General Disclaimer

One or more of the Following Statements may affect this Document

- This document has been reproduced from the best copy furnished by the organizational source. It is being released in the interest of making available as much information as possible.

- This document may contain data, which exceeds the sheet parameters. It was furnished in this condition by the organizational source and is the best copy available.

- This document may contain tone-on-tone or color graphs, charts and/or pictures, which have been reproduced in black and white.

- This document is paginated as submitted by the original source.

- Portions of this document are not fully legible due to the historical nature of some of the material. However, it is the best reproduction available from the original submission.

Produced by the NASA Center for Aerospace Information (CASI)

T H E S E

Présentée

à la Faculté des Sciences de Paris

pour l'obtention du

Doctorat 3ème Cycle

Spécialité : Astrophysique

par

Thérèse ENCRENAZ

"Contribution à l'étude des spectres infra-rouge et millimétrique de Jupiter."

soutenue le 29 Novembre devant la Commission:

Président : Prof. J. ROSCH

Examinateurs Prof. G. AMAT

Dr. D. GAUTIER

Dr. L. D. KAPLAN

Dr. S.I. RASOOL

Je tiens à exprimer ma reconnaissance au Dr. S.I. RASOOL qui a dirigé cette étude, et au Dr. J.S. HOGAN dont les conseils m'ont constamment aidée et guidée.

Je remercie le Dr. R. JASTROW qui a accepté de m'accueillir pendant une année au Goddard Institute for Space Studies, et qui, en me permettant l'accès à l'ordinateur IBM 360-95 , a rendu ce travail possible.

Enfin je tiens à remercier l'European Space Research Organization qui m'a accordé une bourse d'études pendant toute la durée de mon séjour au Goddard Institute.

TABLE DES MATIERES

Introduction

I Principe de la détermination des spectres théoriques d'absorption

II Bilan des résultats expérimentaux

A- Abondance des constituants atmosphériques

B- Température de Jupiter 1) Température de brillance
2) Températures rotationnelles

C - Conclusions

III Modèles d'atmosphère

A- Hypothèse de base

B- Méthodes de calcul

C- Présentation des modèles atmosphériques

1)Modèles de type I

2) Modèles de type II

IV Le spectre millimétrique de Jupiter

A- Les spectres millimétriques des constituants atmosphèriques

B- Méthodes de calcul de la formation du spectre dans l'atmosphère de Jupiter : 1)Absorption due à NH_3
2)Absorption due à H_2

C- Résultats :
1) Remarques générales
2) Modèles de type I
3) Modèles de type II

D- Comparaison avec les résultats expérimentaux

E- Discussion et critique

V Le spectre infra-rouge lointain de Jupiter

A- Les spectres des constituants atmosphèriques dans l'infra-rouge lointain

B- Formation du spectre dans l'atmosphère de Jupiter

C- Résultats : 1) Généralités

2) Discussion des spectres obtenus

D- Discussion et conclusions

VI Le spectre infra-rouge de Jupiter

A- Les spectres I.R des constituants atmosphèriques

B- Calcul de l'absorption dans l'I.R par l'atmosphère de Jupiter

C- Résultats : 1)Remarques générales

2)Modèles de type I

3)Modèles de type II

D- Comparaison avec les résultats expérimentaux

E- Discussion et critique

VII Dicussion et conclusions

Appendice A La molécule NH_3 Spectre d'inversion et spectre de rotation pure

" " B Le spectre de vibration-rotation de la molécule NH_3

" " C " " " " " " CH_4

" " D Le spectre induit par pression de H_2

" " E Elargissement d'une raie par collision avec un gaz étranger

I N T R O D U C T I O N

Au cours des dernières années, de nouveaux pas ont été réalisés dans l'étude spectroscopique de l'atmosphère de Jupiter. En particulier , on possède maintenant des informations plus précises sur le spectre millimétrique de Jupiter, ainsi que son spectre infra-rouge, entre 3 et 20μ. Par ailleurs, d'autres mesures sont prévues pour l'acquisition, dans un proche avenir, du spectre infra-rouge lointain (40 - 400μ) émis par le disque jovien.

Dans le but d'utiliser ces résultats pour une meilleure connaissance de la structure atmosphérique de Jupiter, il apparut intéressant d'effectuer un calcul théorique de ces spectres d'absorption, à partir de modèles atmosphèriques donnés, puis d'étudier l'évolution des courbes théoriques avec la variation des différents paramètres, et de comparer ces courbes aux résultats expérimentaux.

Cette étude s'est plus spécialement portée sur le problème de l'existence possible d'une inversion de température dans le profil atmosphérique jovien, et de sa mise en évidence éventuelle dans les sectres d'absorption de Jupiter. Cette question a été récemment soulevée sur la base d'observations à 8μ par Gillett et al (1969) qui indiquent également, comme processus physique susceptible de produire cette inversion, l'absorption du rayonnement infra-rouge solaire par le méthane présent dans l'atmosphère de Jupiter. Dans le but d'apporter un éclaircissement à ce problème particulier, deux sortes de modèles atmosphériques ont été calculées et utilisées : les premiers sont des profils radiatifs, dans l'approximation non-grise, les conditions aux limites(pression, température) étant fixées pour un niveau donné de l'atmosphère;

Les seconds, utilisant les mêmes équations de base, tiennent en plus compte de l'énergie infra-rouge solaire déposée à chaque niveau atmosphèrique par l'absorption dûe au méthane. On a ainsi obtenu une série de modèles dont certains présentent une inversion de température, tandis que les autres, la température décroît régulièrement pour atteindre une valeur limite constante à mesure que l'altitude augmente.

Le calcul des spectres d'absorption a été appliqué à ces différents modèles, pour les intervalles spectraux suivants : 2.5 - 30μ; 40μ - 1 mm, 1 mm - 10 cm. Comme pour l'instant on ne possède ~~pas~~ de résultats expérimentaux que pour la première et letroisième régions spectrales, la discussion des résultats porte surtout sur ces deux cas.

La section I expose la méthode générale de détermination d'un spectre d'absorption à partir d'un modèle atmosphèrique fixé ; un bref résumé des résultats expérimentaux est présenté dans la section II. La section III présente les modèles atmosphèriques utilisés, la manière dont ils ont été obtenus et leurs caractéristiques. Les sections IV, V et VI détaillent les calculs et discutent les résultats pour les spectres millimétriques, infra-rouges lontain et infra-rouges. Enfin la section VII donne une discussion finale et tire les conclusions de l'ensemble de l'étude.

I

PRINCIPE DE LA DETERMINATION DES SPECTRES THEORIQUES D'ABSORPTION

Le spectre théorique de Jupiter, dans les différents intervalles spectro considérés, a été déterminé par le calcul à chaque fréquence ν, de l'intensité I (ν) émise par la planète, et de la température de brillance T (ν); celle-ci a été définie comme la température qu'aurait le corps noir émettant, à cette fréquence , la même intensité spécifique I (ν).

L'hypothèse de base utilisée est celle de l'équilibre thermodynamique local, qui revient à admettre que le rayonnement émis par chaque niveau de l'atmosphère , est le rayonnement du corps noir pour la température unétique est locale. Elle a été discutée et adoptée par Trafton (1967) et couramment utilisée dans les calculs de transfert dans les atmosphères planétaires.
l'équation du transfert radiatif sans diffusion s'écrit alors :

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-\tau(\nu)} + \int_0^{\tau_0} e^{-\tau(\nu)} B(\tau(\nu)) d\tau$$

dans laquelle I (ν) est l'intensité du rayonnement de fréquence qui est émis par l'ensemble de l'atmosphère, I_0 (ν) est l'intensité émise par le niveau inférieur z = 0 à la fréquence , $\tau(\nu)$ est l'épaisseur optique à la fréquence et varie de 0 à $\tau_0(\nu)$ à mesure que l'on pénètre dans l'atmosphère ; τ_0 (ν) est l'épaisseur optique au niveau de la couche inférieure. τ (ν) est en fait une fonction de l'altitude :

$$\tau(z_1, \nu) = \int_{z_1}^{\infty} \gamma(z, \nu) dz$$

$\gamma(z, \nu)$ dz étant lec coefficient d'absorption lunéique à l'altitude z par la couche d'épaisseur dz. B(τ (ν)) est l'intensité du corps noir émettant au niveau où l'épaisseur optique est égale à $\tau(\nu)$.
En prenant l'altitude comme variable d'intégraton, le deuxième terme de l'équation s'écrit :

$$\int_0^{\infty} B(z, \nu) e^{-\tau(z, \nu)} \left(\frac{\partial \tau}{\partial z}\right) dz$$

Le calcul de cette intégrale a été effectué numériquement en fixant une hauteur arbitraire z (z = 200 km) au dessus de laquelle T(z) est supposé constante.

De 0 à z, l'atmosphère a été divisée en couches d'épaisseur 0,5 km près de la couche inférieure où la fonction à intégrer varie très vite, puis d'épaisseur 1 km et 2 km dans les régions supérieures. Comme B (z) n'est fonction de z que par l'intermédiaire de T (z), B (z) est constant pour z supérieur à z_1 et l'intégrale s'écrit finalement :

$$(1-e^{-\tau(z_1,\nu)})B(z_1,\nu) + \int_0^{z_1} B(z,\nu)\, e^{-\tau(z,\nu)} \left(\frac{-\tau(\nu)}{\partial z}\right) dz$$

Le fait de considérer que T (z) est constant au-dessus d'un niveau donné constitue une approximation, car les profils de température choisis ne concernent que la basse atmosphère. au-delà de 200 km, d'autres processus doivent modifier le profil de température, et l'écarter du profil isotherme Comme à ces altitudes, $\tau(\nu)$ est presque nul, le terme $(1-e^{-\tau(z,\nu)})\, B(z,\nu)$ est très petit ; il est presque toujours négligeable, et ne joue un rôle correctif qu'au centre des bandes où l'absorption est très intense. De ce fait, cette approximation n'est pas une cause d'erreur importante.

En termes de température de brillance, l'équation de transfert s'écrit :

$$\frac{1}{e^{h\nu/kT(0)}-1} = \frac{e^{-\tau(\nu)}}{e^{h\nu/kT(z_1)}-1} + \frac{1-e^{-\tau(z_1,\nu)}}{e^{h\nu/kT(z_1)}-1} + \int_0^{z_1} \frac{e^{-\tau(z,\nu)}}{e^{h\nu/kT(z)}-1}\, d\tau(z)$$

et dans le cas millimétrique, ou l'approximation de Rayleigh-Jeans est valable :

$$T(\nu) = T_0\, e^{-\tau_0(\nu)} + T(z)(1-e^{-\tau(z,\nu)}) + \int_0^{z} T(z)\, e^{-\tau(z,\nu)} \left(\frac{\partial\tau(\nu)}{\partial z}\right) dz$$

Remarquons que la température de brillance est toujours comprise entre les températures maximum et minimum de l'atmosphère ; les calculs montrent qu'elle est voisine de la température du niveau z où $\tau(z,\nu)$ est égal à 1, ce qui signifie que le rayonnement émis par l'atmosphère provient de la couche extérieure dont l'épaisseur optique est voisine de l'unité. Si on est au centre d'une bande d'absorption intense, $\tau(z,\nu)$ est grand, donc $\tau(z,\nu) = 1$ est réalisé pour une couche mince, et le rayonnement provient des niveaux supérieurs de l'atmosphère ; inversement, si l'absorption est faible, le rayonnement peut provenir du voisinage de la couche inférieure.

Remarquons que l'intégration effectuée le long d'un chemin vertical, l'intensité $I(\nu)$ calculée correspond à l'intensité sortant verticalement de l'atmosphère; pour obtenir l'intensité rayonnée par l'ensemble du disque et la température de brillance moyenne du disque, il faudrait intégrer également sur $\cos\theta$, θ étant l'angle que fait le rayonlumineux dirigé vers la Terre avec la verticale locale. Par la méthode ci-dessus, c'est la température de brillance au centre du disque qui a été calculée, c'est à dire la température maximum que l'on puisse obtenir à une fréquence donnée si l'atmosphère du disque est supposée homogène ; la différence entre les deux résultats est au plus de 4 ou 5 degrés. Expérimentalement on a obtenu des températures de brillance au centre du disque dans la"fenêtre atmosphèrique". Dans l'infrarouge lointain on ne peut mesurer que des températures de brillance moyennées sur tout le disque.

<u>Calcul de $\gamma(\nu)$ et de $\tau(\nu)$</u>:

Il reste donc à évaluer, pour chaque fréquence et pour chaque niveau de l'atmosphère, l'épaisseur optique $\tau(\nu)$. Deux méthodes différentes ont été utilisées selon la nature des bandes d'absorption intervenant dans les calculs.

- Dans les cas où n'apparaissent que des spectres de rotation pure (domaines millimétrique et infra-rouge lointain), on a fait intervenir la contribution de chaque raie en faisant l'hypothèse, pour chacune d'entre elles, d'un profil de Van-Vleck - Weisskopf ; les calculs sont exposés plus en détail dans les sections IV et V. $\gamma(\nu)$ étant alors connu pour toute altitude z, $\tau(\nu)$ s'en déduit par sommation de $\gamma(z',\nu)$ sur tous les niveaux $z' > z$.

-Dans le cas d'une bande de vibration-rotation (spectre I.R), on a utilisé les mesures réalisées en laboratoire et les courbes de croissance déterminées expérimentalement. L'absorption a été calculée en utilisant le modèle statistique de Goody (1964) pour décrire les bandes d'absorption de CH_4 et NH_3, et en évaluant au-dessus du niveau z la pression moyenne et l'abondance de gaz absorbants. Des détails supplémentaires sont donnés dans la section VI. Quelle que soit la méthode employée pour la détermination de son calcul fait intervenir, à chaque niveau, les densités de NH_3, CH_4, H2,He, ainsi que la pression et la température. C'est pourquoi la méthode suivante est utilisée ; on se fixe au préalable un ou plusieurs modèles d'atmosphère, en déterminant arbitrairement un niveau z = 0, et en fixant la valeur des différents paramètres atmosphériques pour toute valeur de z. Ensuite on calcule, pour chaque modèle, les températures de brillance théoriques dans différents domaines spectraux.

