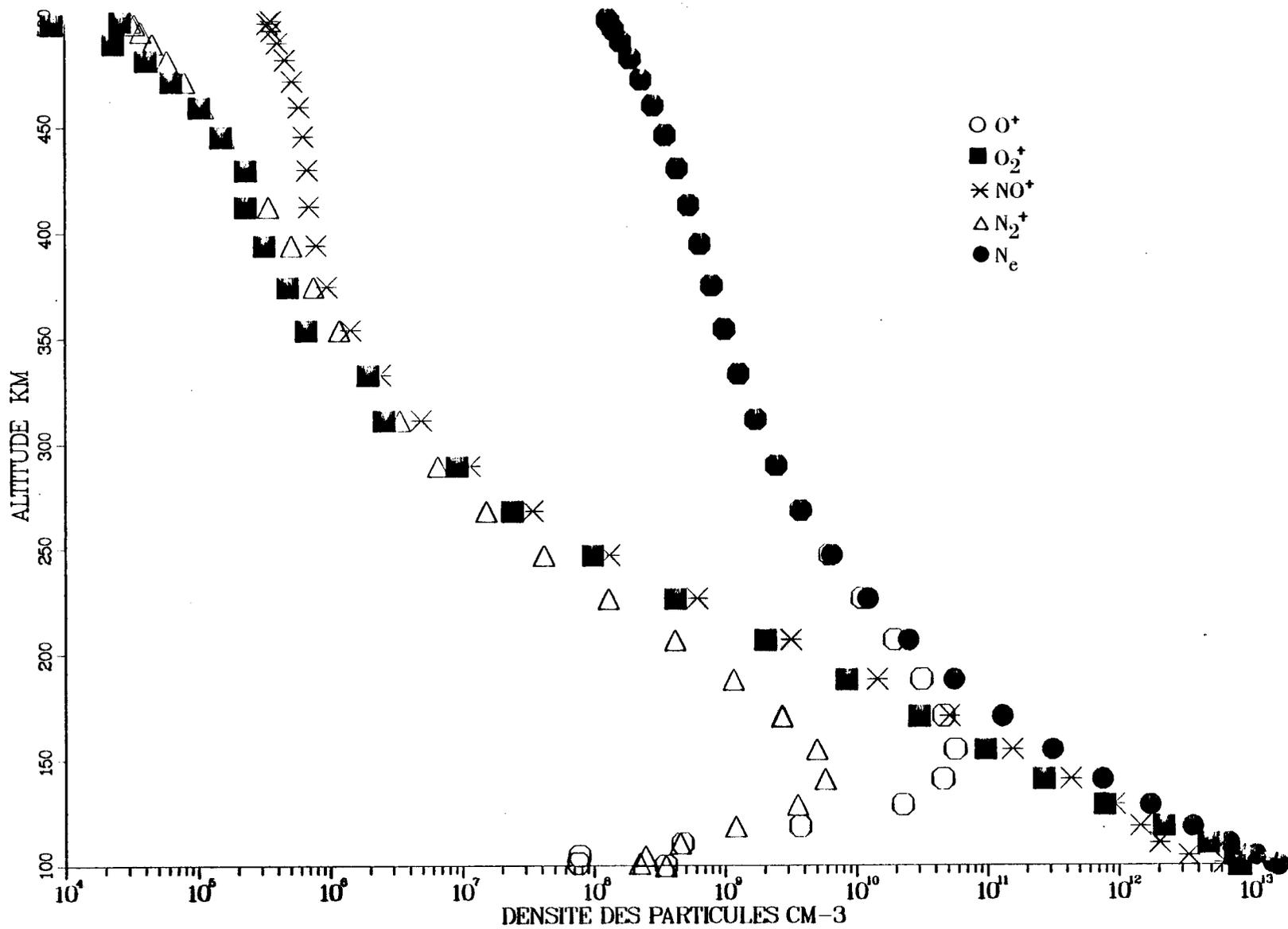


Fig. 4

# RETOUR A L EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 1 SEC, DISTANCE = 0. KM

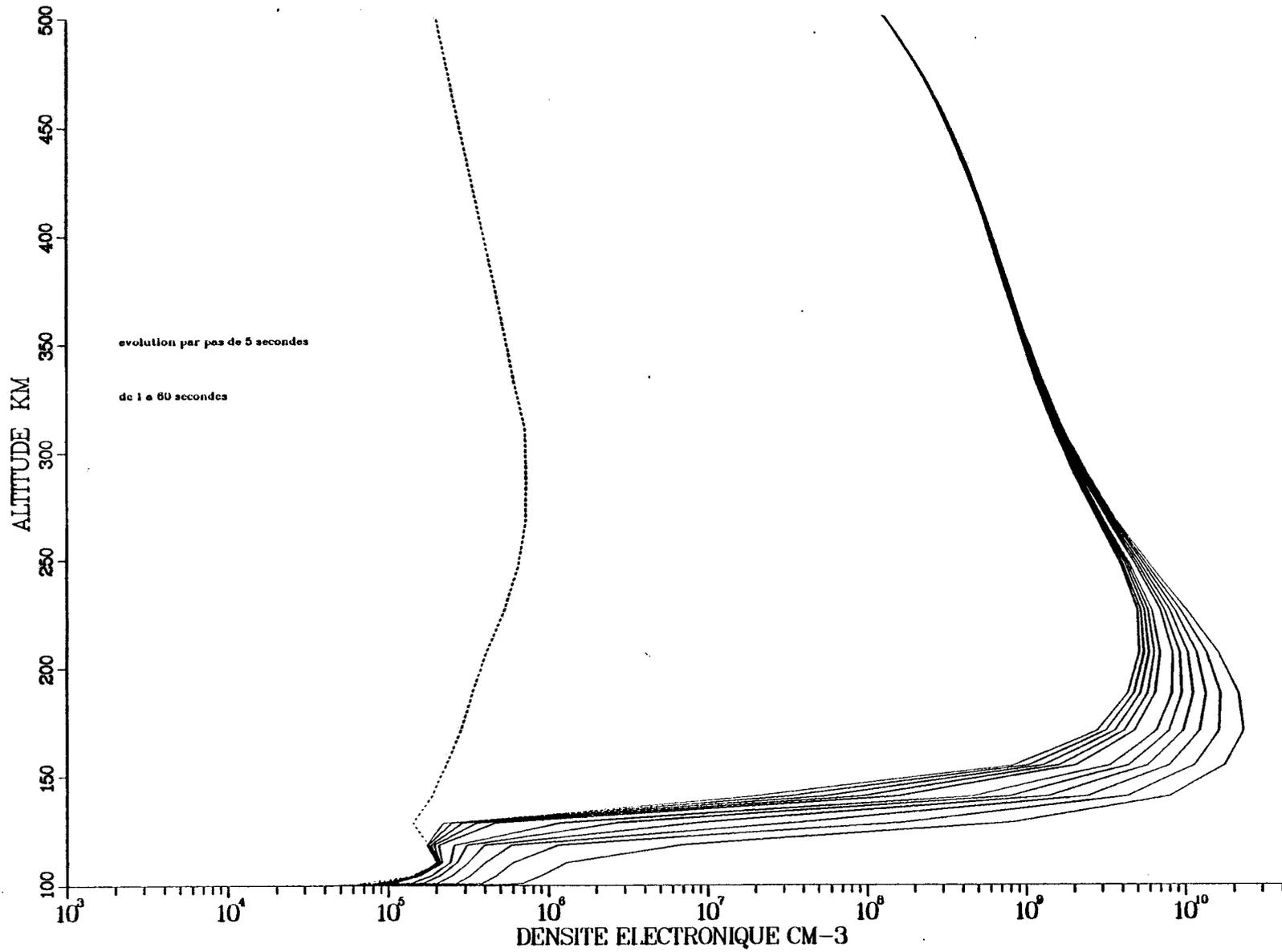


Fig. 5a

# RETOUR A L EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 1 SEC, DISTANCE = 10. KM

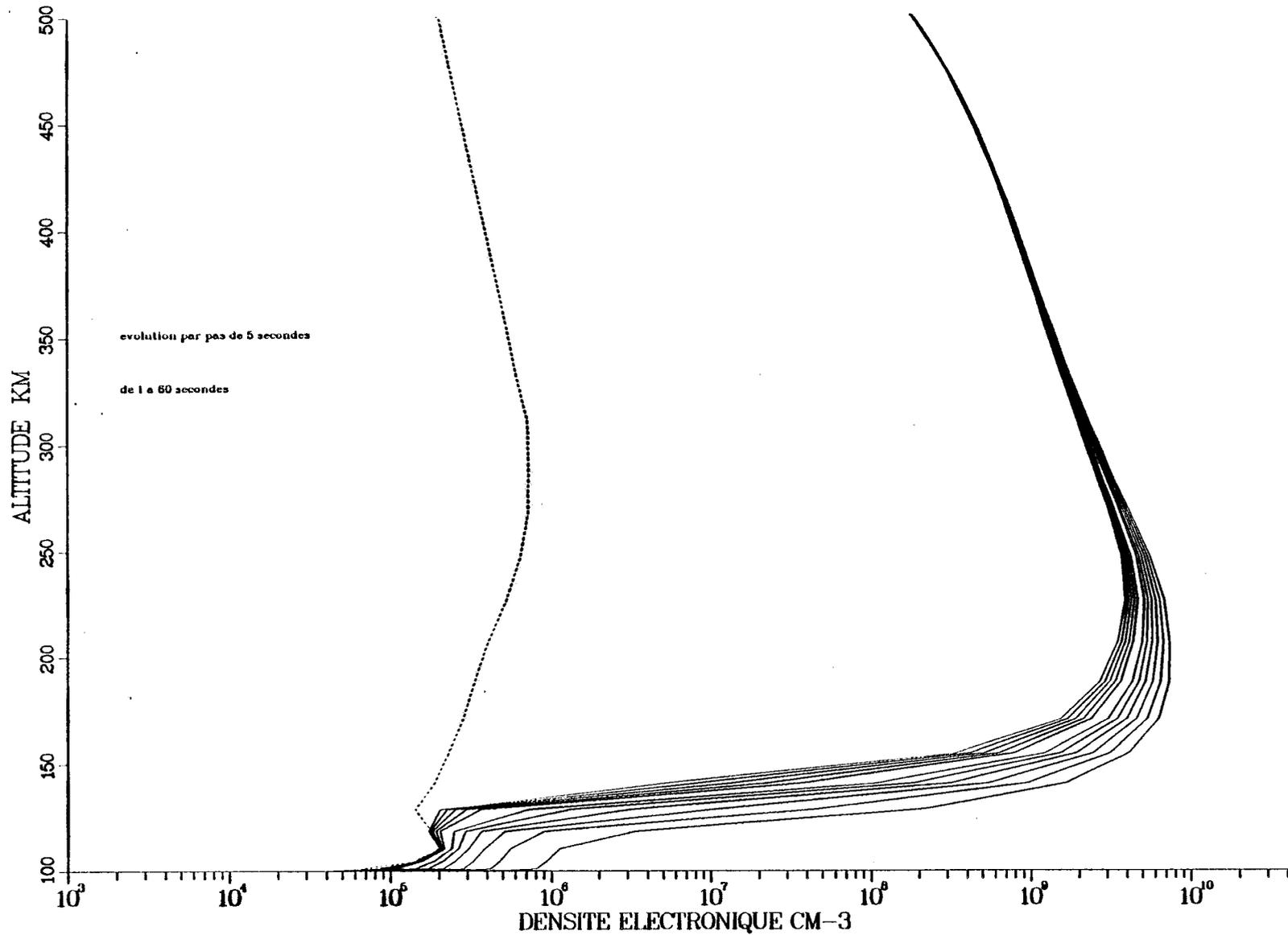


Fig. 5b

# RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 1 SEC, DISTANCE = 25. KM

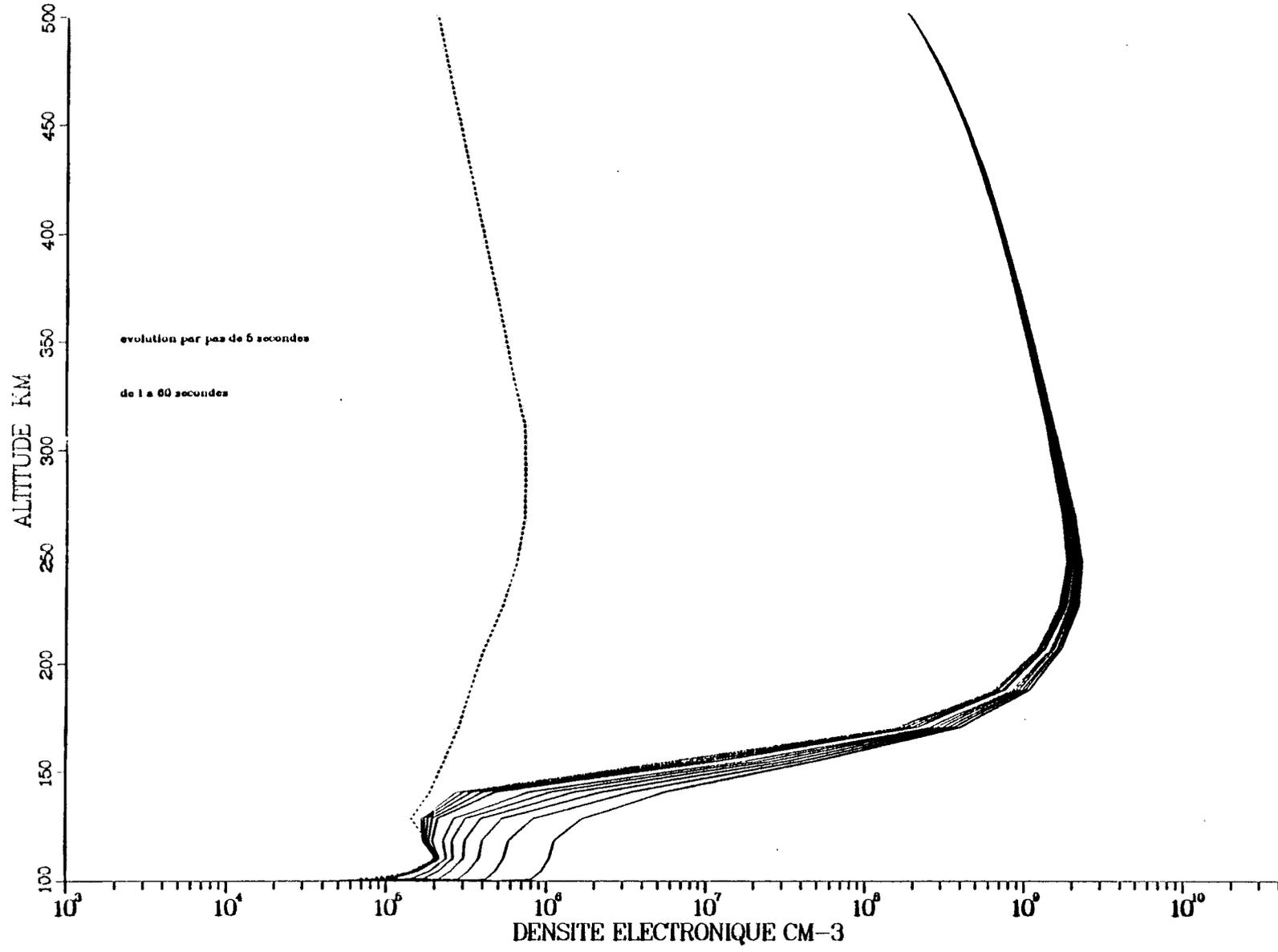


Fig. 5c

# RETOUR A L EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 1 SEC, DISTANCE = 0. KM

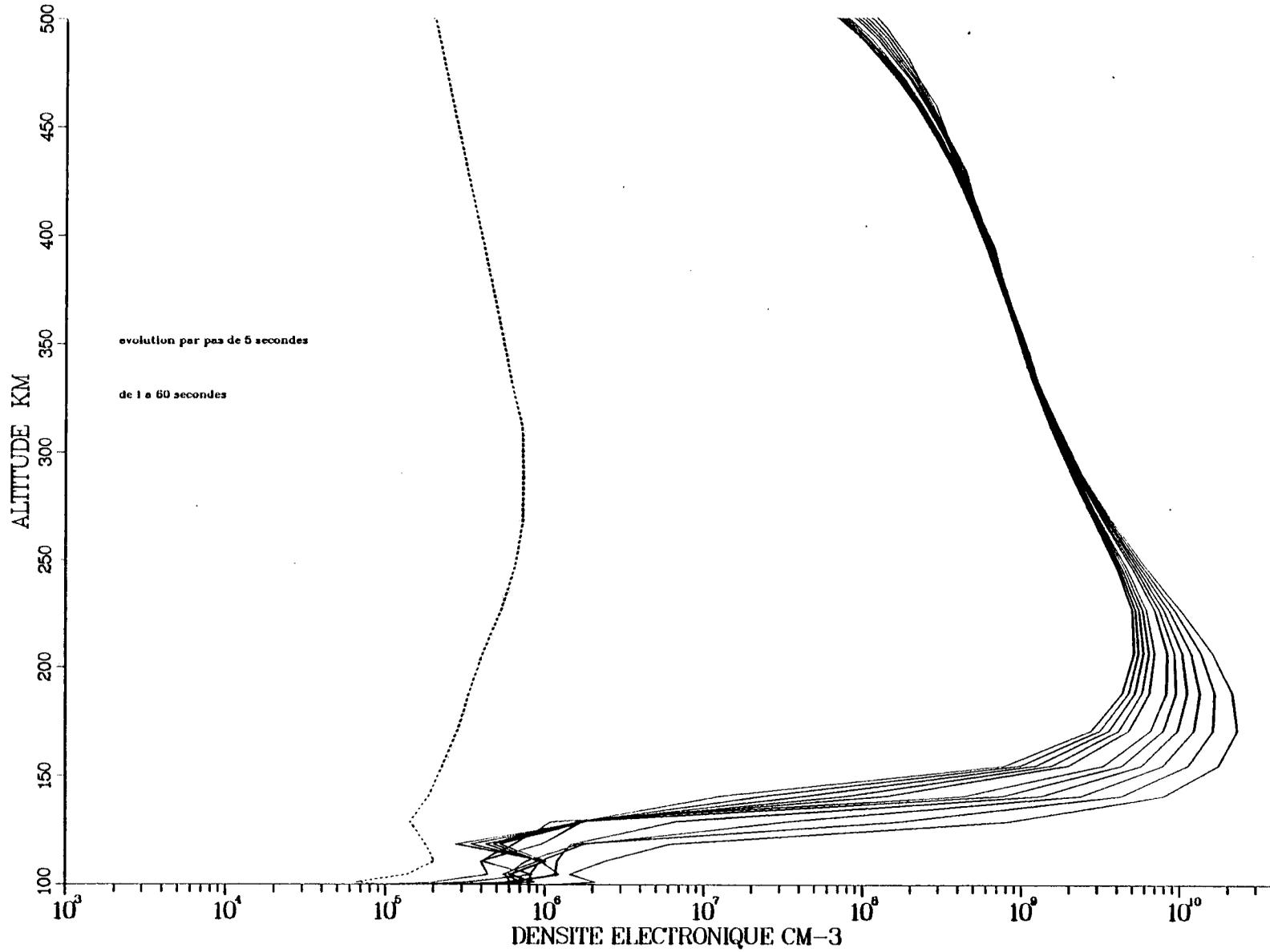


Fig. 6a

RETOUR A L EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 1 SEC, DISTANCE = 10. KM