Avant d'entrer dans une étude plus approffondie des modèles atmosphériques et des spectres d'absorption, il est intéressant de dresser un bilan des résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent, des remarques qu'ils suggèrent ainsi que des problèmes qu'ils soulèvent.

II

BILAN DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Il est connu depuis longtemps que l'atmosphère jovienne est composée d'hydrogène et d'hélium, et, en de beaucoup plus faibles proportions, de méthane et d'ammoniac. Les mesures spectroscopiques ont permis, dans le cas de H_2, CH_4 et NH_3 de déterminer l'abondance de ces gaz dans l'atmosphère de Jupiter.

II-A . Abondance des constituantes atmosphèriques.

Les abondances mesurées dépendent essentiellement du domaine spectral dans lequel l'expérience est faite, selon que le rayonnement, dans cet intervalle spectral, provient des couches supérieures ou inférieures de l'atmosphère ; les résultats n'ont donc de sens que référés au niveau atmosphèrique pour lequel , soit la température, soit la pression est indiquée.

Les mesures de l'abondance de H_2 ont conduit à des résultats variant de 5 km-atm à 200 km-etm ; les plus récentes estimations (Owen et Mason-1968; Owen 1969) indiquent une abondance de 70 à 90 km-atm au-dessus d'un niveau pour le quel T est de l'ordre de 180 ^{o}K. He n'est pas détectable par spectroscopie; néanmoins, on peut déduire une limite supérieure de son importance dans l'atmosphère jovienne par un examen de l'élargissement des raies de CH_4. D'après Owen et Mason (1968), il en résulte que le rapport H_2/He peut être égal à 5.

L'abondance de CH_4 a été d'abord mesuré par Kuiper (1952) qui a trouvé 150 m-atm à des domaines spectraux de grande profondeur optique ; ce résultat a été confirmé par Owen (1969) qui pense pouvoir adopter 130 m-atm au-dessus du niveau pour lequel H_2 = 85 km-atm. Savage et Danielson (1968) trouvent CH_4 de l'ordre de 80 m-atm pour T voisin de 130°K, tandis qu'une récente mesure de Belton (1969) donne CH_4 = 30 m-atm pour T)= 163°K ± 20.

Enfin, les plus récentes estimations concernant l'abondance de NH_3 indiquent que NH_3 est de l'ordre de 20cm-atm au-dessus du niveau de température 130°K (Savage et Danielson - 1968)et d'environ 13 m-atm à uh niveau T de l'ordre de 180°K (Owen - 1969), ce dernier résultat confirmant la mesure plus ancienne de Kuiper 1952. La loi de saturation de NH_3 montre que, pour de telles abondances, NH_3 doit être cristallisé au-dessus du niveau de 145 K environ ; ce nuage est peut-être responsable de la forte absorption détectée à 3 (Savage et Danielson - 1968).

En conclusion, l'ensemble des résultats acquis montre qu'il est raisonnable d'admettre que les rapports relatifs des abondances des différents constituants, sont ceux des abondances solaires (Greenspan et Owen - 1967, Owen et Mason - 1968, Owen - 1969).

II-B. Température de Jupiter

1) Température de brillance :

Deux régions spectrales ont été particulièrement explorées jusqu'à présent : la "fenêtre atmosphèrique" entre 8 et 13μ, et les domaines millimétrique et centimétrique. L'ensemble des résultats obtenus est présenté dans les tables II-I et II-II. Dans la région 8-13μ les observateurs ont pu tracer des cartes isothermes du disque jovien ; la température de brillance indiquée dans la table II-I est celle du centre du disque. Deux résultats récents sont particulièrement remarquables : le spectre obtenu entre 2,5 et 14 μ par Gillett et al (1969) qui est tracé sur les figures VI - 2 et VI - 3, et les résultats de Law et Staelin (1968) et Welch(1969) entre 0,8 et 1,6 cm.

Les mesures de Gillett et al se caractérisent par une grande pénétration à 5μ, et par une température relativement élevée (140 à 145 $^{\circ}$K) à 7,7μ, au centre d'une bande d'absorption intense de CH_4 ; ce dernier résultat qui confirme la mesure plus ancienne de Sinton (1964) implique, d'après Gillett et al , une température élevée dans les couches supérieures atmosphèriques qui pourrait être due à l'absorption du rayonnement infra-rouge solaire à 3μ, par le méthane de l'atmosphère jovienne.

D'autre part, les récents résultats acquis entre 0,8 et 1,6 cm sont particulièrement intéressants du fait de la présence, à ces longueurs d'onde du spectre d'inversion de NH_3, et donc de l'absorption du rayonnement par l'ammoniac présent dans l'atmosphère de Jupiter.

2) Températures rotationnelles

Les températures rotationnelles mesurées sont dans l'ensemble relativement élevées. Des raies quadrapolaires de H_2 (3 - 0) à 0,8μ, on a déduit une température de 170°K (Zabriskie- 1962) et 120_170°K (Spinrad et Trafton -1963). De la bande 3ν_3 de CH_4 à 1,1 , Owen (1965 déduit une température rotationnelle de 200 ± 25°K, et Danielson (1966) trouve 210 ± 15°K entre 1 et 3μ. Le plus récent résultat est celui de Belton (1969) qui déduit une température de 163± 20°K des mesures des bandes de CH_4 à 0,6 - 0,9 μ.

II.C Conclusions :

L'étude des résultats expérimentaux acquis jusqu'à nos jours au sujet de l'atmosphère jovienne, amène à des conclusions importantes qui ont servi/ de guide dans la construction des modèles atmosphèriques.

1) Les températures élevées mesurées dans l'infra-rouge proche et à 5μ suggèrent l'exstence, vers 210-230°K, d'une couche nuageuse dense, opaque au rayonnement I.R (Savage et Danielson -1968) ; Danielson -1969, Gillett et al 1969. Sa composition reste douteuse (Lewis -1969), elle pourtait faire intervenir de la glace un sel d'ammonium ou de l'hydroxyde d'ammonium. D'autre part, ces flux intenses mesurés dans l'infra-rouge signifient que le rayonnement à ces longueurs d'onde, traverse le nuage de NH_3 cristallisé.

Sur la base de ces remarques, on a adopté un modèle à deux couches, la première couche nuageuse étant transparente au rayonnement I.R de la planète. La seconde couche, chosie comme limite inférieure de l'atmosphère dans le calcul des modèles d'atmosphère, est supposée opaque à toute longueur d'onde ; sa température est de l'ordre de 220°K.

2) Le problème des hautes températures mesurées à 7,7μ et l'interprétation de Gillett et al ont conduit à s'intéresser plus spécialement à la présence éventuelle d'une inversion de température dans l'atmosphère de Jupiter. C'est pourquoi on a construit , comme il est décrit dans la section III, des modèles avec ou sans inversion de température. A l'aide de ces deux types de modèles, on s'est ensuite spécialement intéressé à la façon dont se traduisait l'inversion de température dans le spectre de Jupiter.

III

MODELES D'ATMOSPHERE

Les modèles d'atmosphère utilisés sont ceux de J.S. Hogan(1969). Deux types de modèles ont été adoptés, les premiers (modèles de type L) étant obtenus par un calcul de transfert d'énergie radiative classique, dans le cas non-gris, et les seconds (modèles de type II) faisant intervenir, dans le calcul de transfert, l'énergie solaire absorbée entre 2 et 4μ par le méthane de l'atmosphère de Jupiter, les équations utilisées étant les mêmes par ailleurs.

III. A Hypothèses de base

Tous les modèles ont été construits à partir des hypothèses suivantes :

1) Le nuage de NH_3 cristallisé aux environs de 145°K ne joue pas de rôle dans le transfert d'énergie thermique. Cette hypothèse est basée sur les résultats expérimentaux exposés dans la section II ; si la couche nuageuse de NH_3 cristallisée est transparente à la radiation à 5μ, on peut raisonnablement admettre qu'elle sera transparente à toute radiation de longueur d'onde supérieure à 5μ ; dès lors, le rayonnement thermique de Jupiter, ayant son maximum vers vers 20μ, ne doit pas être perturbé de façon sensible par la couche nuageuse supérieure. Cette hypothèse a été adoptée et discutée en détail par Goodman (L969)

2) Il existe, à une température comprise entre 200 et 230°K, une deuxième couche nuageuse opaque au rayonnement infra-rouge, qui a été prise comme limite inférieure de l'atmosphère. Pour chaque modèle, on a attribué à cette couche de nuages une température et une pression variant respectivement de 210°K à 230°K, et de 2,4 à 7,2 atm. Ces intervalles ont été choisis en fonction des résultats expérimentaux.

C'est par ce fait que les modèles de type I de Hogan se différencient des modèles de Trafton (1967) qui a pris commme paramètre la température effective et a mené ses calculs, utilisant les mêmes équations sans l'intervention de l'énergie solaire, en partant du sommet de l'atmosphère.

L'hypothèse d'une couche nuageuse à température constante pour tout le disque prête à discussion, dans la mesure où il semble (Goody- 1969) que l'atmosphère de Jupiter soit l'objet de mouvements dynamiques et circulatoires complexes. Cette hypothèse implique la construction d'un profil "moyen" des paramètres atmosphériques en fonction de l'altitude.

3) A la limite inférieure de l'atmosphère, H_2, He, CH_4 et NH_3 sont entre eux dans les rapports des abondances cosmiques. Cette hypothèse est en accord avec l'ensemble des mesures d'abondance des éléments. Les autres constituants apparaissent en des quantités trop faibles pour jouer un rôle, tant dans le calcul du bilan thermique que dans celui du spectre d'absorption, et ont de ce fait été omis. Les rapports adoptés sont : 50, 10, 0,05, 0,01.

4) La distribution des constituants atmosphériques non condensibles suit la loi hydrostatique, l'échelle de hauteur étant la même pour tous les gaz et correspondant au poids moléculaire moyen.

Donc, à chaque niveau :

$$\frac{n(z+dz)}{n(z)} = e^{-\frac{dz}{H(z)}} \qquad H(z) = \frac{kT(z)}{mg}$$

L'hypothèse du "mixing ratio" constant lorsque l'altitude varie est adoptée par analogie avec la Terre, où l'existence de mouvements de turbulence entraîne un mélange constant des gaz dans la basse atmosphère. L'échelle de hauteur est de ce fait déterminée par la valeur du rapport H_2/He.
Dans le cas de l'ammoniac qui est le seul constituant de l'atmosphère jovienne susceptible de se condenser , on a admis qu'il suivait la loi hydrostatique jusqu'à ce que H (z) devienne supérieure à l'échelle locale H' (z) correspondant à la loi de saturation, puis qu'il suivait la loi de saturation jusqu'à ce que H (z) devienne de nouveau inférieur à H' (z), NH_3 suivant alors la loi hydrostatique dans la haute atmosphère. La loi de saturation adoptée est celle de Lasker (1963) : $PNH_3 = Ae^{-r/T}$,A et r étante des constantes.

5) L'absorption entre 5 et 100 μa été attribuée principalement à H_2, dont le spectre de rotation-translation induit par pression s'étend de 5μ aux longueurs d'onde millimétriques. Les spectres d'absorption du méthane et de l'ammoniac ont également été inclus dans les calculs, mais sont peu importants, en raison de la pauvreté du spectre dans le cas de CH_4 (le spectre ne s'étend pas au-delà de 8μ), et de la faible concentration dans le cas de NH_3. Les hypothèses 4 et 5 ont été adoptées et discutées également par Trafton (1967).

6) Le processus de convection a été introduit comme suit : à chaque niveau, le gradient radiatif a été comparé au gradient adiabatique ; tant qu'il était supérieur, on a admis que le transfert était convectif ; quand il est devenu inférieur, on a adopté le processus radiatif.

7) L'atmosphère de Jupiter a été supposée à l'E.T.L. Cette hypothèse a été vérifiée par Trafton (1967).

III-B Méthode de calcul

La détermination de la structure atmosphèrique est basée sur une "steady state" solution de l'équation de transfert radiatif. Pour le premier type de modèles, on a écrit que l'énergie totale jovienne absorbée dans une couche infiniment mince à un niveau z donné, était égale à l'énergie totale émise par cette couche ; pour le second type de modèles, cette énergie émise par la couche a été égalée à la somme des énergie jovienne et solaire absorbées par la couche. Les modèles du 1° type sont donc théoriquement incorrects, puiqu'un processus y a été omis ; ils sont présentés ici dans le but d'approfondir l'étude de la variation des spectres infrarouge et millimétrique de Jupiter en fonction du profil de température choisi. Les modèles du second type ont été récemment publiés (Hogan et al - 1969). Le détail des calculs de transfert radiatif et la méthode numérique utilisée (méthode de Newton-Raphson) sont exposés dans Hogan (1968).

III-C Présentation des modèles atmosphèriques

1) Modèles de type I

La table III-1 présente un résumé des caractéristiques des modèles A, B, C de type I. T_G est la température de la couche de nuages inférieure, $P\ (H_2)_G$ la pression partielle de H_2 à ce niveau, ces deux données constituant les conditions aux limites ; T_1 est la température au "sommet" de l'atmosphère T_c est la température où s'arrête la convection, T_s celle où débute la saturation de NH_3 (donc la température du niveau inférieur de la couche cristallisée). T_o, la température effective du modèle. Les figures III 1, III-2 et III-3 présentent le profil de température en fonction de l'altitude et la quantité de chaque constituant atmosphèrique au-dessus du niveau d'altitude z, pour chacun des 3 modèles A, B, C. On y a également porté les résultats des mesures ou estimations de Savage et Danielson (1968), Owen (1969) et Belton (1969). Ces trois modèles attirent les remarques suivantes :

- La température supérieure est élevée (115 °K) et correspond à une température effective très élevée (140 °K). Ces 2 résultats sont en bon accord avec ceux de Wildey (1968) qui a mesuré 117 °K aux bords du disque jovien (10 μ), et ceux de Low (1969) qui a mesuré pour Jupiter une température effective de l'ordre de 140 °K . L'écart avec la valeur de 105 °K, qui est la température d'équilibre avec l'hypothèse d'une émission isotrope dans le cas où seul le flux solaire est responsable de l'émission thermique, implique donc l l'existence d'une source interne d'énergie.