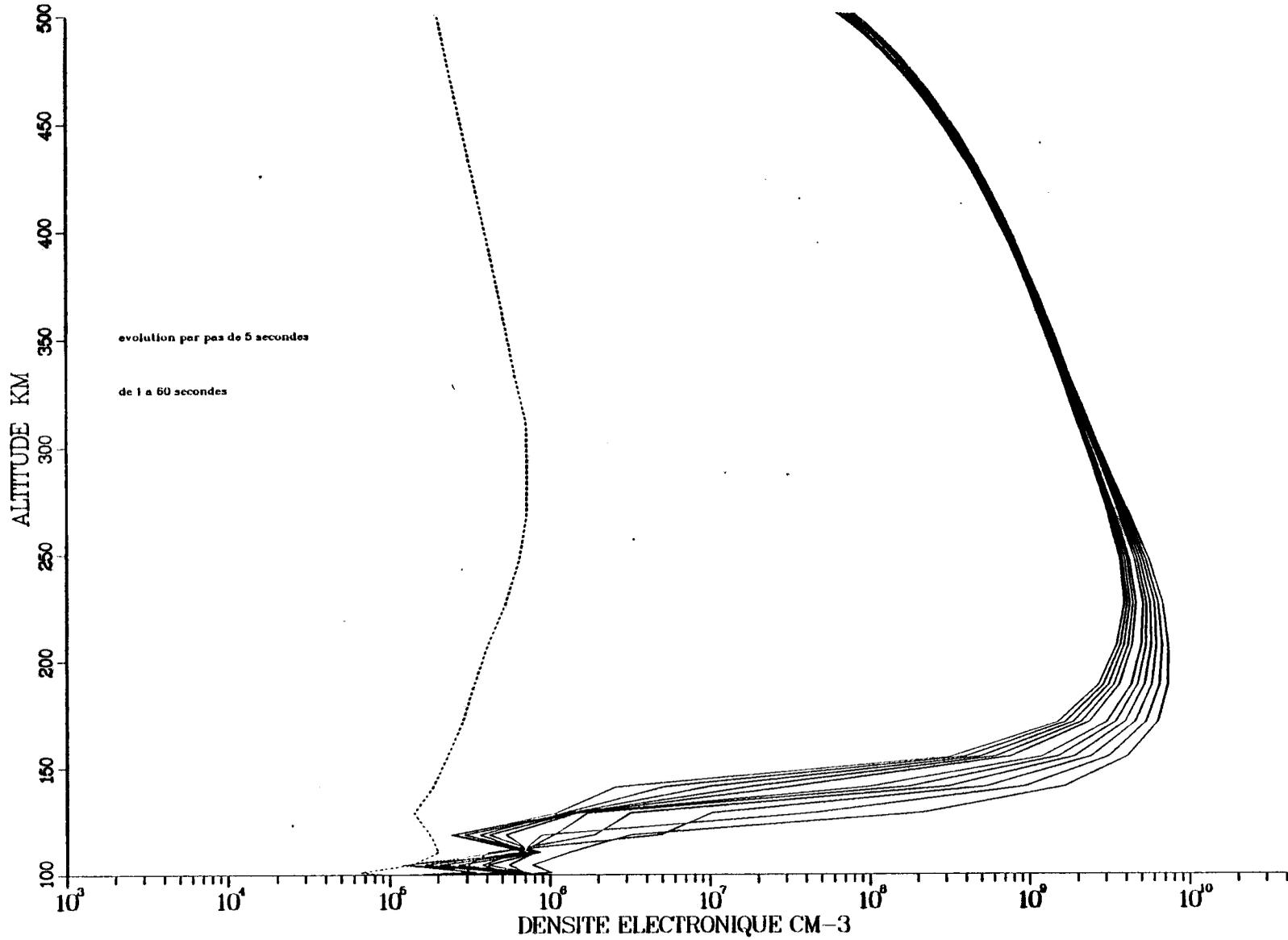


Fig. 6b

RETOUR A L EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 1 SEC, DISTANCE = 25. KM

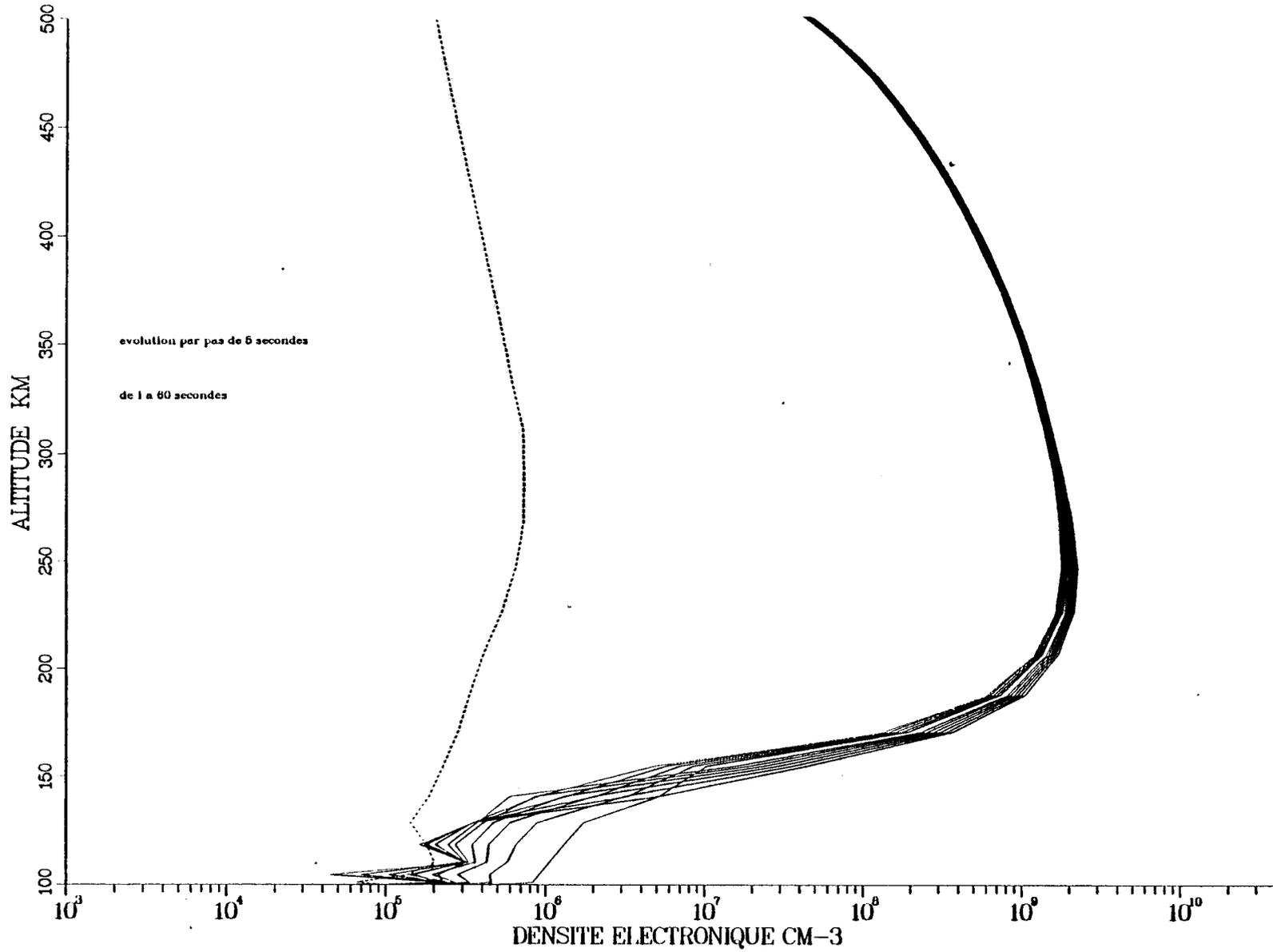


Fig. 6c

RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 60 SEC , DISTANCE = 0. KM

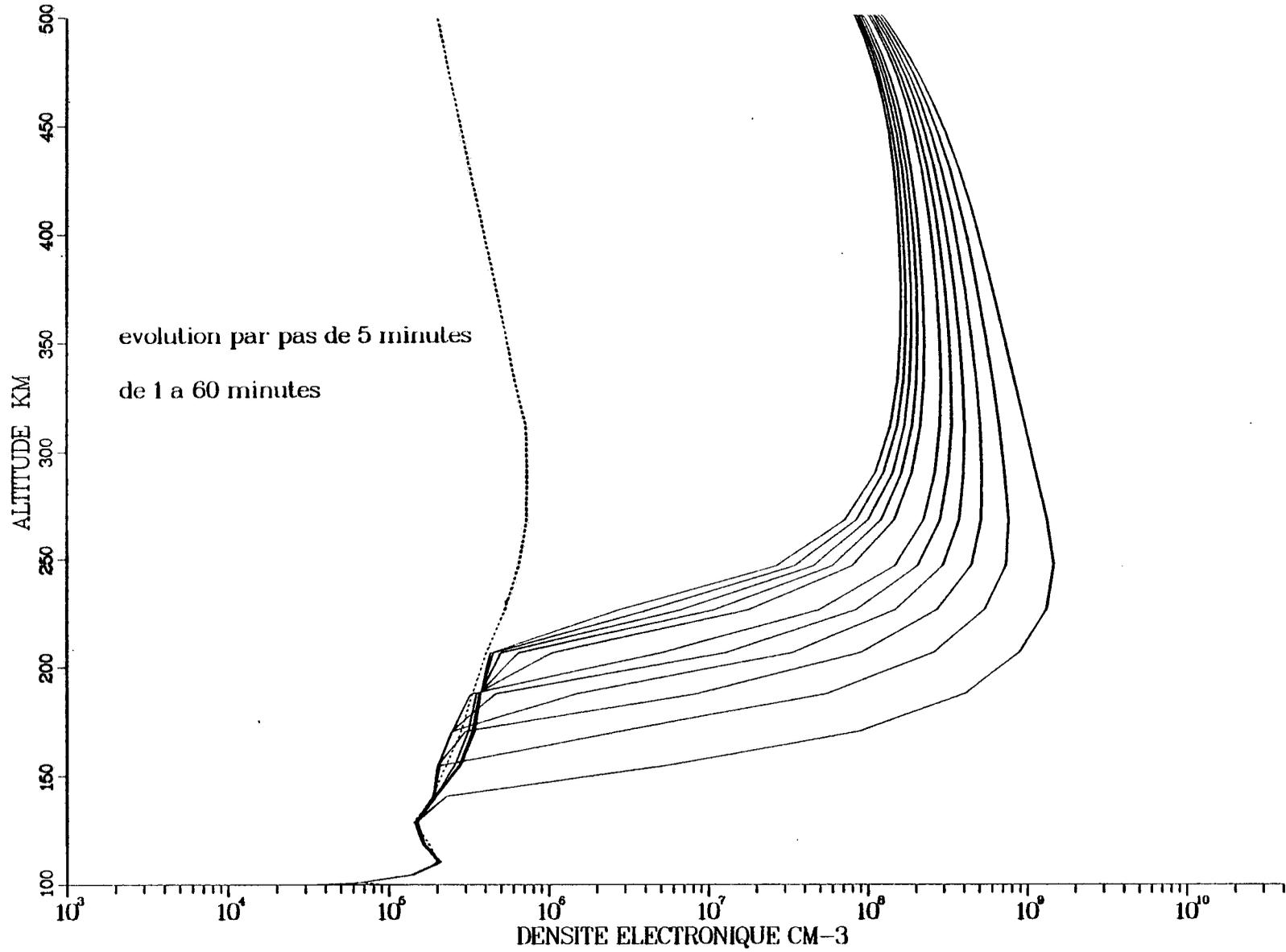


Fig. 7a

RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION  
PAS DE TEMPS 60 SEC , DISTANCE = 10. KM

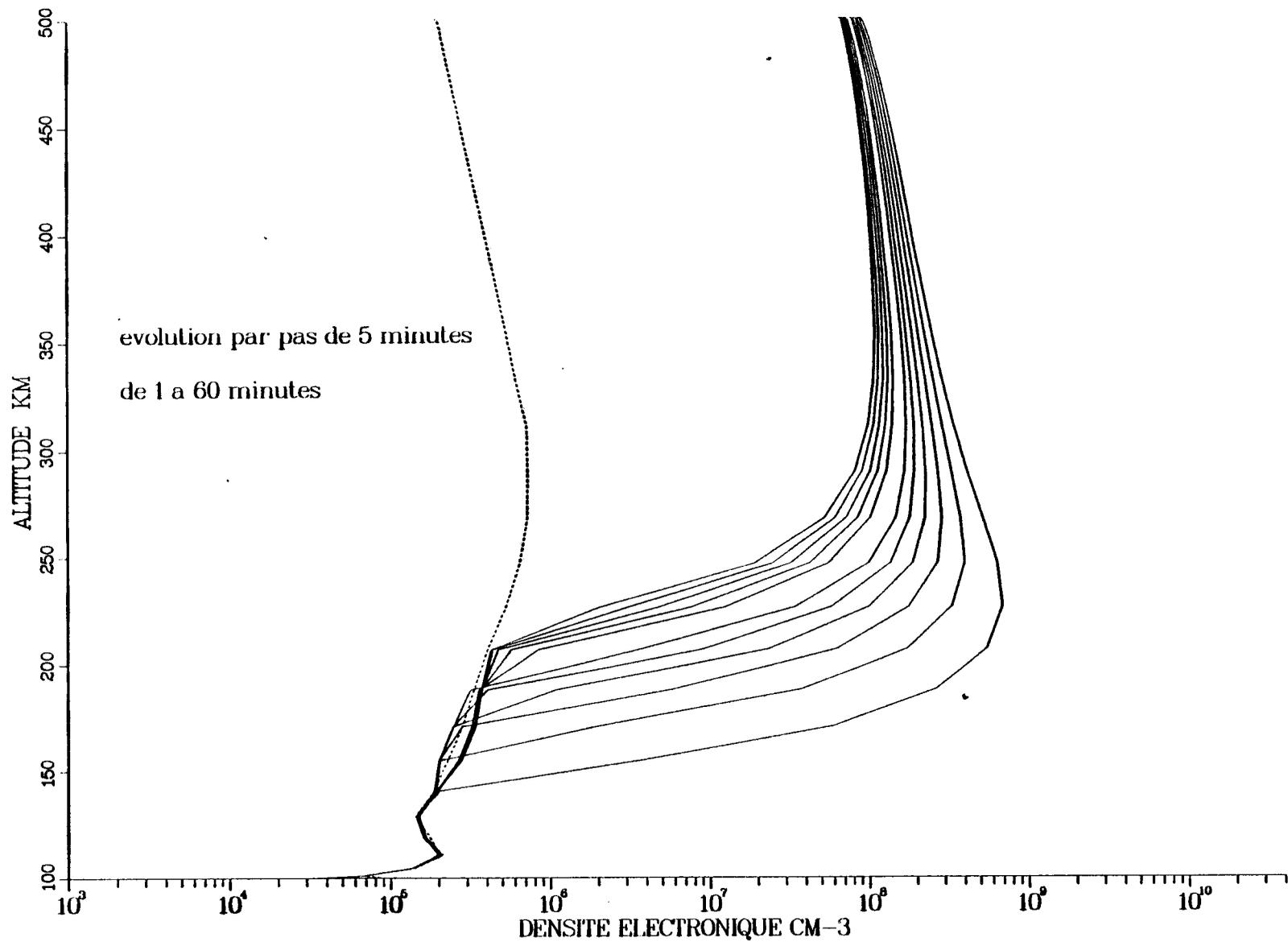


Fig. 7b

RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 60 SEC , DISTANCE = 25. KM