- La couche convective est très épaisse, de l'ordre de 40 km. Ceci implique que dans la partie inférieure de la basse atmosphère, le processus radiatif n'est plus responsable du transfert d'énergie ; le régime dynamique est prépondérant. Cette conclusion rejoint celle de Goody (1969 a et b).

2) Modèles de type II

Les caractéristiques des cinq modèles de type II sont présentées dans la table III-2, où sont indiquées les mêmes caractéristiques que pour les modèles de type I, plus la température minimum. Les cinq profils de température sont présentés figure III-4. Les caractéristiques les plus importantes sont les suivantes :

- Il existe un minimum de température pour quatre modèles sur cinq. Seul le modèle 1 ne présente pas de minimum, a cause de sa faible pression.

- Bien que moins élevées que dans les modèles de type 1, les températures effectives sont très supérieures à 105 °K. Donc ce résultat implique également l'existence d'une source interne d'énergie.

- Comme pour les modèles de type 1, l'épaisseur de la couche convective prouve l'importance des processus de dynamique dans la basse atmosphère.

Remarquons que les calculs faits ne permettent pas de prévoir la structure de l'atmosphère au-delà de 100 km, car, à de plus hautes altitudes d'autres processus apparaissent. Un calcul simple a permis de montrer que les niveaux de pénétration de l'ultra-violet solaire se situaient au-dessus de 100 km ; il est très vraisemblable que la photo-dissiciation de CH_4 et NH_3 par l'ultra-violet solaire modifie, à ces hautes altitudes, le gradient de température.

Mais les mécanismes mis en jeu sont pour l'instant encore mal connus.

Notons enfin que le niveau de pénétration du rayonnement infra-rouge solaire se situe au-dessus du niveau de formation du nuage de NH_3 ; nous n'avons donc pas à nous préoccuper de la transmission du rayonnement infra-rouge proche à travers un tel nuage.

La table III-3 présente, pour le modèle 3, l'abondance de H_2, He, CH_4 et NH_3 au-dessus des niveaux de température de 220°K, 200°K, 180°K, 160°K et 140°K. Une comparaison avec les résultats expérimentaux montre que le modèle 3 est en accord avec les résultats de Savage et Danielson (1968), de Bolton (1969) de Owen (1969) et de Owen et Mason (1969). Le modèle 3 a été choisi parce que c'est celui pour lequel le meilleur accord est obtenu ; les quatre autres modèles indiqueraient des résultats très peu différents. La figure III-5 montre, pour le même modèle, les profils de densité des constituants atmosphèriques en fonction de l'altitude.

Comme dans le cas des modèles de type I, les différentes conditions aux limites choisies ne conduisent pas à des modèles suffisamment différents pour que l'on puisse effectuer une sélection au moyen des mesures d'abondance que l'on possède jusqu'à présent.

En résumé, les huit modèles de J.S. Hogan sont tous en accord raisonnable avec l'expérience ; dans les trois modèles de type I, le processus d'absorption par l'I.R. solaire a été omis ; les cinq modèles de type II sont théoriquement corrects et quatre d'entre eux présentent une inversion. Ces huit modèles ont été utilisés pour l'étude des spectres d'absorption.

IV

LE SPECTRE MILLIMETRIQUE DE JUPITER

De nombreuses mesures du flux de Jupiter ont été réalisées depuis longtemps dans le domaine centimétrique (cf. table II-2), et le problème de l'origine de la composante non-thermique du flux jovien n'est pas nouveau. Mais ce n'est que récemment que les observateurs se sont intéressés à la région 0.8 1,5 cm, où la bande d'absorption dûe au spectre d'inversion de NH_3 doit avoir un effet prédominant sur le spectre jovien. Les mesures de Law et Staelin (1968) et Welch (1969) ont apporté une information sur le spectre de Jupiter au centre de la bande. Il était donc intéressant de reprendre l'étude théorique de l'absorption dans cette région dans les conditions de l'atmosphère jovienne, et de calculer le spectre théorique pour les différents modèles atmosphèriques.

IV-A Les spectres millimétriques des constituants atmosphèriques.

Le spectre d'inversion de l'ammoniac, dû à la transition entre les deux position de l'atome N de part et d'autre du plan des tros atomes H (effet "tunnel") pour chaque valeur du couple (J,K), est situé entre 0.7 cm et 1.6 cm (voir appendice A). 92 raies ont été mesurées, correspondant à différentes valeurs du couple (J,K) entre 11 900 Mc et 40 000 Mc (Townes et Schawlow-1955 ; Nischikawa et Shimoda - 1955). Le centre de la bande est voisin de 23 000 Mc (1.28 cm), où est située la raie la plus intense (J = 3, K = 3).

Ce sont les 92 raies qui ont été utilisées pour la reconstruction du spectre jovien.

Le spectre de rotation-translation induit par pression de l'hydrogène s'étend jusqu'aux ondes millimétriques. Les deux composantes de l'absorption dûes respectivement aux collisions H_2-H_2 et aux collisions H_2-He sont données par Trafton(1967). (voir appendice D). L'absorption décroît aux grandes longueurs d'onde

Dans le domaine millimétrique, le méthane ne présente qu'un spectre induit par pression, analogue à celui de l'hydrogène. Les coefficients d'absorption étant très petits, et l'abondance de CH_4 très faible devant celle de H_2, la contribution du méthane a été tenue pour négligeable dans les calculs. Cette hypothèse a été également discutée et admise par Goodman (1969).

IV-B Méthodes de calcul de la formation du spectre dans l'atmosphère de Jupiter.

1) Absorption dûe à NH_3

L'absorption dûe à chaque raie a été calculée à chaque niveau de l'atmosphère et à chaque fréquence. A la température de l'atmosphère de Jupiter, et à ces basses fréquences, l'élargissement Doppler est négligeable devant l'élargissement dû aux collisions ; il ne deviendrait comparable qu'à de très hauts niveaux de l'atmosphère, où la pression, donc l'absorption, deviennent très faibles. On a donc fait l'hypothèse, pour chaque raie, d'un profil de Van-Vleck Weisskopf, l'élargissement de la raie étant dû aux collisions.

D'après Townes et Schalow (1955), l'absorption dûe à la raie (J,K) est donnée par : $\chi_{JK}(\nu) = \frac{8\pi^2 N_{NH_3} P_{JK} |\mu_{JK}|^2 \nu^2}{3kT} \left[\frac{\Delta\nu}{(\nu-\nu_{JK})^2 + \Delta\nu_{JK}^2} + \frac{\Delta\nu}{(\nu+\nu_{JK})^2 + \Delta\nu_{JK}^2} \right]$

formule dans laquelle :

- ν_{JK} est la fréquence centrale de la raie (J,K) ;
- N_{NH_3} est le nombre de molécules NH_3 par cm^3 (c'est donc une fonction de z) ;
- P_{JK} est la fraction de molécule NH_3 qui sont dans l'état rotationnel (J,K) ; d'après Townes et Schalow (1955)

$$P_{JK} = \frac{S(K)(2J+1)}{4} \sqrt{\frac{B^2 A h^3}{\pi (kT)^3}}\, e^{-(BJ(J+1) + (A-B)K^2)h/kT}$$

où S(K) est proportionnel au poids statistique : S(K) = 12 si K est multiple de 3, S(K) = 6 dans le cas contraire. A et B sont les constantes moléculaires de NH_3 et leur valeur numérique est empruntée à Townes et Schalow (1955) ;

- μ_{JK} est lélément de matrice du moment dipolaire entre les deux états d'inversion : $|\mu_{JK}|^2 = \frac{\mu^2 K^2}{J(J+1)}$

où μ est le moment dipolaire de la molécule NH_3 (Townes et Schalow -1955) ;

- $\Delta\nu_{JK}$ est la demi-largeur de raie.

<u>Calcul de $\Delta\nu_{JK}$</u>

Vue la très faible concentration de NH_3 par rapport à H_2 et He, les seules collisions dont on a tenu compte sont les collisions NH_3-H_2 et NH_3-He. En effet, s'il est vrai que la section efficace de collision est 5 à 10 fois supérieure dans le cas des collisions NH_3-NH_3 à ce qu'elle est dans le cas NH_3-H_2 ou NH_3-He, la fréquence des dernières collisions est au moins 10^3 fois supérieure à celle des collisions NH_3-NH_3 ; donc finalement le "self-broadening" joue un rôle négligeable.

dans ce cas nous avons (T.S - 1955) :

$$\Delta\gamma_{JK} = \frac{N_{H_2}\, v_1\, \sigma_{1JK}}{2\pi} + \frac{N_{He}\, v_2\, \sigma_{2JK}}{2\pi}$$

avec $\quad v_1 = \left(\overline{v}_{H_2}^{\,2} + \overline{v}_{NH_3}^{\,2}\right)^{1/2} \qquad v_2 = \left(\overline{v}_{He}^{\,2} + \overline{v}_{NH_3}^{\,2}\right)^{1/2}$

$\overline{v}_k$ est la vitesse moyenne d'agitation thermique de la molécule k $\quad \overline{v}_k = \left(\frac{2kT}{m_k g}\right)^{\frac{1}{2}}$

D'après Anderson (1950) l'interaction la plus importante est l'interaction entre le moment quadru polaire Q de NH_3 et le moment dipôlaire induit de H_2 et He (voir appendice E.). Dans ce cas nous avons :

$$\sigma_{iJK} = 1.2 \times \pi\, A_{iJK}^{\frac{1}{6}}$$

$$A_{iJK} = 3\left[\frac{15\pi^2 \alpha_i \mu Q}{64\, \overline{v}_i h}\right]^2 \frac{K^2}{J(J+1)} \times$$

(i = 1 ou 2) $$\times\left[1 + \frac{22}{5}\frac{K^2}{J(J+1)} + \frac{121}{21}\frac{K^4}{J^2(J+1)^2} - \frac{K^2}{3J^2(J+1)^2}\left(\frac{22}{5} + \frac{121}{7}\frac{K^2}{J(J+1)}\right) + \frac{121}{63}\frac{K^4}{J^4(J+1)^4}\right]$$

α_i est la polarisabilité du gaz étranger. Les valeurs numériques sont tirées de tables de Ch'nen et Takeo (1957). La valeur numérique du moment quadripôlaire de NH_3 est empruntée à Anderson (1950).

Du fait du faible intervalle de variation de T en fonction de z on a adopté pour le calcul de $\gamma_{JK}(\nu)$, f_{JK}, $\Delta\nu_{JK}$ et A_{JK} une valeur moyenne T = 160°K, dans le but d'alléger les calculs. L'effet est négligeable pour A_{JK} puisque T intervient à la puissance 1/6 ; il l'est moins dans le calcul de f_{JK}, $\Delta\nu_{JK}$ et γ_{JK} mais il est malgré tout très faible, car les variations de T avec z restent insignifiantes en face des variations de N_{H_2}, N_{He} et N_{NH_3} avec l'altitude ; ce sont ces dernières qui déterminent en fait les variations de γ_{JK} en fonction de z.

Enfin, à une fréquence donnée et à un niveau donné z, l'absorption totale en cm^{-1}, due à NH_3 est :

$$\gamma_1(z,\nu) = \sum_{J,K} \gamma_{JK}(z,\nu)$$

2) Absorption due à H_2

Comme il s'agit d'un spectre induit par pression, l'absorption à une fréquence donnée à un niveau d'altitude z donné, l'absorption est proportionnelle au carré de la pression partielle de H_2 dans le cas des collisions H_2- H_2 , et au produt des pressions partielles de H_2 et He dans le cas des collisions H_2 -He (voir appendice D). Alors, si les coefficients d'absorption A_ν et B_ν sont donnés en cm^{-1} atm^{-1} (Savage et Danielson -1968) l'absorption en cm^{-1} due à H_2, au niveau et à la fréquence , s'écrit :

$$\gamma_2(z,\nu) = A_\nu \frac{N_{H_2}^2}{L_0^2} + B_\nu \frac{N_{H_2} N_{He}}{L_0^2}$$

où L_0 est le nombre de Loschmidt, exprimé en nombre de particules par cm^3.

Donc l'absorption totale, en cm^{-1} s'écrit : $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$

Une fois $\gamma(z,\nu)$ calculé, les températures de brillance en ont été déduites comme indiqué dans la section II.

IV-C Résultats

1) Remarques générales

Au centre de la bande et à de plus grandes longueurs d'onde, les calculs ont montré que l'absorption due à H_2 était négligeable devant l'absorption due à NH_3. C'est pourquoi, au-delà de 3 cm, lorsque l'influence du spectre d'inversion de NH_3 ne se fait plus sentir, la température de brillance augmente rapidement avec . Par contre, lorsqu'on déplace vers les courtes longueurs d'onde, l'absorption due à H_2 augmente et n'est plus négligeable ; elle maintient à 1 mm la température de brillance de Jupiter aux environs de 150°K.

Le calcul de $\tau(z, \nu)$ montre que les niveaux d'où provient le rayonnement sont situés dans la région où la distribution de NH_3 en fonction de l'altitude suit la loi de saturation, et où NH_3 devient fonction de T. Comme $\gamma(z, \nu)$, au centre de la bande, est une fonction de z principalement par l'intermédiaire de N_{NH_3}, il en résulte que dans l'équation de transfert, l'intégration est effectuée sur T et non sur z ; dès lors, le profil T(z) n'intervient pas fortement dans le calcul de T (ν) au centre de la bande. C'est ce que l'on observe dans tous les modèles, où la température de brillance est toujours comprise entre 120 et 125 °K.

Une augmentation de la pression totale entraîne un élargissement de chaque raie, d'où un élargissement et un chevauchement de l'ensemble des raies. Le résultat est un spectre dans lequel il devient impossible de distinguer les raies ou même les groupes de raies ; d'autre part, l'absorption augmente dans les ailes et diminue au centre de la bande. La différence est visible par comparaison des modèles A et C (fig. IV-I) ou 1 et 5 (fig. IV-3) par exemple.

2) Modèles de type I

Les spectres obtenus, entre 0,5 et 2 cm, avec les 3 modèles A, B et C de type I sont présentés fig. IV -1 ; on y a ajouté, à titre indicatif, les positions et intensités des raies les plus importantes (Townes et Schalow -1955).