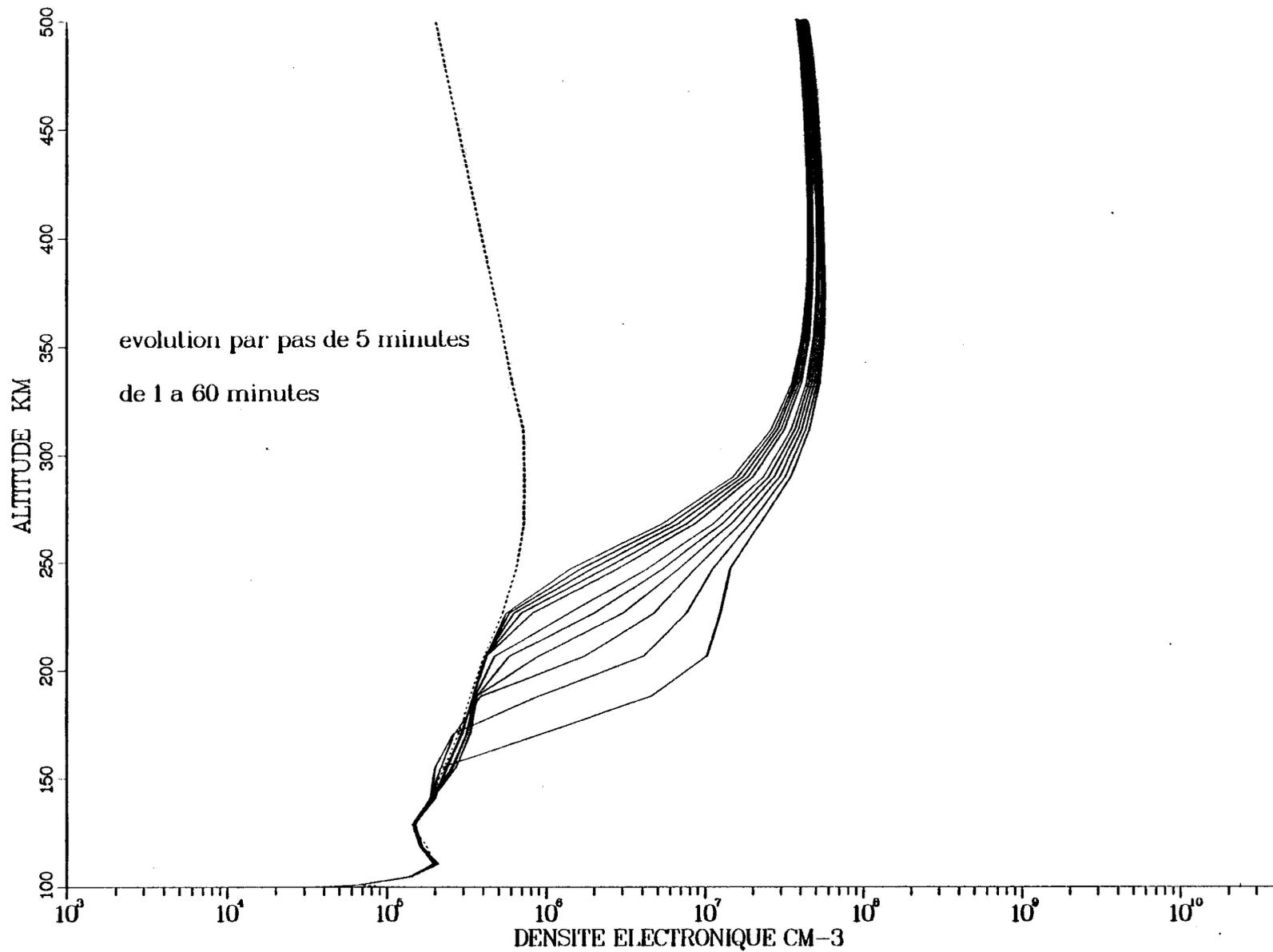


Fig. 7c

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 60 SEC , DISTANCE = 0. KM

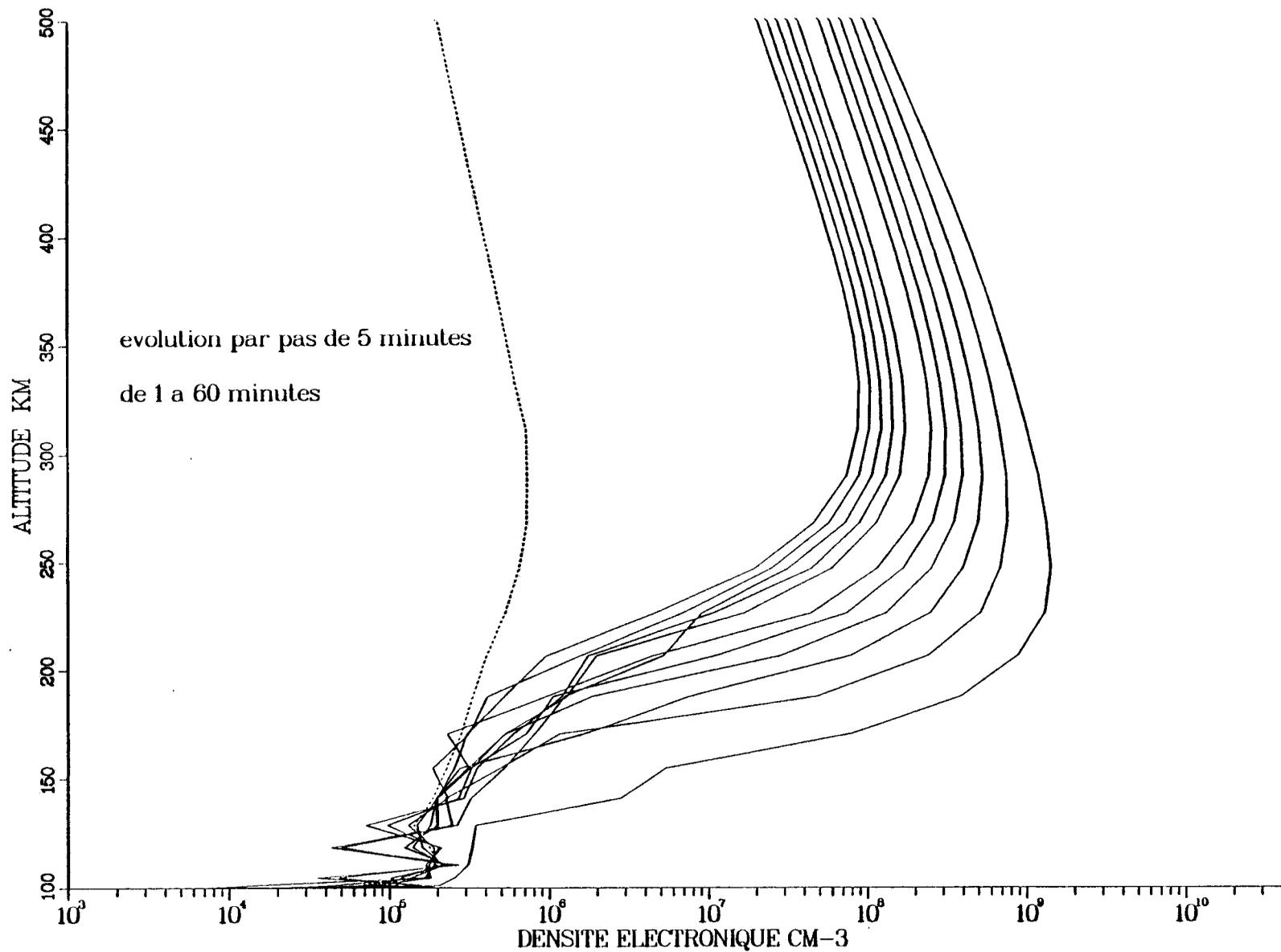


Fig. 8a

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 60 SEC , DISTANCE = 10. KM

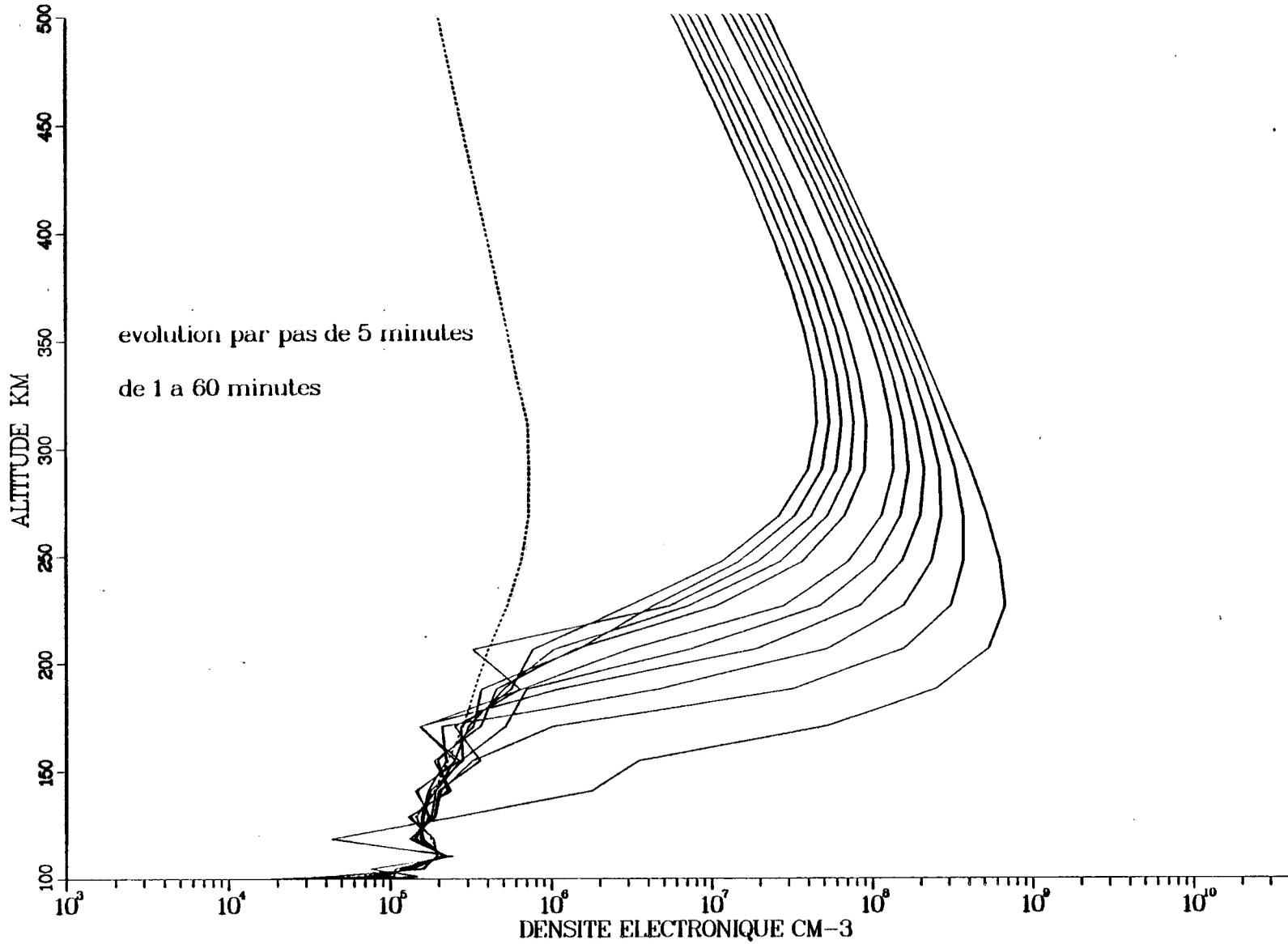


Fig. 8b

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 60 SEC , DISTANCE = 25. KM