Le spectre A présente des maxima relatifs correspondant aux groupes de raies les plus importantes, ce qui est dû à sa faible pression. L'ensemble des températures de brillance est relativement élevé, car les températures du modèle A le sont elles-mêmes ($T = 123^{\circ}K$ au sommet).

Les spectres B et C présentent des températures voisines au centre de la bande, ce qui peut s'expliquer de la façon suivante : l'augmentation de pression, pour le modèle C, a tendance à augmenter l'absorption dans les ailes (l'effet est visible), et à la diminuer au centre ; ce dernier effet n'est pas visible car il est compensé par un autre facteur ; l'augmentation générale de la pression entraîne celle, en particulier, de NH_3, donc une augmentation de l'absorption à toutes les longueurs d'onde et en particulier au centre. C'est pourquoi en définitive, les deux spectres présentent un minimum vers $120^{\circ}K$

La figure IV-2 présente les mêmes spectres A, B, et C, variant cette fois de 1 mm à 10 cm. L'écart avec les mesures du flux de Jupiter au-delà de 3 cm met en évidence l'existence de la composante non thermique du flux.

3) Modèles de type II

Les 5 spectres obtenus entre 0,5 et 2 cm avec les 5 modèles de type II sont présentés figure IV-3.

Le spectre 1 est très voisin du spectre A de la figure IV-1, ce qui n'est pas surprenant puisque les conditions aux limites sont très voisines, et que le profil de température ne présente pas d'inversion.

On voit que dans les modèles 2 et 3, l'inversion existant dans le profil de température se traduit par une inversion dans le spectre millimétrique ;

aux longueurs d'onde où l'absorption est la plus importante, le rayonnement provient des couches supérieures de l'atmosphère, où la température croît à nouveau. On observe donc dans le spectre d'absorption une inversion des maxima et minima relatifs au centre de la bande. Cette inversion est surtout sensible dans le cas du modèle 2, pour lequel l'inversion dans le profil de températures est la; plus marquée. Du fait de leur trop forte pression, les modèles 4 et 5 ne présentent pas cette caractéristique.

IV-D Comparaison avec les résultats expérimentaux

Tous les modèles sont en bàn accord avec les mesures entre 1 mm et 9 mm. L'accord avec la mesure de Low à 1 mm (Low -1966 et 1968) confirme que l'absorption à cette longueur d'onde est bien due à l'hydrogène.

On obtient au centre de la bande un accord raisonnable, tous les modèles, tant ceux de type I que ceux de type II, conduisant à des températures légèrement trop élevées.

Un désaccord apparait à 1." cm entre les modèles et les mesures de Welch d'une part, et les mesures de Law et Staelin d'autre part, qui présentent un minimum à cette longueur d'onde. Ce minimum ne peut s'expliquer par l'absorption due à NH_3 ou H_2 ; par contre, H_2O présente une bande à 1.3 cm . Les quantités mises en jeu dans l'atmosphère de Jupiter sont insuffisantes pour être la cause de l'absorption trouvée par Law et Staelin ; peut-être est-ce la vapeur d'eau de l'atmosphère qui est responsable de l'écart. D'autres mesures seraient nécessaires dans cette région pour résoudre le problème.

Une autre caractéristique étonnante est la faible température mesurée par Welch entre 0,9 et 1,1 cm. Dans cette région également, ni NH_3, ni H_2 ne peuvent être responsables du maximum d'absorption. Un certain nombre de molécules présentent une bande d'absorption à ces longueurs d'onde, en particulier CH_2O_2, CH_2O_2, NO_2, O2, SO_2... (Barrett-1963), mais ces molécules devraient exister en grande quantité dans l'atmosphère de Jupiter pour donner lieu à une telle absorption. Là aussi, d'autres mesures seraient nécessaires pour confirmer ou infirmer les résultats de Welch.

Notons enfin que les mesures que l'on possède actuellement ne permettent pas de mettre en évidence expérimentalement l'éventuelle existence d'une inversion de température. Une série de mesures à haute résolution du centre de la bande de NH_3 serait donc extrêmement intéressante.

Par ailleurs, on voit que les huit modèles sont en bon accord avec les mesures entre 1,6 et 3 cm. Au-delà de 3 cm, on voit apparaitre l'écart dû à la composante non-thermique du flux radio de Jupiter. La courbe ttacée, représentant la composante thermique du flux permet de donner, à chaque longueur d'onde, une estimation de cette composante non-thermique. On a suggéré comme hypothèse pour l'origine de celle-ci, le rayonnement synchroton des électrons situés dans des ceintures de Van Allen extérieures à Jupiter. Le vol spatial prévu pour Jupiter en 1972 permettra sans doute d'apporter une réponse à ce problème.

IV-E Discussion et critique :

Remarquons d'abord que les températures de brillance proches de la température de la couche inférieure, c'est à dire correspondant à une absorption pratiquement nulle, sont vraisemblablement trop basses ; en effet, rien ne prouve que la couche nuageuse inférieure, supposée opaque au rayonnement I.R, le soit également aux ondes radio ; c'est même vraisemblablement faux, puisque des températures de brillance plus élevées ont été mesurées dans le domaine radio (Berge-1966). Seules peuvent être considérées comme correctes des températures de brillance correspondant à des niveaux pour lesquels $\tau(z,\nu)$ est voisin de 1, puisque le calcul de $\tau(z,\nu)$ ne fait intervenir que les propriétés de l'atmosphère située au-dessus, et non au-dessous, du niveau donné.

Dans le cas du spectre millimétrique,,les courbes obtenues sont donc correctes jusqu'à 10 cm environ ; au-delà, il est difficile de prévoir le rôle de l'éventuelle couche nuageuse située aux environs de 220 °K, On pourrait faire un calcul approché, en supposant que, en-dessous du niveau 230 °K, le gradient de température continue à être adiabatique, et que le rayonnement aux ondes radio traverse la couche dense sans être perturbé . De toutes façons, la comparaison des résultats expérimentaux et des courbes théoriques en vue d'une estimation de la composante non-thermique, est possible entre 3 et 10 cm.

Si le calcul de l'absorption par NH_3 a été fait très exactement, il n'en n'est pas de même pour l'absorption par H_2.

Le spectre de H_2 utilisé pour les calculs résulte d'études en laboratoire,

, et sans tenir compte des effets de la température. Une étude plus approfondie nécessiterait, d'une part une meilleure connaissance des coefficients d'absorption à grande longueur d'onde, d'autre part une prise en considération des variations possibles de ces coefficients avec la température.

Remarquons enfin que, si le spectre millimétrique ne nous permet pas pour l'instant, de faire une sélection entre les différents modèles d'atmosphère, l'acquisition de données expérimentales nouvelles peut accroître son intérêt dans trois domaines : l'étude de l'éventuelle absorption entre 0,9 et 1,1 cm, pour la détermination d'un nouveau constituant ; l'étude à haute résolution du centre de la bande, pour l'existence d'une inversion dans le profil de température ; enfin l'étude du flux radio entre 3 et 10 cm, pour une estimation plus précise de la composante non-thermique.

LE SPECTRE INFRA-ROUGE LOINTAIN DE JUPITER

Il n'existe pour l'instant aucune mesure du flux infra-rouge lointain de Jupiter au-delà de 50 μ ; cette absence de renseignements est due aux grandes difficultés techniques rencontrées dans cette région spectrale où la vapeur d'eau de l'atmosphère terrestre absorbe considérablement le rayonnement Néanmoins, des projets de manipulation étant en cours actuellement, l'étude faite dans le domaine millimétrique a été étendue à l'infra-rouge lointain. Là encore, l'ammoniac et l'hydrogène sont responsables de l'absorption ; les équations utilisées pour le calcul théorique du spectre jovien sont analogues à celles qui ont été employées dans la section IV.

V-A Les spectres des constituants atmosphériques dans l'infra-rouge lointain :

Comme nous l'avons vu précédemment (IV-A), le spectre du méthane peut être négligé dans le calcul de l'absorption au-delà de 10 μ. L'hydrogène n'a pas d'autre bande d'absorption que celle de son spectre induit par pression (appendice D), dont il a déjà été tenu compte dans le calcul du spectre millimétrique.

L'ammoniac présente entre 40 et 300 μ un spectre de rotation pure (voir Appendice A), dont la plus récente étude a été faite par Dowling (1968). Entre 35 et 240 cm^{-1}, 143 raies ont été calculées, très proches des valeurs observées, formant 11 groupes de raies équidistants en fréquence, chaque groupe correspondant à une valeur donnée de J. L'existence des différentes raies, dans chaque groupe, est dûe soit à différentes valeurs prises par K, soit au dédoublement de la raie (J, K) dû à l'effet "tunnel" de la molécule NH_3. Ces 143 raies ont été utilisées dans le calcul de l'absorption.

V-B Formation du spectre dans l'atmosphère de Jupiter :

L'absorption due à l'hydrogène a été calculée de la même manière que dans le cas millimétrique (voir IV-B 2).

Pour le calcul de l'absorption par NH_3, les mêmes hypothèses et les mêmes équations de base ont été utilisées, sans l'approximation de Rayleigh-~~Jeans~~ Jeans. On a adopté pour chaque raie un profil de Van-Vleck -Weisskopf, en supposant que , dans ce cas encore, l'élargissement des raies était dû aux collisions.

Pour une transition J → J + 1, l'absorption s'écrit :

$$\sigma_{JK}(\nu) = \frac{8\pi^2}{3hc} |\mu_{JK}|^2 \frac{\nu^2}{\nu_{JK}} \left(1 - e^{-h\nu_{JK}/kT}\right) N_{NH_3} f_{JK} \times \left[\frac{\Delta\nu_{JK}}{(\nu-\nu_{JK})^2 + \Delta\nu_{JK}^2} + \frac{\Delta\nu_{JK}}{(\nu+\nu_{JK})^2 + \Delta\nu_{JK}^2} \right]$$

formule dans laquelle $(\mu_{JK})^2$ a une valeur différente de celle d'un spectre d'inversion :

$$|\mu_{JK}|^2 = \mu^2 \frac{(J+1)^2 - K^2}{(J+1)(2J+1)}$$

Les autres symboles ont la même signification que dans IV-B 1).

Dans le calcul de $\Delta\nu_{JK}$, on a admis que l'interaction la plus importante était celle qui intervient entre le dipôle de NH_3 et le dipôle induit de H_2 et He (Appendice E). Peu de choses sont connues de ce type d'interaction, en particulier on ne dispose pas actuellement de calculs analogues à ceux d'Anderson (1950), donnant la valeur de la section efficace de cette interaction pour chaque couple (J, K). De ce fait, on a adopté dans les calculs la valeur des sections efficaces de collision NH_3- H_2 et NH_3 - He, calculée par la théorie cinétique. $\Delta\nu_{JK}$ a ensuite été calculé de la même manière que dans IV-B 1).

L'absorption en cm^{-1}, à une fréquence et à une altitude données, a été calculée par sommation sur toutes les raies, comme dans le calcul du spectre millimétrique. Une 2° sommation sur tous les niveaux $z' > z$ donne l'épaisseur optique . La température de brillance est alors obtenue de la manière décrite dans la section II :

V-C Résultats

Les figures V-1 à V-4 présentent les spectres I.R lointains calculés pour quatre modèles particuliers : le modèle B de type I et les modèles 2, 3 et 4 de type II. Les raies les plus importantes et les valeurs de J correspondantes sont indiquées en haut de chaque figure.

1) Généralités

Que les raies apparaissent en émission ou en absorption selon que les modèles présentent ou non une inversion de température, tous les spectres montrent que l'intensité de ces raies est beaucoup plus forte que dans le domaine millimétrique : cela est dû à la dépendance en ν^2 de γ, les autres quantités intervenant dans le calcul de γ variant peu du spectre millimétrique au spectre I.R.

NH_3 absorbe peu aux extrêmités de la bande de rotation : à 1 mm, la température de brillance est de 160°K , ce qui correspond à la contribution de l'hydrogène. Ce résultat montre par ailleurs qu'il n'était pas nécessaire d'inclure les raies de rotation de NH_3 dans les calculs de la section IV.

Aux extrêmités de la bande d'absorption , la température est d'autant plus élevée que la pression est plus faible : ce fait est dû à la prépondérance de l'hydrogène, dont le coefficient d'absorption varie comme P^2.

A mesure que l'on se déplace vers les grandes longueurs d'onde, à partir de 40 μ, l'absorption due à H_2 diminue, tandis que celle qui est dûe à NH_3 augmente quand on se rapproche du centre de la bande. De plus, l'intensité des raies passe par un maximum pour J = 5 (Herzberg-1945). L'ensemble de ces effets contribue à produire une faible augmentation de l'absorption entre les groupes de raies, le maximum étant situé vers 100 μ, avec des températures de brillance de l'ordre de 125 à 130 $^{\circ}$K.

2) Discussion des spectres obtenus

Les mêmes caractéristiques apparaissent dans tous les spectres . L'inversion de température des modèles 2, 3 et 4 se traduit par de fortes raies d'émission dans le spectre I.R lointain de chacun de ces modèles, tandis que des raies d'absorption apparaissent aux mêmes longuers d'onde, dans celui du modèle B.

Les températures de brillance obtenues à partir du modèle B sont étalées sur un faible intervalle : 120-130 $^{\circ}$K. Les modèles A et C donneraient des figures analogues : comme il a été discuté dans la section IV-C, le profil A présenterait un décalage général d'environ 5 $^{\circ}$K vers le haut, tandis que le profil C présenterait les mêmes minima locaux, avec des températures de brillance un peu plus faibles entre les raies. Le modèle 1, qui ne présente pas non plus d'inversion, donnerait un spectre très proche de celui du modèle B.

L'observation des spectres 2, 3 et 4 montre que l'effet mawimum d'inversion est réalisé pour le modèle 2, et l'effet minimum pour le modèle 4, comme dans le sens du spectre millimétrique et pour les mêmes raisons. Le modèle 5 présenterait une forte absorption aux exptrêmités de la bande et entre chaque groupe de raies, et une faible inversion au centre de chaque raie.