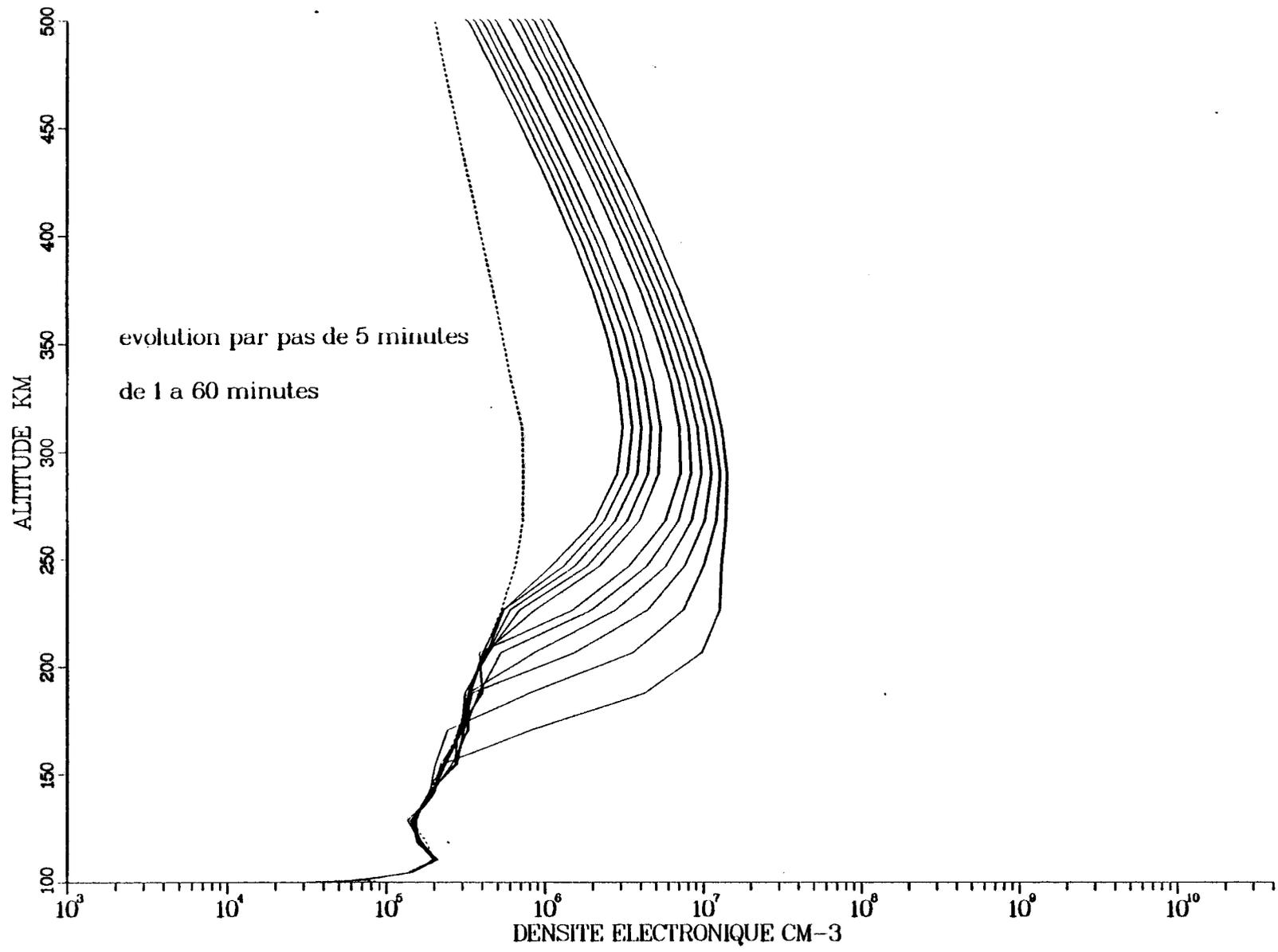


Fig. 8c

RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 0. KM

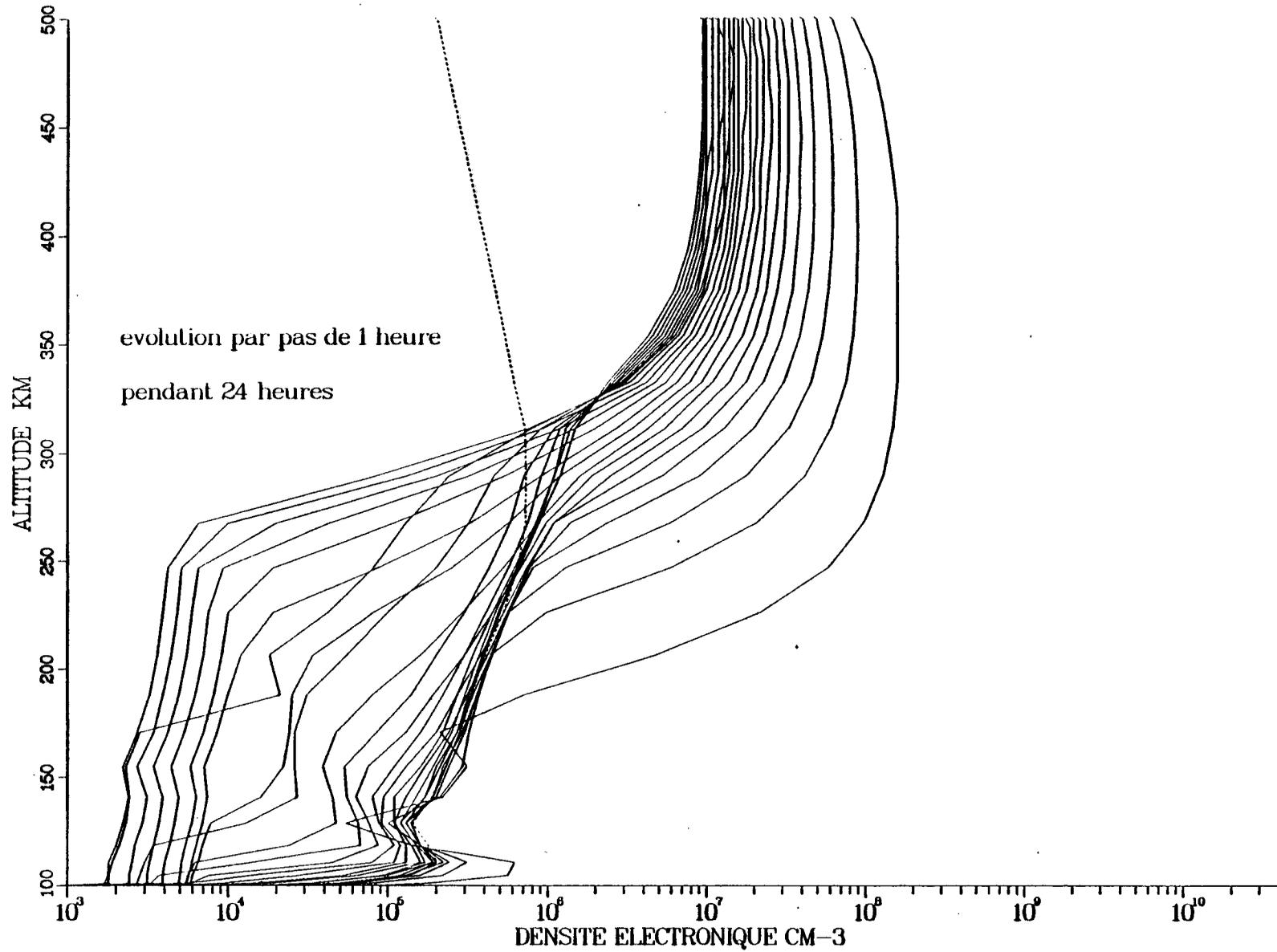


Fig. 9a

RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 10. KM

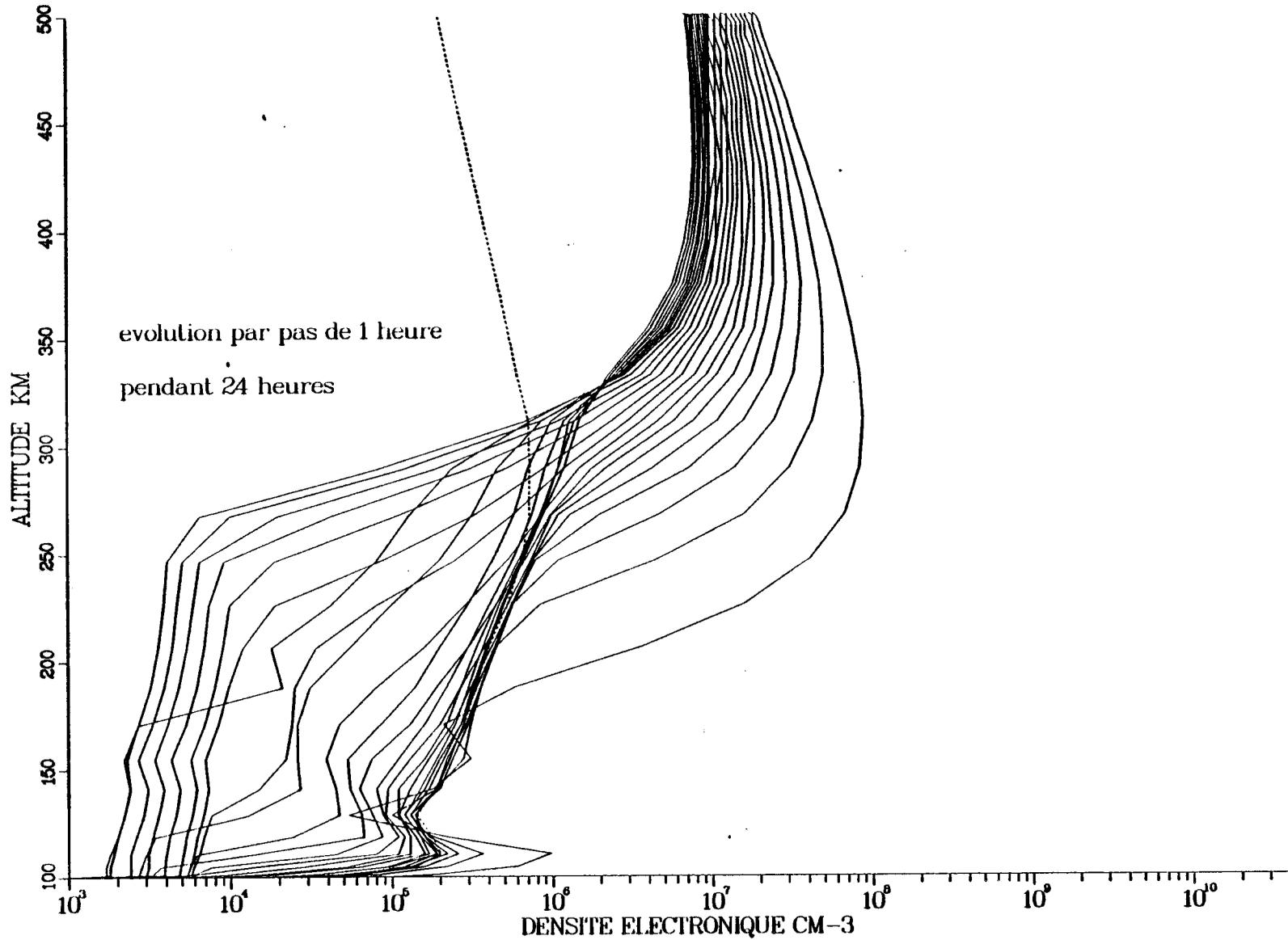


Fig. 9b

RETOUR A L'EQUILIBRE SANS DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 25. KM