Sur les figures V-1 à V-4, la résolution n'est pas suffisante pour mettre en évidence la structure détaillée des raies de chaque groupe ; a titre d'exemple, la figure V-5 montre le spectre calculé tous les 0,2 cm^{-1}, ~~pou~~ pour les groupes J = 3 à J = 7 du modèle 2, ainsi que les positions des raies pour chaque groupe. On voit que la structure en doublet, mentionnée par Herzberg (1945), et observée par Badger et Cartwright (1933), apparaît très nettement jusqu'à J = 6 (voir appendice A).

V-D Discussion et conclusions

De même que dans le cas du spectre millimétrique, le calcul de l'absorption dûe à l'hydrogène apporte un facteur d'imprécision.

Le procédé de calcul de l'absorption par NH_3 utilise toujours des équations exactes, mais l'hypothèse d'un profil de Van-Vleck-Weisskopf pour chaque raie est sans doute moins valable que dans le domaine millimétrique. En effet, vers 50μ, l'élargissement Doppler devient comparable à l'élargissement dû à la pression dans la haute atmosphère. Comme les couches atmosphériques supérieures contiennent une quantité très faible de gaz, il est vraisemblable qu'une telle approximation est sans conséquence pratique.

Une théorie plus élaborée devrait néanmoins tenir compte des deux effets, et les combiner en un profil de Voigt :

$$\alpha(\nu) = \frac{\alpha \Delta\nu_c}{\sqrt{\pi^3}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2-(p-y)^2}\,dy \qquad p = \frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu_D} \qquad a = \frac{\Delta\nu_D}{\Delta\nu_c} \qquad \alpha = \int_0^{\infty} \alpha_\nu\, d\nu$$

$\Delta\nu_D$ et $\Delta\nu_c$ étant respectivement les demi-largeurs de raie de Doppler et de Lorentz (la quantité α est indépendante du profil de la raie).

Enfin, l'approximation consistant à adopter, comme diamètre de collision le diamètre donné par la théorie cinétique, est certainement dans incidence devant celle qui consiste à négliger l'élargissement Doppler.

Ce travail ne constitue donc qu'une étude préliminaire dans la recherche du spectre théorique de Jupiter dans l'infra-rouge lointain. Il montre néanmoins l'extrême intérêt que présente cette région spectrale pour l'étude de la basse atmosphère de Jupiter, et laisse prévoir l'étendue des renseignements que l'on pourra tirer de mesures effectuées à ces longueurs d'onde.

b VI

LE SPECTRE INFRA ROUGE DE JUPITER

L'étude du flux émis par Jupiter dans la région spectrale 3 - 30μ est intéressante à bien des égards. Tout d'abord c'est l'absorption dans l'infra-rouge qui détermine la structure thermique de l'atmosphère jovienne, puisque le spectre du corps noir correspondant à la température de l'atmosphère (150°K est situé dans l'I.R, avec maximum vers 20μ. Par ailleurs, l'intervalle 3-30μ contient de fortes bandes d'absorption dues à H_2, CH_4 et NH_3 on peut donc espérer tirer de l'étude des températures de brillance des renseignements sur tous les constituants atmosphèriques, et non seulement H_2 et NH_3, comme dans les études pécédentes. Enfin, les très nombreuses mesures réalisées dans l'infra-rouge (voir section II) permettront de discuter les modèles construits.

VI-A Les spectres I.R des constituants atmosphèriques

Le spectre de rotation-translation de l'hydrogène (Appendice D) qui est déjà intervenu dans les calculs précédents, présente un maximum aux environs de 17μ ; de ce fait, l'hydrogène détermine pratiquement le spectre jovien entre 12 et 20μ.

En raison de sa structure symétrique pyramidale, la molécule NH_3 possède 4 bandes fondamentales à 2.5μ, 5μ, 3μ, 6μ, et 10μ, des bandes de combinaison sont présentes à 16 et vers 5μ(Appendice B). Le sepctre résultant présente deux bandes très fortes à 3 et 10μ, et une bande d'intensité moyenne à 6μ, comme le montre la figure VI -1, extraite du catalogue de Pierson et al (1954).

Des mesures précises de l'absorption dans les bandes 10 , 6 et 3μ ont été obtenues par France et Williams (1966), pour un vaste ensemble de couples (P,W incluant l'intervalle de variation correspondant à l'atmosphère de Jupiter. Les mesures de la largeur équivalente W de chaque bande ont permis de déterminer dans les trois cas, les nombres m et n tels que $W \propto P^m w^n$. France et Williams ont trouvé m et n , des valeurs respectivment voisines de 0,5 et 0,3, ce qui montre pour n un léger écart à la "strong line approximation". En 1969, de nouvelles mesures ont été effectuées, à 16 et entre 20 et 35μ.

La molécule CH_4 appartient au groupe des molécules sphériques (Appendice C), et présente 2 bandes vibrationnelles très intenses à 3 et 7μ, ainsi que des bandes de combinaison très faibles entre 5 et 6μ. Le spectre donné par Pierson et al (1954) indique que celles-ci sont négligeables face aux bandes fondamentales. Des mesures précises ont été faites par Burch et Williams (1962) les valeurs numériques des coefficients m et n pour ces 2 bandes sont citées par France et Williams (1966), et proches respectivement de 0,4 et 0,2.

On voit que le spectre I.R de Jupiter est très riche, car il présente des régions où plusieurs constituants agissent ensemble, et des régions où l'un des constituants domine. De cette étude préliminaire, on peut tirer les résultats qualitatifs suivants :

- Très forte absorption à 3μ, dûe à CH_4 et NH_3 .
- Absorption pratiquement nulle à 4-5μ.
- Très forte absorption à 7,7μ, dûe à CH_4 .
- Forte absorption à 10μ, dûe à H_2 et NH_3 .
- Forte absorption au-delà de 10μ, dûe principalement à H_2.

Les maxima sont donc situés à 3μ et surtout 7,7μ. En particulier dans cette dernière région, on s'attend à ce que le flux provienne des niveaux supérieurs de l'atmosphère ; l'intervalle 7-8μ est donc particulièrement intéressant pour l'étude des températures au-dessus de la couche convective.

VI-B Calcul de l'absorption dans l'I.R par l'atmosphère de Jupiter :

Une étude détaillée aurait nécessité l'introduction de toutes les raies des bandes vibration-rotation, le calcul de leur position et de leur intensité. Dans le but d'obtenir un premier résultat concernant toute la région 3 - 30μ, et de déterminer éventuellement les intervalles spectraux qui mériteraient une telle étude, on s'est limité, dans cette section, à un calcul utilisant l'emploi d'un modèle de bande, et basé sur des résultats acquis en laboratoire Cette option se justifie aussi par les estimations déjà faites dans les hypothèses concernant les modèles atmosphériques, et l'imprécision existant actuellement dans les mesures de températures de brillance I.R.

Pour décrire les bandes de vibration-rotation de CH_4 et NH_3, on a utilisé le modèle statistique de Goody (1964) qui est en bon accord avec l'expérience (Moroz-1966, Plass-1966).

Si $\bar{A}$ est l'absorption moyenne dans la bande, $\bar{W}$ la largeur équivalente définie par $\bar{A} = \int \bar{\tau} dv$, et δ l'espace moyen entre 2 raies, on a :

$$\bar{A} = 1 - e^{-\bar{W}/\delta}$$

Une telle formule peut être utilisée pour calculer l'absorption moyenne dans tout intervalle contenant un grand nombre de raies spectrales.

On a donc divisé l'intervalle 500 cm^{-1} - 3000 cm^{-1} en sous-intervalles d'une largeur de 100 cm^{-1} et on a calculé $\bar{A}$ dans chacun de ces sous-intervalles, en utilisant la formule ci-dessus. Soit P la pression moyenne au-dessus du niveau z et w la quantité de gaz absorbant en cm^{-1}, au-dessus de ce même niveau ; pour les variations de $\bar{W}$ avec P et w, on a adopté la loi $\bar{W} \propto p^m w^n$. Pour calculer τ_z, épaisseur optique au-dessus du niveau d'altitude z, on a calculé le couple $(P, W)_z$ correspondant : P, étant pris égal à P (z)/2, selon la méthode habituelle (Moroz-1966). w, a été calculé à tous les niveaux.

Connaissant, par mes mesures en laboratoire, une valeur particulière de $\bar{A}_o$, dans chque sous-intervalle, pour le couple (P_o, w_o) on en déduit $\bar{A}z$ dans chque sous-intervalle, pour tout couple $(P, w)_z$:

$$\bar{A}_z = 1 - e^{-\rho P^m w^n}$$

la constante ρ étant déterminée par

$$\bar{A}_o = 1 - e^{-\rho P_o^m w_o^n}$$

et τ_z s'en déduit par $\tau_z = \log \frac{1}{1-\bar{A}_z}$

Le couple (P_o, w_o) a été choisi dans chque cas, à l'intérieur de l'intervalle de variation de (P, w) dans l'atmosphère de Jupiter.

VI-C Résultats

Les figures VI-2 et VI-3 montrent les résultats obtenus respectivement avec les 3 modèles de type I et les 5 modèles de type II, entre 3 et 20 μ. Au-delà de 30 μ, les spectres n'ont pas été tracés en raison de leur moindre intérêt : le coefficient d'absorption de H_2 décroissant lentement, la température de brillance s'élève régulièrement dans chacun des modèles jusqu'aux environs de 130 °K vers 35 μ.

1) Remarques générales

Tous les modèles présentent entre 4 et 5μ de très hautes températures de brillance dues à la faible absorption dans cette région. Elles correspondent en fait, à la température adoptée dans chacun des cas pour la couche de nuages denses. Il faut noter aussi qu'à ces régions atmosphèriques où le gradient est élevé, une faible variation de τ se traduit par une forte variation de la température de brillance, et l'imprécision dans le calcul de l'absorption entraîne une marge d'erreur plus grande que dans les autres intervalles spectraux.

Aux longueurs d'onde inférieures à 4μ, il devient difficile d'interpréter les résultats à cause de la présence vraisemblable, dans le flux mesuré, d'une composante due au flux solaire réfléchi ; d'autre part, on ne peut sans doute plus négliger la diffusion, par le nuage de NH_3, du rayonnement de longueur d'onde inférieure à 4μ. C'est pourquoi on ne peut pas tirer de renseignements très précis des résultats obtenus à 3μ.

Au-delà de 10μ, tous les modèles présentent une forte absorption due au rôle prépondérant de l'hydrogène. Pour chaque modèle, l'absorption est d'autant plus forte que la pression, choisie dans les conditions aux limites, est plus élevée.

2) Modèles de type I

Les 3 spectres correspondant aux modèles de type I sont présentés figure VI-2. Tous trois se caractérisent par un très minimum à 7.7μ qui traduit la très forte absorption due à CH_4. A cette longueur d'onde, la température de brillancecorrespond à la température au sommet de l'atmosphère pour chacun des modèles ; l'écart entre les 3 profils construits se traduit par un léger écart dans les températures de brillance minimales.

Un deuxième minimum, moins sensible, est visible à 6μ et est dû à NH_3. Les courbes présentent encore 2 autres minima locaux à 3,3 et 3μ, dus respectivement à CH_4 et NH_3. Comme il a été dit plus haut, l'interpétation de ces résultats est assez aléatoire.

3) Modèles de type II

Les 5 modèles de type II sont présentés figure VI-3. Le trait le plus marquant est la présence, dans les spectres 2, 3, 4 et 5 d'un maximum local à 7,7μ qui traduit l'existence de l'inversion de température dans chacun de ces modèles. L'absence d'inversion dans le modèle 1 se traduit par un minimum dans le spectre , analogue à ceux des spectres de type I. La même caractéristique se manifeste à 3,3μ.

A 6 et à 3μ où se trouvent les bandes de vibration-rotation de NH_3, l'absorption n'est pas suffisante pour donner lieu à une inversion : le rayonnement provient des couches inférieures de l'atmosphère, et l'absorption se traduit par un minimum local.

VI-D Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les nombreux résultats obtenus dans la "fenêtre atmosphérique" et les mesures de Gillett et al au-delà de 10μ indiquent que ce sont les modèles B,2 et 3 qui s'accordent le mieux avec l'expérience ; ces résultats rejoignent ceux de la section III et indiquent qu'on a vraisemblablement une pression de 4 à 5 atmosphères à une température voisine de 230°K.

Les flux élevés mesurés à 8μ par Gillett et al (1969) d'une part, par Sinton (1964) d'autre part, s'expliquent très bien si une inversion de température est présente dans l'atmosphère de Jupiter ; on est ainsi conduit à sélectionner les modèles 2 et 3.

Enfin, les températures mesurées à 5μ ne sont pas suffisantes pour l'instant pour que l'on puisse en tirer des renseignements sur la température exacte de la couche de nuages. Les récentes cartes obtenues à 5μ par Westphal (1969) montrent de très grosses variations dans l'intensité du flux reçu selon les points du disque. Ce résultat tend à montrer l'existence du phénomène de turbulence dans la partie inférieure de l'atmosphère de Jupiter, comme l'a indiqué également Goody (1969).

VI-E Discussion et critique

Comme il a été dit précédemment, on ne peut pas attendre des calculs présenté dans cette section la même précision que dans les cas précédents. Pour le calcul de l'absorption par H_2, il convient de faire les mêmes réserves que dans les sections IV et V. Dans le cas de CH_4 et NH_3, la méthode employée est correcte au centre des bandes où les intervalles contiennent un très grand nombre de raies, mais elle l'est moins à l'extérieur ; c'est pourquoi les épaisseurs optiques et les températures de brillance calculées à 5μ doivent être avec réserve. D'autre part, les calculs faits ne tiennent pas compte des variations des coefficients d'absorption avec la température, ce qui introduit un autre facteur d'incertitude. Par ailleurs, on ne peut interpréter que qualitativement les résultats en-dessous de 4μ, les hypothèses de base ne s'appliquant plus à ces longueurs d'onde.

L'intérêt de l'étude réside dans le fait que les conclusions que l'on en tire - existence d'une inversion de température dans le profil atmosphérique, détermination de conditions aux limites - ne sont pas altérées par les imprécisions inhérentes à la méthode.

Elle nous permet d'autre part de voir que la région 5-9μ est la plus intéressante pour l'étude de la basse atmosphère de Jupiter, et que c'est dans cet intervalle spectral qu'il convient de reprendre une étude plus précise et plus détaillée de l'absorption.

La comparaison des spectres I.R calculée et des mesures nous a donc permis de tirer quelques conséquences très importantes sur l'atmosphère jovienne. Tout d'abord, elle confirme l'existence d'une inversion de température que les calculs de transfert radiatif, tenant compte de l'absorption I.R solaire, avaient mise en évidence ; ensuite elle permet de donner une estimation des paramètres atmosphériques au niveau de la couche de nuages dense ; la pression y est de l'ordre de 4 à 5 atmosphères et T de l'ordre de 220 à 230 $^{\circ}$K. La région 5-9μ est du plus grand intérêt pour une meilleure connaissance des conditions de l'atmosphère jovienne, et reste à approfondir tant du point théorique que du point de vue expérimental.

VII

DISCUSSION ET CONCLUSIONS

L'étude précédente a donc montré qu'il était possible, à partir des résultats expérimentaux et d'une étude de l'absorption par l'atmosphère jovienne, de dégager quelques traits essentiels de la structure atmosphèrique : l'existence d'un minimum de température aux environs de 115-120 °K, au sommet d'une épaisse zone convective qui s'étend jusqu'à une dense couche de nuages à 220-230 °K. Ces résultats ont été obtenus à partir du seul intervalle 5-10 μ ; mais d'autres régions spectrales peuvent également être utilisées pour une meilleure détermination des conditions atmosphèriques de Jupiter.

L'ensemble des résultats acquis dans les sections IV, V et VI est présenté figure VII-I, qui montre le spectre d'absorption de Jupiter de 3 à 10 cm pour 2 modèles atmosphèriques particuliers. Les modèles B et 2 ont été choisis car ils correspondent aux mêmes conditions aux limites :
$T_G = 230\,°K$, $P(H_2)_G = 4000$ mb.

Cette figure montre que l'inversion de température se traduit en de nombreux points du spectre ; de ce fait, plusieurs intervalles méritent, comme nous l'avons vu, une étude plus approfondie. En particulier, une étude théorique plus complète s'impose entre 5 et 10 μ, et pour le spectre infra-rouge lointain. Elle devrait dans le premeir cas faire intervenir la contribution de chaque raie de vibration-rotation, de façon à obtenir une estimation plus exacte de l'absorption, notamment aux extrêmités des bandes vibrationnelles ;

Dans le second cas, il serait nécessaire d'évaluer l'influence de l'élargissement Doppler sur le profil de chaque raie de rotation.

Du point de vue expérimental, de nouvelles mesures à 8μ seraient très précieuses, ainsi que des mesures dans l'infra-rouge lointain. Dans le domaine millimétrique, des mesures à haute résolution du centre de la bande d'inversion, en particulier à 1 cm, apporteront également des éléments nouveaux à cette étude.

Ainsi, par un approfondissement tant théorique qu'expérimental de l'étude du flux jovien, depuis l'infra-rouge jusqu'aux ondes radio il sera possible d'obtenir des résultats de plus en plus précis sur la structure de l'atmosphère jovienne.

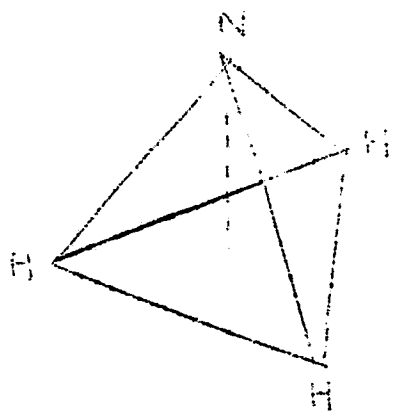
Remarquons enfin qu'une étude semblable pourrait être envisagée dans le cas de Saturne ; le récent spectre I.R obtenu par Gillett et al (1969) signale en effet la même augmentation de flux à 8μ, ce qui suggère l'existence pour Saturne aussi d'une inversion de température. Par ailleurs, une étude comparée des atmosphères de Jupiter et de Saturne pourrait d'un grand intérêt comme contribution au problème plus général de l'histoire et de l'évolution des atmosphères planétaires.

APPENDICE A

LA MOLECUL NH_3-SPECTRE D'INVERSION ET SPECTRE DE ROTATION PURE

I-Structure de la molécule

La molécule NH_3 a la structure d'une pyramide régulière, dont la base est un triangle équilétaral ayant pour sommet les 3 atomes H, et dont le sommet est l'atome N. Elle possède donc un axe de révolution d'ordre 3.



La distance N-H étant grande devant la distance de N au plan des H, la molécule se classe dans la catégorie des "oblate symetric top molecules".

Donc avec les notations habituelles (Townes et Schalow-1955), $I_z > I_B$ donc $B > A$

avec $B = \frac{h}{8\pi^2 I_B}$ $A = \frac{h}{8\pi^2 I_z}$

Niveaux d'énergie de rotation

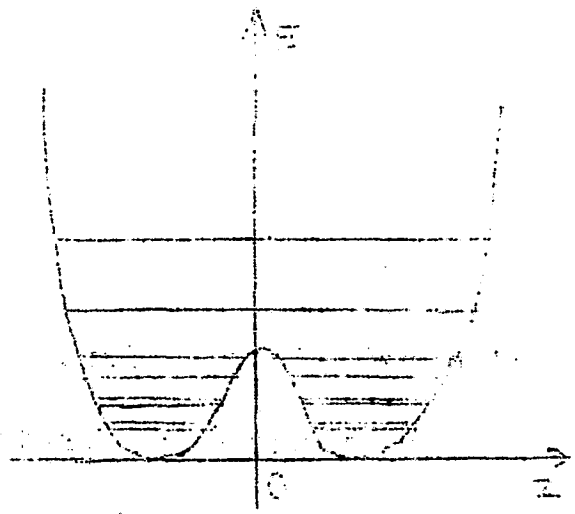
Si le moment angulaire P est défini par les nombres quantiques J et K, tels que : $P^2 = \frac{J(J+1)h^2}{4\pi^2}$ $P_z^2 = \frac{K^2 h^2}{4\pi^2}$

l'énergie de rotation est : $W = h[BJ(J+1) + (A-B)K^2]$

Les poids statistiques des différents niveaux d'énergie (J,K) qui sont proportionnels à la probabilité pour la molécule de se trouver dans l'état (J,K), et à la population des niveaux (J,K), sont influencés par les spins nucléaires ; à cause de la présence d'un axe de révolution d'ordre 3, on a la règle suivante : le poids statistique du noveau (J,K) est multiplié par 2 lorsque que K est multiple de 3.

II Effet tunnel et spectre d'inversion

La courbe de potentiel de NH_3, fonction de la distance Z de N au plan des H, montre un net maximum pour z = 0 ; donc si la molécule est dans l'état fondamental, elle n'a pas suffisamment d'énergie pour franchir le mur de potentiel et traverser le plan des H. Ce passage, interdit par la théorie classique, est un effet quantique nommé "effet tunnel".

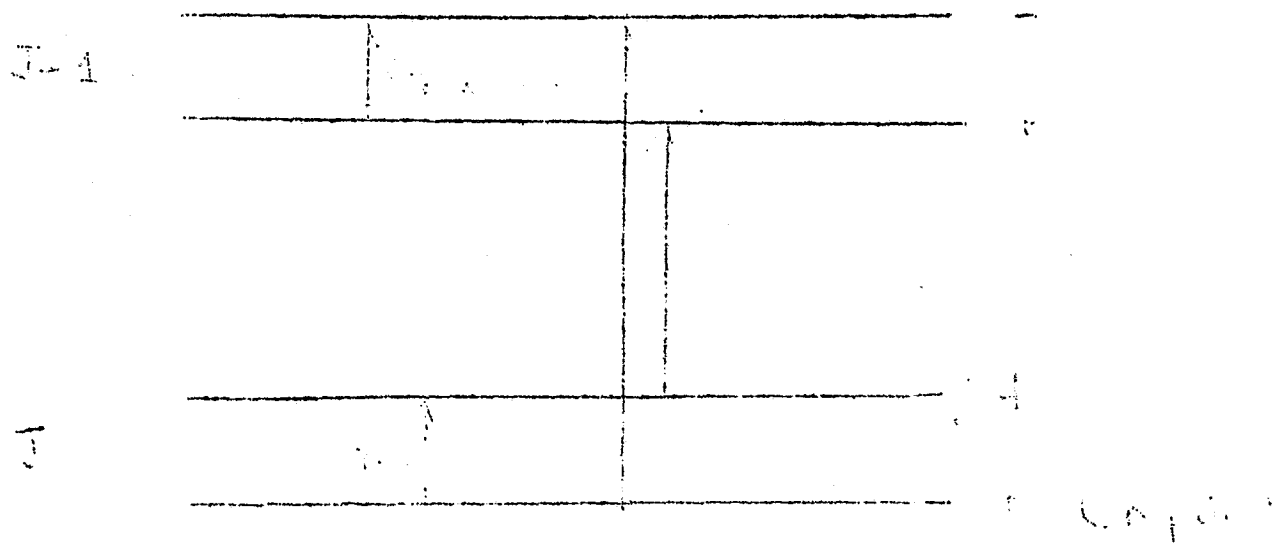


La transition correspond à de très faibles fréquences (1 cm^{-1}) ce qui conduit à un dédoublement des niveaux vibrationnels. Dès que la molécule est dans un état vibrationnel suffisamment énergétique pour s'inverser classiquement, le dédoublement cesse

La fréquence d'inversion de NH_3 peut être calculée en fonction du potentiel de la molécule ; mais les forces centrifuges dues à la rotation modifient ces potentiels donc la fréquence d'inversion qui devient fonction de J et de K. De nombreuses expansions numériques ont été données pour cette dernière expression.

III-Spectre de rotation pure

Chaque raie du spectre de rotation correspond à une transition $\Delta J = 1$ $\Delta K = 0$, de la molécule. Chaque niveau (J,K) est en fait divisé en 2 sous-niveaux correspondant aux 2 positions possibles de NH_3 par rapport au plan des H ; la différence, en fréquence, entre ces 2 sous-niveaux, est égale à la fréquence d'inversion du couple (J,K). Compte tenu de la 3ème règle de sélection $+ \leftrightarrow -$, le dédoublement des niveaux entraîne un dédoublement des raies de rotation, le décalage étant égal à ($\nu_{J,K} + \nu_{J+1,K}$).



D'après la formule donnant les niveaux d'énergie de rotation, l'énergie de transition J,K ⟶ J + 1, K, K ne devrait pas être fonction de K, et on devrait avoir des niveaux régulièrement espacés en fonction de J. Mais des effets de distorsion centrifuge apparaissent aussi, ce qui fait que W une fonction plus compliquée de J et K. Donc finalement on observe pour J constant un ensemble de raies groupées correspondant à chaque couple (J,K), chacune étant elle-même constituée de ceux composantes.

APPENDICE B

LE SPECTRE DE VIBRATION-ROTATION DE LA MOLECULE NH_3

La molécule NH_3 appartient au groupe des"symétric top molecules", avec moment dipolaire électrique permanent. Son axe de rotation d'ordre 3 et ses plans de symétrie la rangent dans le groupe C_{3v} ; dece fait, elle possède quatre modes de vibration fondamentaux, deux totalement symétriques et deux totalement dégénérés.

$\nu_1(a_1)$	3335.9 3337.5	Lewis et Houston (1933
$\nu_2(a_1)$	931.58 968.08	Lewis et Houston (1933)
$\nu_3(e)$	3414	Barker (1939)
$\nu_4(e)$	1627.5	Barker (1939)

De même que dans le spectre de rotation pure, l'existence de deux positions d'équilibre pour l'atome N, de part et d'autre du plan des H, conduit à un dédoublement des deux fréquences fondamentales symétriques; du fait de la règle de sélection $+ \leftrightarrow -$, la séparation est la somme des décalages entre les deux niveaux supérieurs et les deux niveaux inférieurs. Les fréquences ν_3 et ν_4 ne sont pas dédoublées, car les modes de vibration correspondants n'altèrent pas la hauteur de la molécule.

De nombreuses bandes de combinaison ont été observées entre 629.3cm^{-1} et 20 000 cm^{-1}; la série des bandes multiples de ν_1 est la plus intense. Entre 2.5 et 20μ, on trouve les bandes suivantes :

629.3	$2\nu_2 - \nu_2$	Sheng, Barker et Dennison (1941)
1922	$2\nu_2$	Schierkolk (1924)
2440.1 2472.6	$\nu_3 - \nu_2, \nu_2 + \nu_4$	Barker (1939) - Sutherland
2861	$3\nu_2$	Schierkolk (1924)
3219	$2\nu_4$	Barker (1939)

Le spectre de vibration-rotation de NH_3 présente donc principalement, entre 2,5 et 20μ, une bande intense à 3μ résultant de la superposition $\nu_1 + 2\nu_4$, et une bande intense vers 10μ.

APPENDICE C

LE SPECTRE DE VIBRATION-ROTATION DE LA MOLECULE CH_4

La molécule CH_4 a la structure d'un tétraèdre régulier dont les atomes H sont les sommets et l'atome C le centre, et appartient au groupe des molécules sphèriques. Elle possède quatre modes de vibration fondamentaux ; un mode symétrique A_1, un mode doublement dégénéré E et deux modes triplement dégénérés F_2, ces deux derniers seulement étant actifs dans l'infra-rouge. C'est pourquoi le spectre du méthane ne possède que deux maxima très intenses correspondant à ces deux vibrations ν_3 et ν_4.