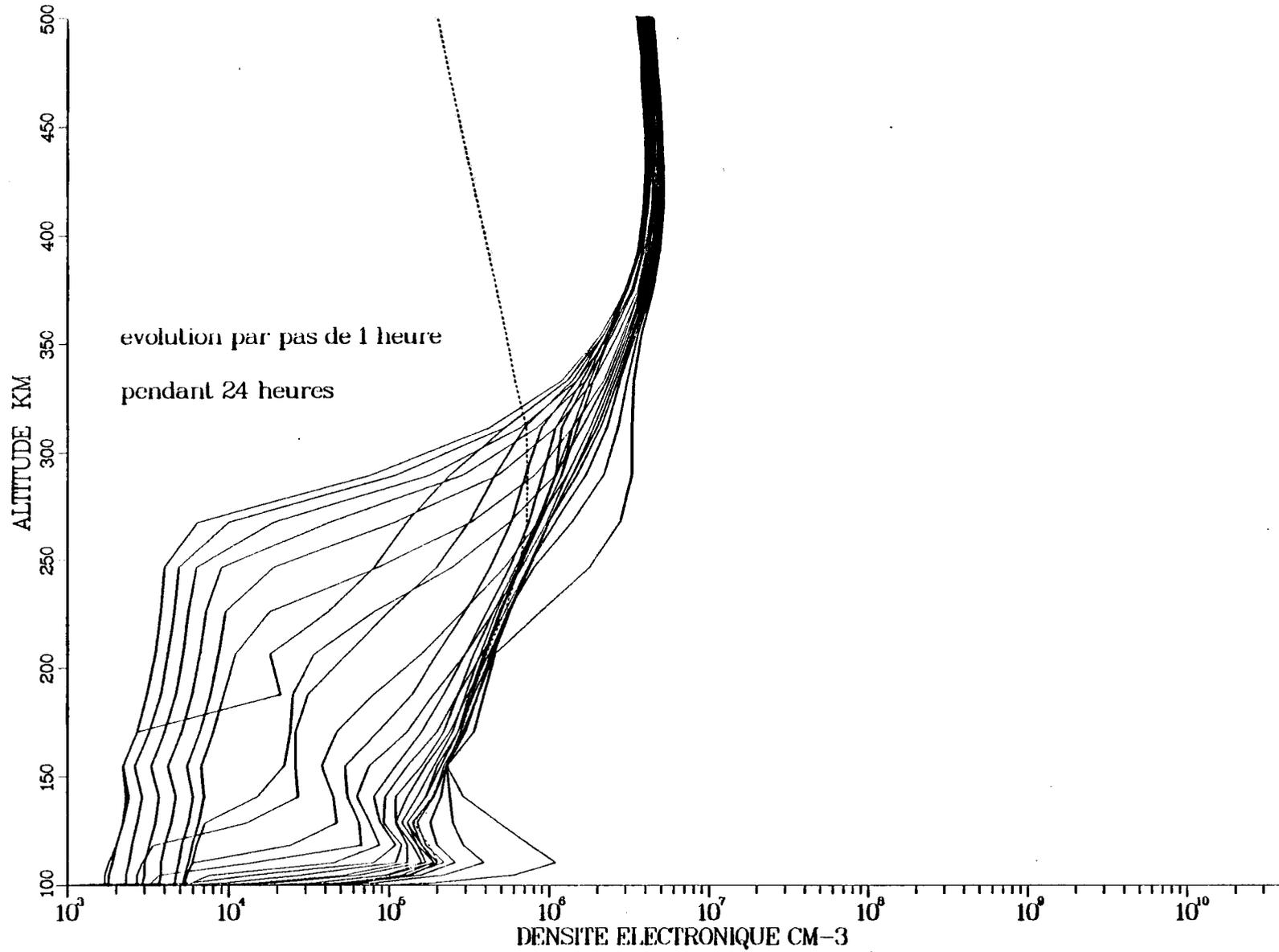


Fig. 9c

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 0. KM

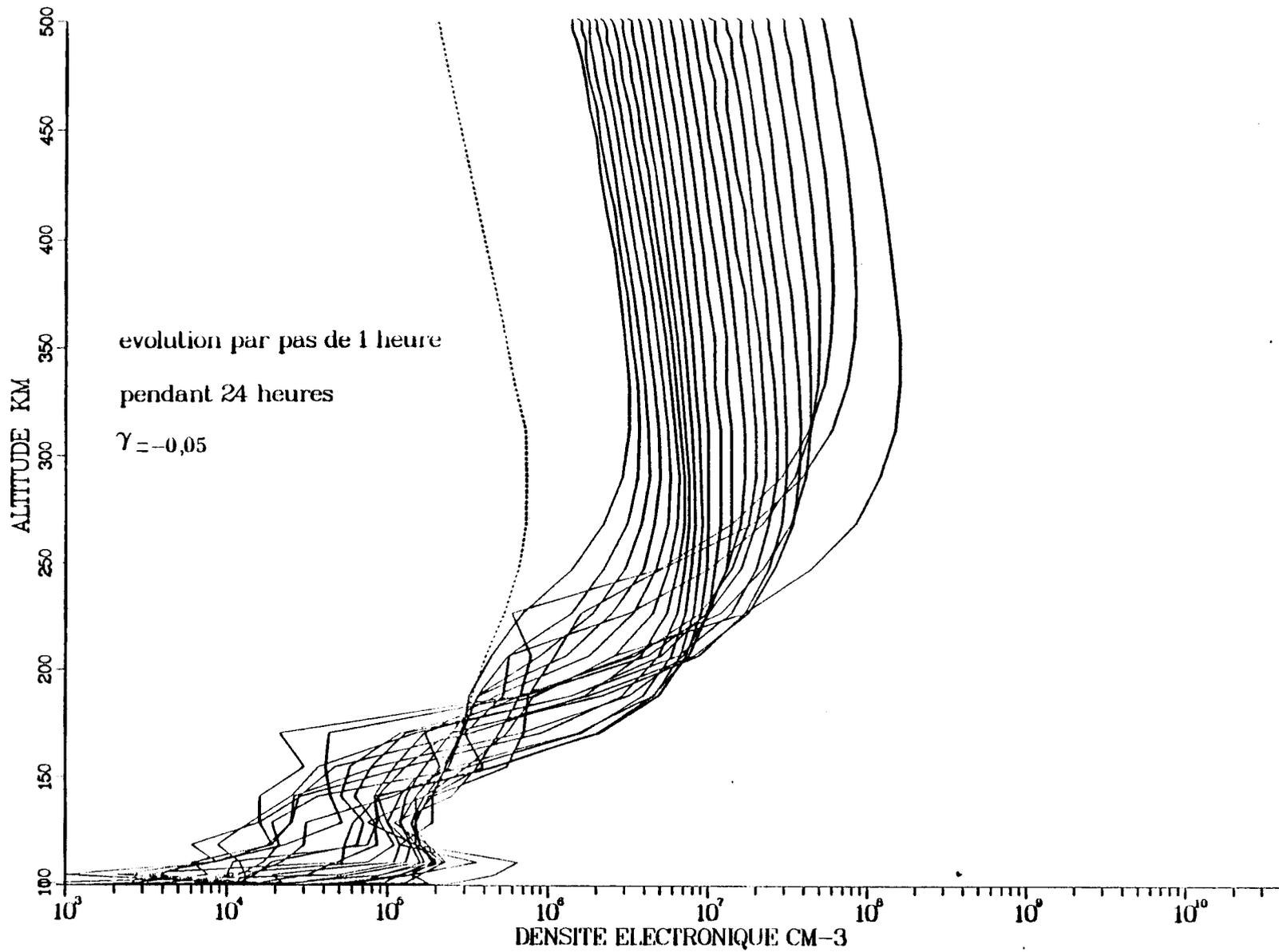


Fig.10a

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION  
PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 10. KM