ν_1	2914.2	Macwood et Urey (1936)
ν_2	1526	Mecke (1931)
ν_3	3020.3	Macwood et Urey (1936)
ν_4	1306.2	Nielson et Nielson (1935)

Au laboratoire, on a pu mesurer un grand nombre de bandes de recombinaison entre 1700 cm^{-1} et 13800 cm^{-1}; certaines d'entre elles ont été observées sur les planètes géantes (Wildt -1932), et les grandes quantités de méthane présentes sur Uranus et Neptune ont permis la détection de bandes de CH_4 jusqu'à 4400 Å . Quatre bandes sont présentes entre 2.5 et 20 μ :

1720	$\nu_3 - \nu_4$	Childs (1936)
2600	$2\nu_4$	Cooley (1925)
2823	$\nu_2 + \nu_4$	Cooley (1925)
3071.5	$2\nu_2$	Vedder et Mecke (1933)

APPENDICE D

LE SPECTRE INDUIT PAR PRESSION DE H_2

Le spectre d'absorption de l'hydrogène, induit par pression, a été étudié en détail par Kiss et Welch (1959) qui ont séparé les composantes translationnelle et rotationnelle. Différents échantillons ont été utilisés, soit d'hydrogène pur, soit d'un mélange de H_2 avec un gaz étranger (He, Ne, A, Kr, Xe), sous une pression totale allant jusqu'à 250 atm, et aux températures de 300°K, 195°K et 85°K.

Dans le cas d'un mélange H_2-M, M étant l'un des gaz étrangers cités l'absorption peut s'écrire : $\alpha_\nu = A_\nu . P_{H_2}^2 + B_\nu . P_{H_2} P_M$

Des courbes publiées par Kiss et Welch, Trafton (1967) a déduit la courbe produite figure A-1 qui donne, avec d'autres unités et pour T = 160° H_2 - H_2 et aux collisions H_2 -He ; il a ensuite le premier utilisé ces résultats pour l'application à l'atmosphère de Jupiter. Par la suite, Savage et Danielson (1968) se sont également référés à ces courbes pour leurs calculs de modèles atmosphèriques.

APPENDICE E

ELARGISSEMENT D'UNE RAIE PAR COLLISIONS AVEC UN GAZ ETRANGER

Dans la formule de Van-Wleck -Weisskopf donnant le profil d'une raie spectrale, l'élargissement de la raie dépend des collisions subies par les molécules du gaz absorbant A. Dans le cas où celui-ci se trouve mélangé à un autre gaz B beaucoup plus abondant, les collisions de type A-A sont très peu importantes devant celles de type A-B et, de ce fait, le "self-broadening" est négligeable devant le "foreign-broadenning".

Le calcul de $\Delta\nu$ et de la section efficace de collision A-B fait intervenir le type d'interaction agissant entre les molécules A et B. Le tableau suivant donne la liste d'un certain nombre d'interactions couramment rencontrées (Townes et Schalow-1955).

Type d'interaction	Variation du potentiel avec r
1 Dipole-dipôle	r^{-3}
2 Quadrupôle-dipôle	r^{-4}
3 Quadrupôle-quadrupôle	r^{-5}
4 Dipôle-dipôle induit	r^{-6}
5 Quadrupôle-dipôle induit	r^{-7}

Dans l'interaction de type 4, le dipôle de la 1° molécule perturbe la fonction d'onde électronique de la seconde, d'où induit un dipôle et interagit avec celui-ci. Dans l'interaction 5, le dipôle induit par le dipôle de la 1° molécule interagit avec le quadrupôle de celle-ci.

Dans le cas de l'atmosphère de Jupiter et des spectres I.R lointain et millimétrique qui font intervenir des profils de Van-Vleck-Weisskopf, la molécule A qui est ici NH_3, a un moment dipôlaire et un moment quadrupôlaire Q ; la molécule B qui est soit H_2, soit He n'a pas de moment dipôlaire, et un moment quadrupôlaire extrêmement petit.

Vu les rapports mis en jeu (NH_3/H_2 et NH_3:He 10^{-3}), seules doivent être considérées les collisions NH_3-H_2 et NH_3-He. Dans ce cas, à cause du très faible moment quadrupôlaire de H_2, et de l'absence de moment quadrupôlaire pour He, on s'attend à ce que l'interaction ~~pr~~ prédominante soit l'interaction dipôle-dipôle induit. Mais comme l'a montré Anderson (1950), dans le cas de transition d'inversion (spectre millimétrique), cette interaction ne joue aucun rôle; en effet soit V le potentiel d'interaction dipôle-dipôle induit ; soit $\langle J,K | V | J,K \rangle$ l'élément de matrice dont le carré est la probabilité de transition $(J,K) \rightarrow (J,K)$ induite par collision, et qui intervient dans le calcul de la section efficace de collision,,il se trouve que cette quantité e est nulle, pour des raisons de symétrie mises en évidence par les calculs de mécanique quantique. C'est pourquoi, dans ce cas particulier ce n'est pas l'interaction dipôle-dipôle induit qu'il faut considérer, mais l'interaction quadrupôle-dipôle induit. Anderson (1950) a fait le calcul de la section efficace de collision en tenant compte de cette interaction, pour le cas du spectre d'inversion de NH_3.

TABLE II-I

JUPITER

TEMPERATURES DE BRILLANCE DANS L'INFRA -ROUGE

$\lambda(\mu)$	T_B (°K)	Auteurs	
2.5 - 20	115-130	Gillett, Low et Stein	1969
8	145	Sinton	1964
8 - 13	150	Pettit et Nicholson	1963
8 - 13	130 ± 10	Menzel, Coblents et La Mpaul	1926
8 - 13	128.5 ± 2	Murray, Wildey et Westphal	1964
8 - 14	129	Murray, Wildey et Westphal	1965
8 - 13	128 ± 2	Low	1965
8 - 13	130 ± 2	Sinton et Strong	1960
8 - 14	128 ± 2.3	Murray et Wildey	1963
8 - 14	129	Wildey	1969
20	120 -150	Low	1969

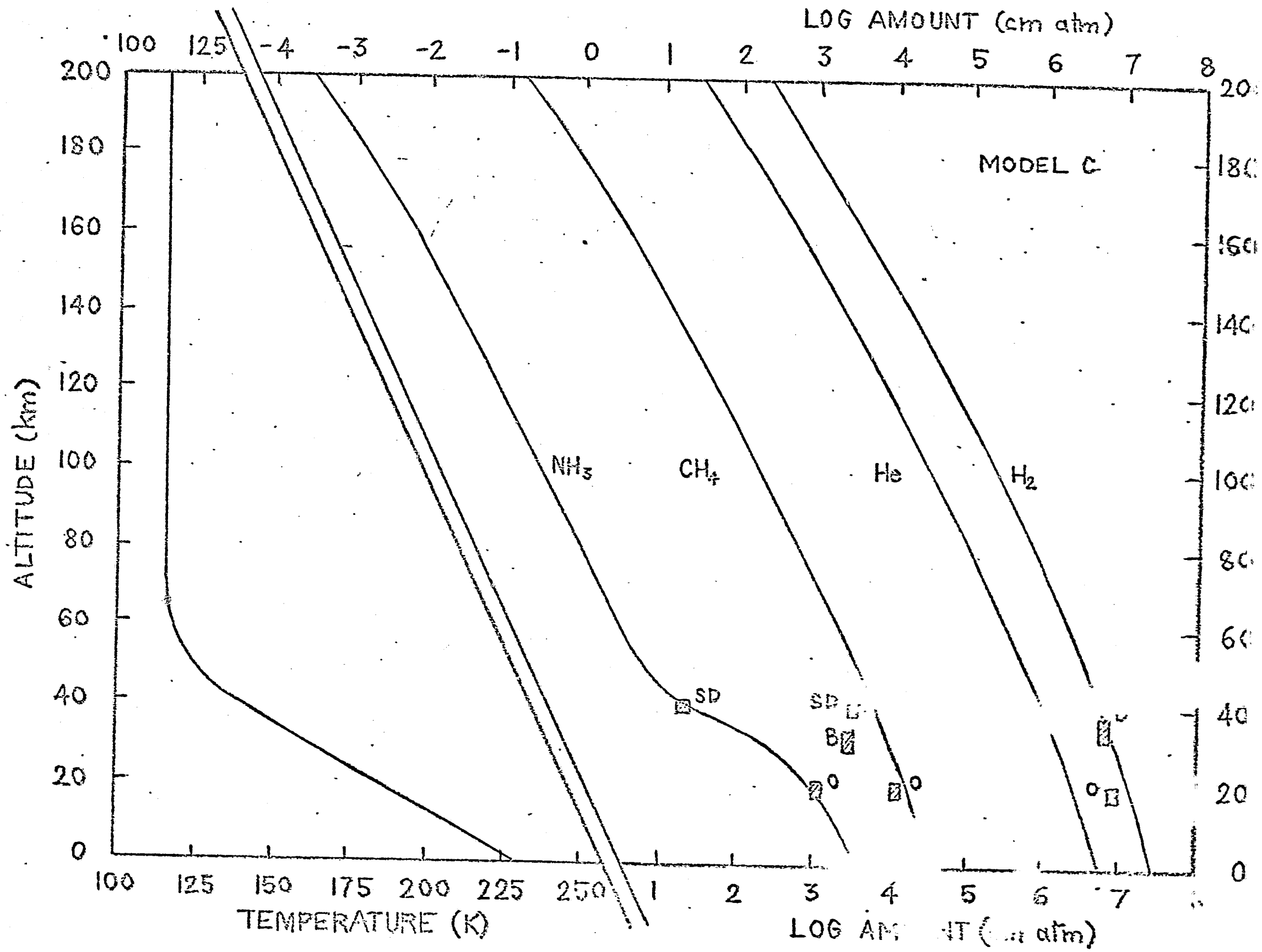

LOG AMOUNT (cm atm)
MODEL C
ALTITUDE (km)
TEMPERATURE (K)
NH3
CH4
He
H2
SD
B
O

Fig III.3

TABLE II-2

JUPITER

TEMPERATURES DE BRILLANCE DANS LES DOMAINES MILLIMETRIQUE ET CENTIMETRIQUE

λ (cm)	T_B (°K)	Auteur	
0.1	$153^{+}-15$	Low	1966
0.34	140 ± 16	Kisliakov et Lebeskii	1967
0.387	150 ± 45	Kuz'min et al	1965
0.835	144 ± 23	Thornton et Welch	1963
0.845	135 ± 8	Welch	1969
0.845	142 ± 14	Kalaghan et Wulfsberg	1968
0.86	113 ± 11	Tolbert	1966
0.9	128 ± 8	Welch	1969
0.98	117 ± 8	"	"
1.05	118 ± 0	"	"
1.17	118 ± 7	"	"
1.18	120 ± 11	Low et Staelin	1968
1.27	116 ± 8	Welch	1969
1.28	120 ± 11	Law et Staelin	1968
1.33	107 ± 12	"	"
1.35	120 ± 8	Welch	1969
1.43	111 ± 13	Law et Staelin	1968
1.46	126 ± 8	Welch	1969
1.56	150 ± 15	Welch, Thornton et Lohman	1966
1.58	136 ± 28	Law et Staelin	1968
1.92	153 ± 15	(cité par Law)	1966
3.03	171 ± 20	Giordmaine et al	1959
3.15	145 ± 26	Mayer et al	1958
3.17	173 ± 30	Giordmaine et al	1959
3.3	193	Bibinova et al	1962
3.36	189 ± 30	Giordmaine et al	1959
3.75	226 ± 34	Dickel	1964
4.5	293 ± 29	"	1967
6.0	369 ± 20	"	"
6.0	366 ± 7	Morris et al	1968
9.4	658 ± 58	Rose et la	1963

TABLE III-1

MODELES DE TYPE I

	T_G(°K)	$P(H_2)_G$ (mb)	T_1(°K)	T_c(°K)	T_s(°K)	T_e(°K)
A	230	2000	L22	160	158	150
B	230	4000	120	150	162	142
C	230	6000	115	142	165	120

TABLE III-II

MODELES DE TYPE II

	T_G(°K)	$P(H_2)_G$(mb)	T_l(°K)	T_c(°K)	T_s(°K)	T_e(°K)	T_m(°K)
1	220	2000	128	150	155	145	-
2	230	4000	140	140	162	132	120
3	220	4000	140	140	160	127	116
4	210	4000	138	135	150	121	111
5	220	6000	136	125	170	112	103

REFERENCES

Anderson, P.W. Phys. Rev. 80 , 511 (1959)

Badger et Cartwright Phys. Rev. 44 , 391 (1933)

Barker, E.F. Phys. Rev. 55 , 657 (1939)

Barrett, A.H. Mem. Sec. Roy. Liège 7. 97 (1963)

Belton, M.S. Ap. J. (in press) (1969)

Bibinovan V.P. Kuz'min, A.D. et Salomonovitch, A.E. Sov. Astr. Aj. 6 840 (1962)

Burch and Williams Techn. Rep. Un. de Michigan (1964)

Chen et Takos Rev. Mod. Phys. 29 20 (1967)

Childe, W.H.J. Proc. Roy; Soc. London 153, 555 (1936)

Cooleya, J.P. Ap. j. 62, 73 (1925)

Danielson, R.E. Ap.J. (1966)

Danielson, R.E. Icarus (in press) (1969)

Dickel, J.R. Unpublished Ph. D. Un; of Michigan (1964)

Dickel, J.R. Priv. Comm. (cité par Goodman, 1969) (1967)

Dickel, J.R. Ap. J. 148 , 535 (1967)

Dowling, J.M. J. Mol. Spect. 27.527 (1968)

Epstein, E.E. Ap. J. 151, L 149 (1968)

France, W.L. et Williams, D. J.O.S.A. 56, 70 (1966)

Gillett, F.C., Low, F.J. et Stein, W.A. Icarus 'in press) (1969)

Giordmaine, J.A. Alsop,L.E. Townes, C.H. et Mayer, C.H. A.J. 64, 332 (1959)

Goodman, G.C. ph. D. Un. of Michigan (1969)

Goody R.M. Comments in Astr. 1 (1969); J Atru Sc. (in press) 1969

Herzberg, G. infrared and Raman Spectra (Van Nostrand -1945)

Hogan, J. Thèse Goddard Instfor Space Studies - 1968

Hogan,J. , Rasool, S.I. et Encrenaz, T. J. Atm. Sc. (in press) (1969)

Kalaghan, P.M. et Wulfsberg, K.N. Ap; J. 154,771 (1968)

Kiss, Z.J. et Welch, H.L. Can. J. Phys. 37, 1249 (1959)

Kuz'min, A.D. Astr.Zh. 42. 1281 (1965)