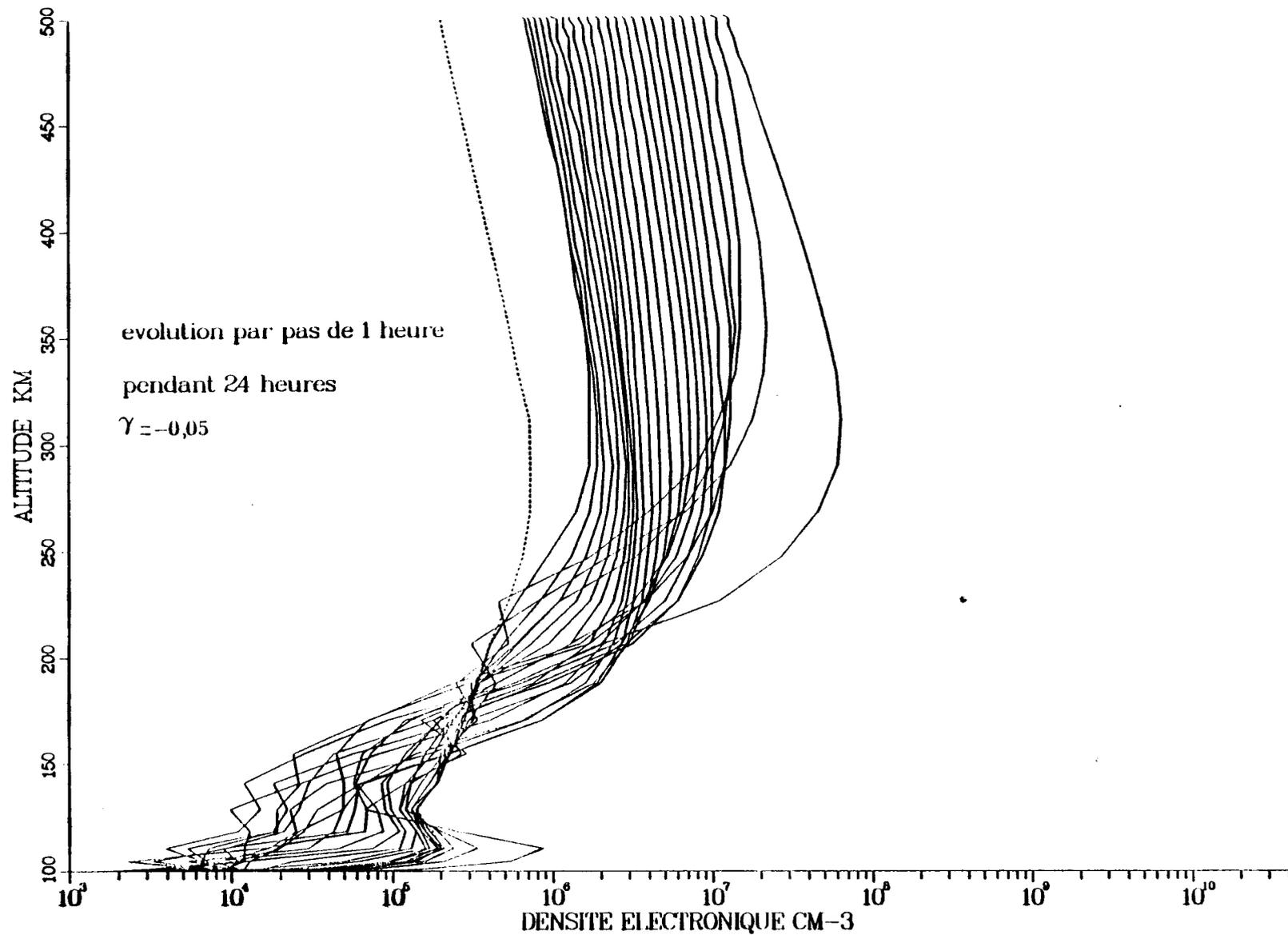


Fig. 10b

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 25. KM

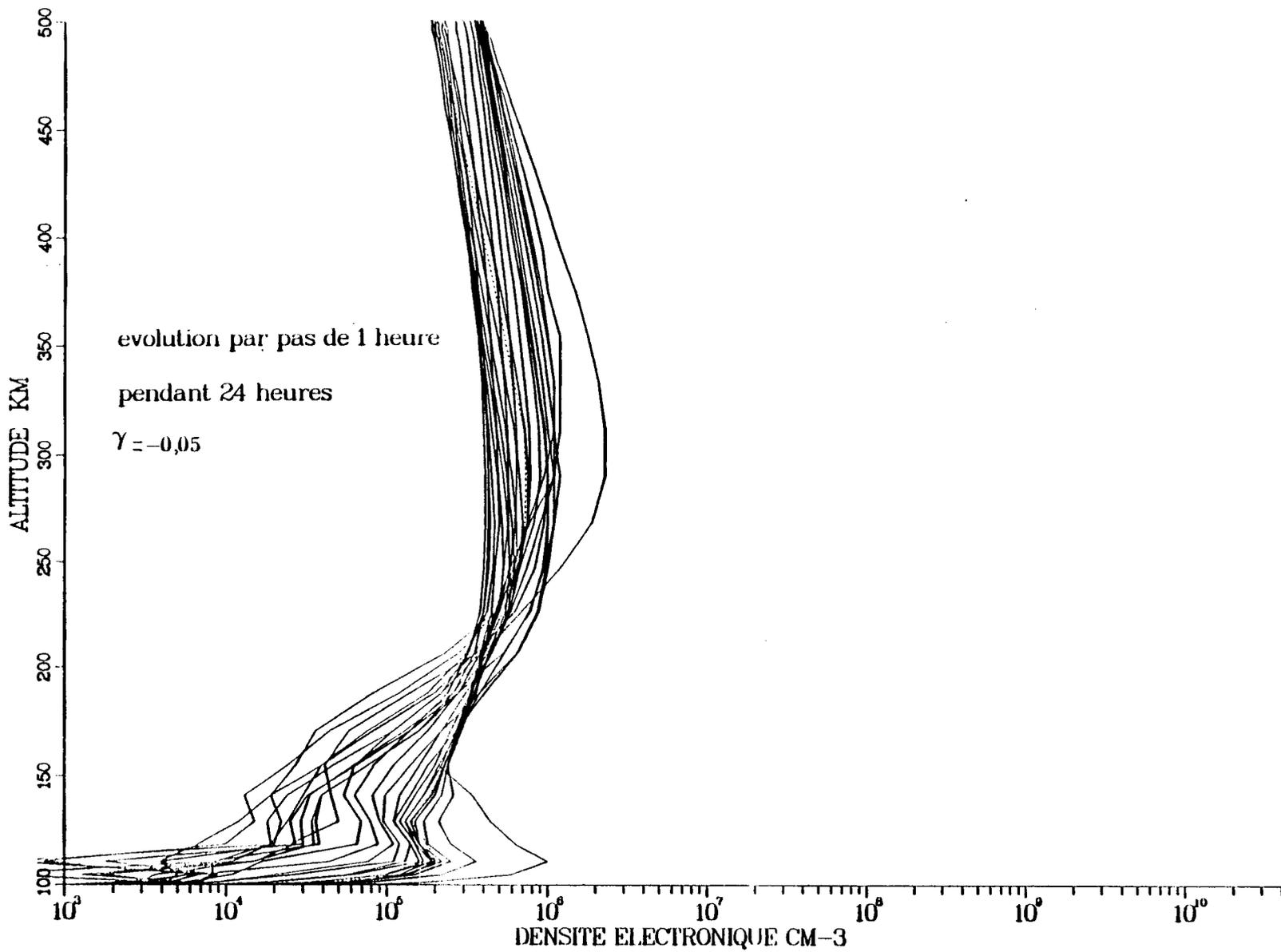


Fig. 10c

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 0. KM

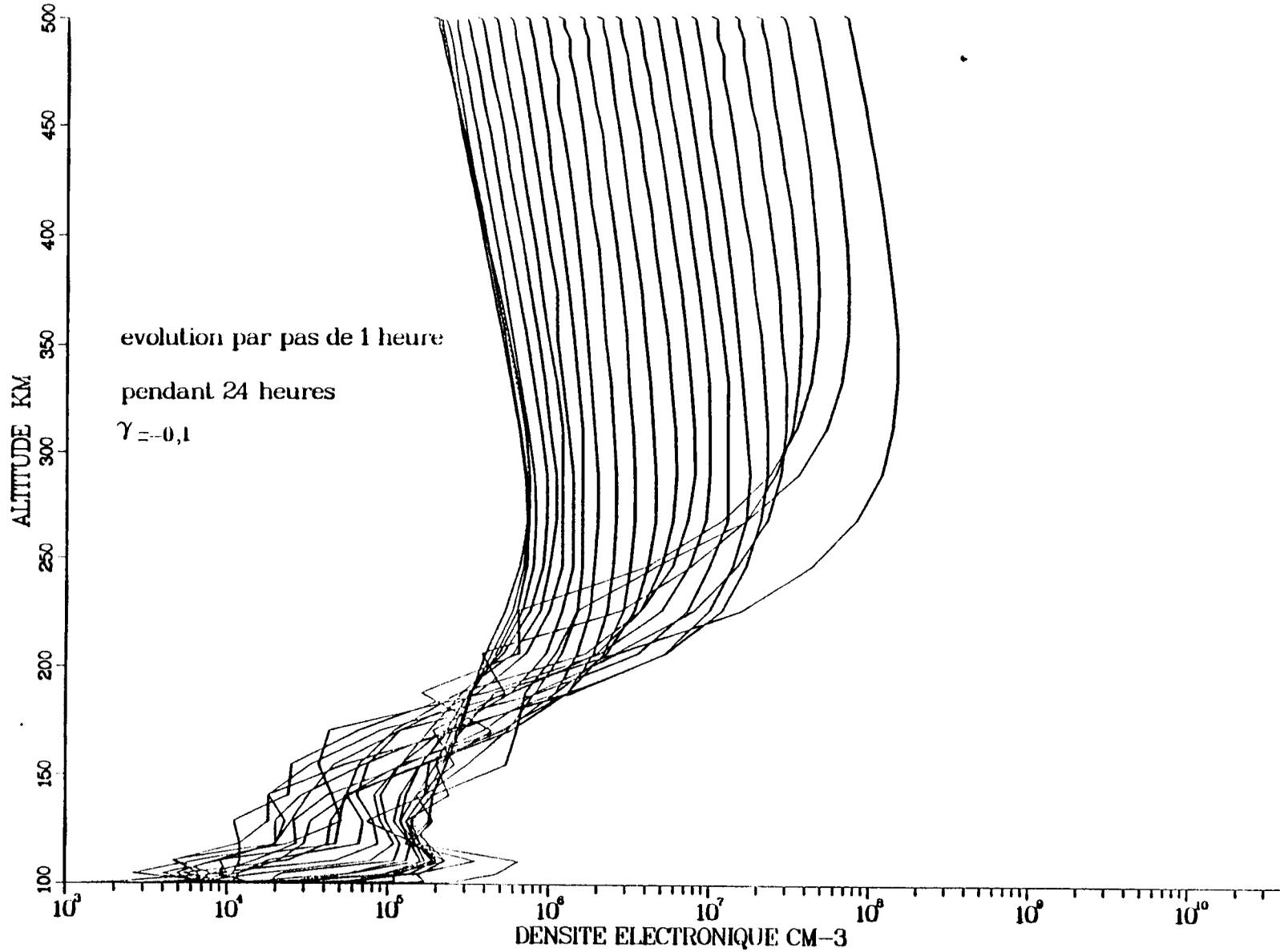


Fig. 11a

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 10. KM

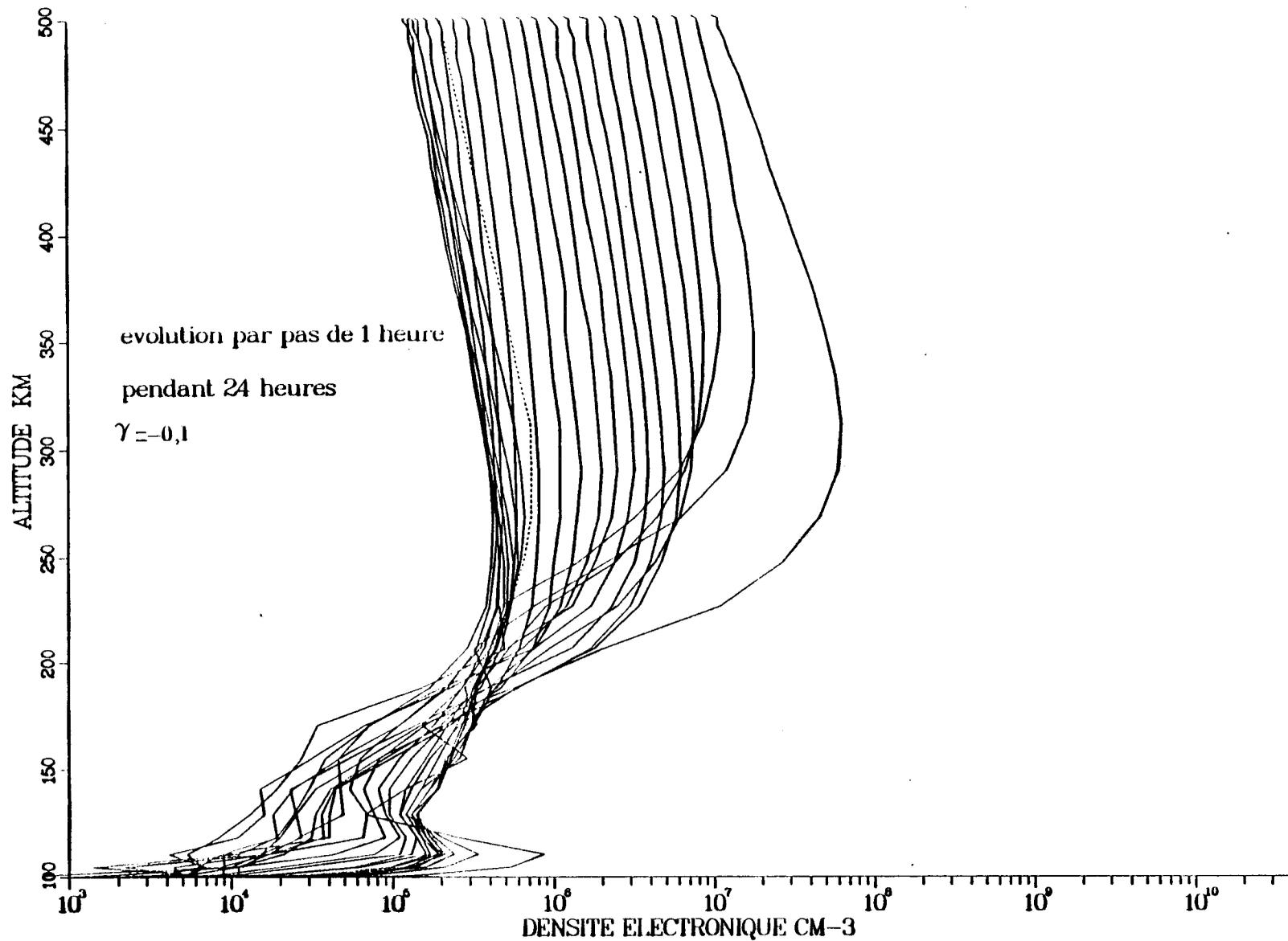


Fig. 11b

RETOUR A L'EQUILIBRE AVEC DIFFUSION

PAS DE TEMPS 900 SEC , DISTANCE = 25. KM

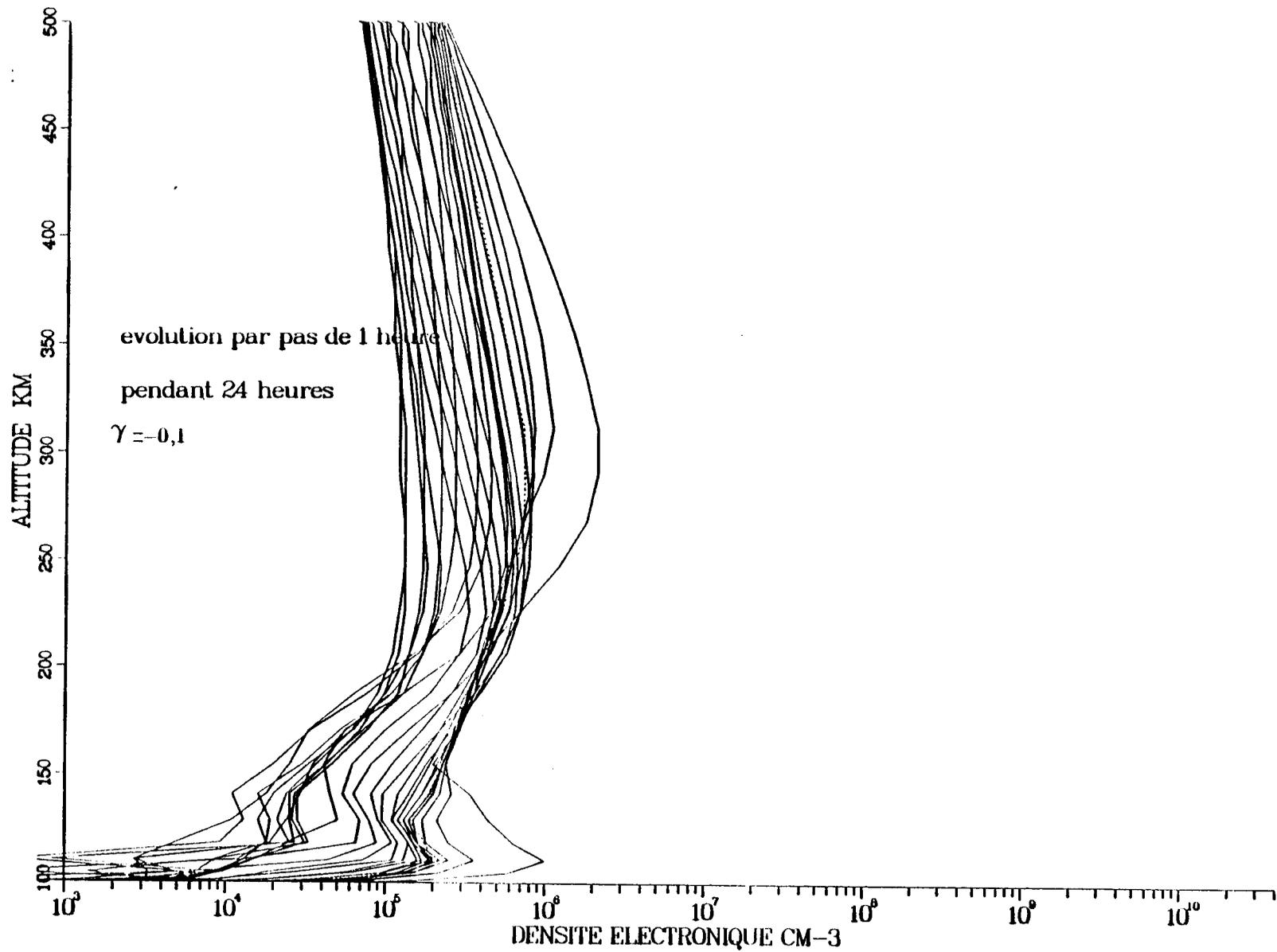


Fig.11c