Kysliakov, A.G. et Lobeskii, Y.V. Soviet. Astr. A.J. 11, 561 (1967)

Lasker, B.M. Ap.J. 138, 709 (1963)

Law, S.E. et Staelin, D. Ap. J. 154, 1077 (1968)

Lewis, C.M. et Houston, W.V. Phys. Rev. 44 , 903 (1933)

Lewis, C.M. Icarus (in press (1969)

Low, F.J. A.J. 71, 391 (1966)

Low, F.J. Priv. Comm. (1969)

Mac Wood, C.E. et Urey C. J. Chem. Phys. 4, 402 (1936)

Mayer, C.H. MC Cullough, T.P. et Sloanaker, R.M. Ap. J. 127, 11 -1958

Mecke,R. Leips. Vortr. P. 23 (1931)

Menzel,D.H. Coblens, W.W. et Lampaul, C.O. Ap. J. 63, 177 (1926)

Moro -the Physic of Planets -NASA Technical Translation (1966)

Morris, D. Whiteoak, J.B. et Tonking, F. Austr. J. Phys. 21, 337 (1968)

Murray, B.C. et Wildey, R.L. A.J. 137, 692 (1963)

Murray, B.C. Wildey, R.L. et Westphal, J.A. Ap.J. 139, 986 (1964)

Nielson A.H. et Nielson, H.H. Phys. Rev. 48 , 864 (1935)

Owen, T. Ap.J. (1966)

Nishikawa et Shimoda J. Phys.Soc. Japan 10, 89 (1955)

Owen, T. et Mason Ap. J. (1969)

Owen, T. Priv. Comm. (1969)

Pettit, E. et Nicholson, "Planets and Satellits" Dnostr. Lit. (1963)

Pierson, R.H., Flechter, A.N. et St. Clair Cantz, E. ANN. Chem. 28,1218 (1956)

Rose, W.K., Bologna, J.M. et Sloanaker, R.M. Phys. Rev. Letters 10, 123 ~~(19~~ (1963)

Schierkolk.K. Z. PhysiK 29, 277 (1924)

Sheng, H.Y. , Barker, E.F. et Dennison, D.M. Phys. Rev. 60, 786 (1941)

Sinton, W.M. 1964

Sinton, W.M. et Strong, J. 131, 470 (1960)

Spinrad, H. et Trafton, L.M. Icarus, 2, 19 (1963)

Sutherland,G.B. Phys. Rev. 56, 836 (1939)

Thornton, D.D. et Welch, W.J. Icarus 2, 228 (1963)

Tolbert, C.W. A.J. 71,30 (1966)

Trafton, L.M. Ap? J. (1967)

Townes, C.H. et Schawlow, A.L. Microwave Spectroscopy (Mc Graw-Hill-1955)

Vedder, H; et Mecke, R. Z. Physik 86, 137 (1933)

Walsh, T.E. J.O.S.A. 59, 261 (1969)

Welch, W.J. Priv. Comm. (1969)

Welch,W.J. thornton, D.D. et Lohman, R. Ap. J. 146, 799 (1966)

Westphal, J.A. Priv. Comm. (1969)

Wildey, R.L. Murray, B.C. et Westphal, J.A. J. Geoph. Res. 70, 3711 (965)

Wildt, R. Naturwises 20, 851 (1932)

Zabriskie, F. Astron. J. 67, 168 (1962)

TABLE DES FIGURES

III 1 Modèle A de type I : En ordonnée est portée l'altitude, en abscisse sont portées la température et les abondances de H, He, CH_4 et NH_3 au-dessus du niveau z. Les rectangles indiquent les estimations de Belton, Savage et Danielson, et Owen.

III-2 Modèle B de type I

III 3 Modèle C de type I

III-4 Profils de température de type II. En abscisse est portée la température , en ordonnée l'altitude. Les 5 modèles de type II sont portés sur la même figure.

III-5 Profils de densité du modèle 3 de type II. Les densités (en nombre de molécules par cm^3) sont portées pour H, He, CH_4 et NH_3 en fonction de la température.

IV-1 Spectres millimétriques correspondant aux modèles A, B, C de type I, entre 0,5 et 2 cm. En haut de la figure sont portées les raies de NH_3 les plus intenses ; les barres verticales figrent les résultats expérimentaux.

IV-2 Spectres A, B, C entre 1 mm et 10 cm. L'écart au-delà de 3 cm, entre les courbes théoriques et l'expérience, est dû à la composante non thermique du flux jovien.

IV-3 Spectres millimétriques correspondant aux modèles 1,2, 3, 4, 5 de type II, entre 0,5 et 2 cm.

IV-4 Spectres 1, 2, 3, 4, 5 entre 1 mm et 10 cm.

V-1 Spectre infrarouge lointain de Jupiter entre 20 et 250 cm^{-1} (40 à 500) pour le modèle B de type I. En haut de la figure sont portés les groupes de raies de NH_3 correspondant aux différentes valeurs de J.

V-3 Spectre lointain de Jupiter pour le modèle 3 de type II.

V-2 Spectre IR lointain de Jupiter pour le modèle 2 de type II.

V-4 Spectre IR lointain de Jupiter pour le modèle 4 de type II.

V-5 Structure détaillée des groupes de raies J = 3 à J = 6 pour le modèle 2 de type II.

VI-1 Spectres de NH_3, H_2 et CH_4 entre 2.5 et 14 (tirés de Gillett, Low et Stein- 1969).

VI-2 Spectre infrarouge de Jupiter entre 3 et 20 , pour les modèles A, B, C de type I. Les points figurent les résultats expérimentaux.

VI -2 Spectre IR de Jupiter pour les modèles 1, 2, 3, 4, 5 de type II.

VII -1 Spectre de Jupiter entre 3 et 10 cm pour le modèle B de type I et le modèle 2 de type 2.

A-1 Spectre induit par pression de Hz (composante due aux collisions Hz - Hz et composante due aux collisions Hz - He).

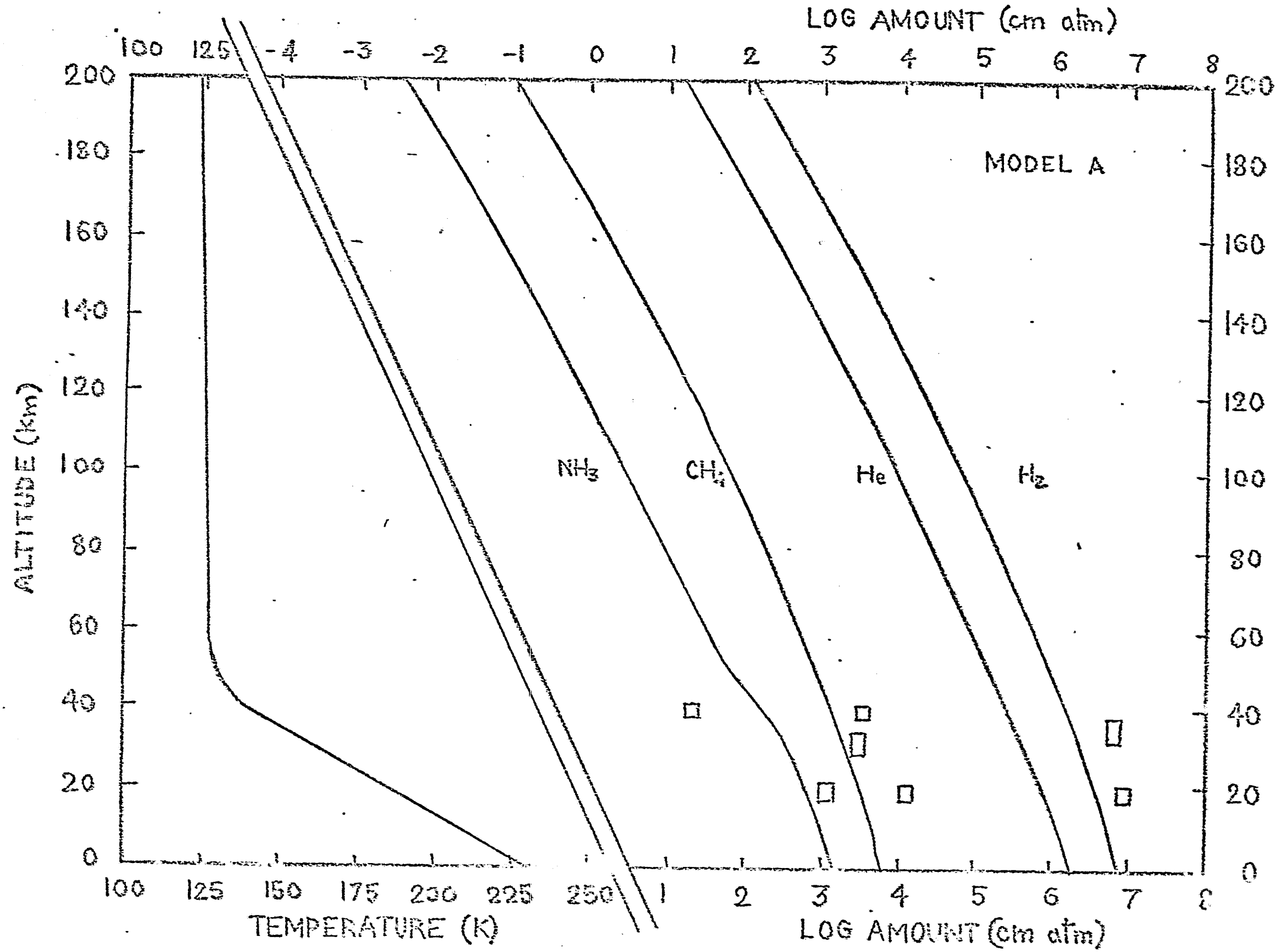

LOG AMOUNT (cm atm)
MODEL A
ALTITUDE (km)
TEMPERATURE (K)
LOG AMOUNT (cm atm)
NH_3
CH_4
He
H_2

Fig. III.1

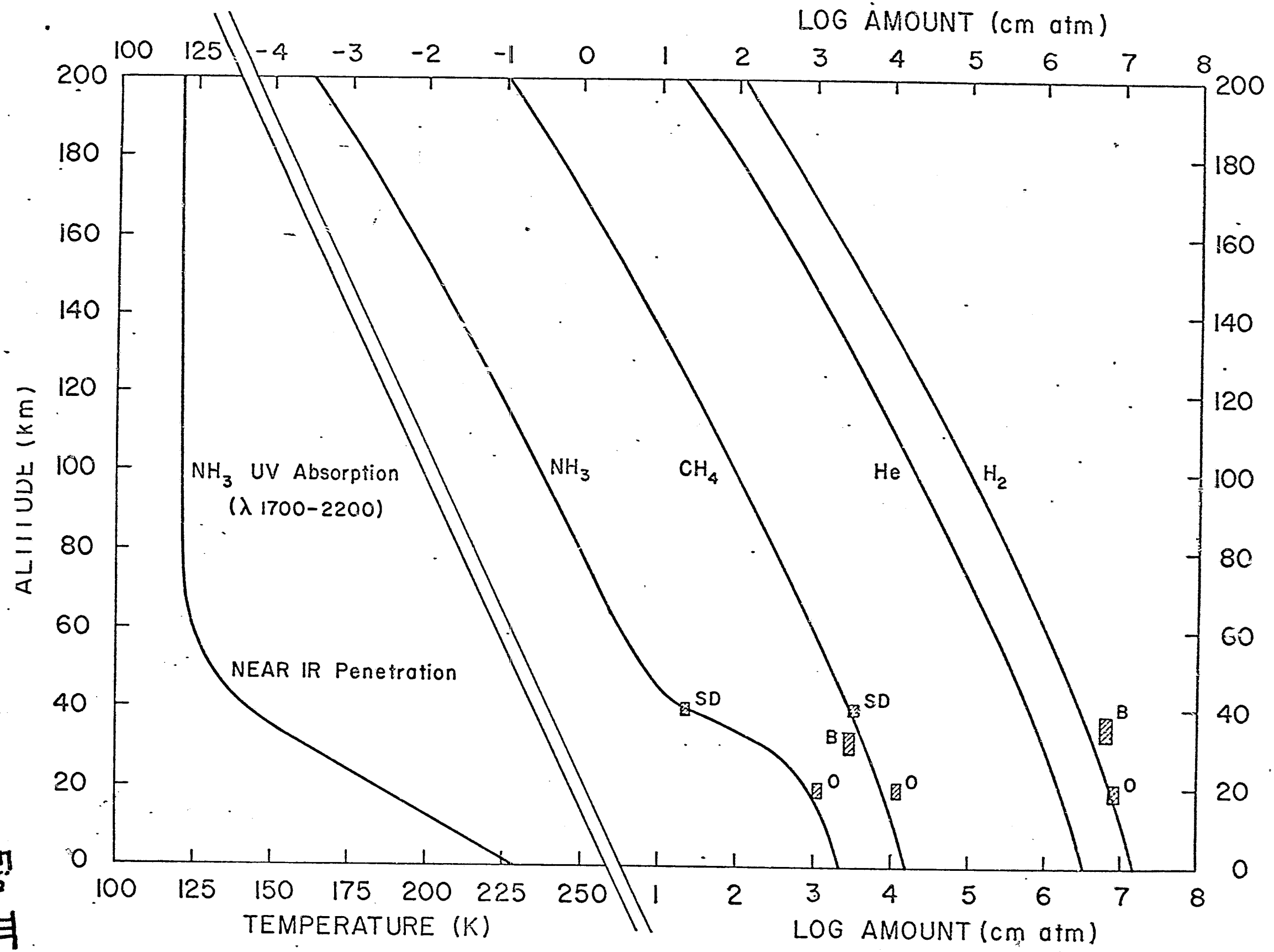

LOG AMOUNT (cm atm)
100 125 -4 -3 -2 -1 0 1 2 3 4 5 6 7 8
200 180 160 140 120 100 80 60 40 20 0
ALTITUDE (km)
NH3 UV Absorption
(λ 1700-2200)
NEAR IR Penetration
NH3
CH4
He
H2
SD
B
O
100 125 150 175 200 225 250
TEMPERATURE (K)
1 2 3 4 5 6 7 8
LOG AMOUNT (cm atm)

Fig III-2

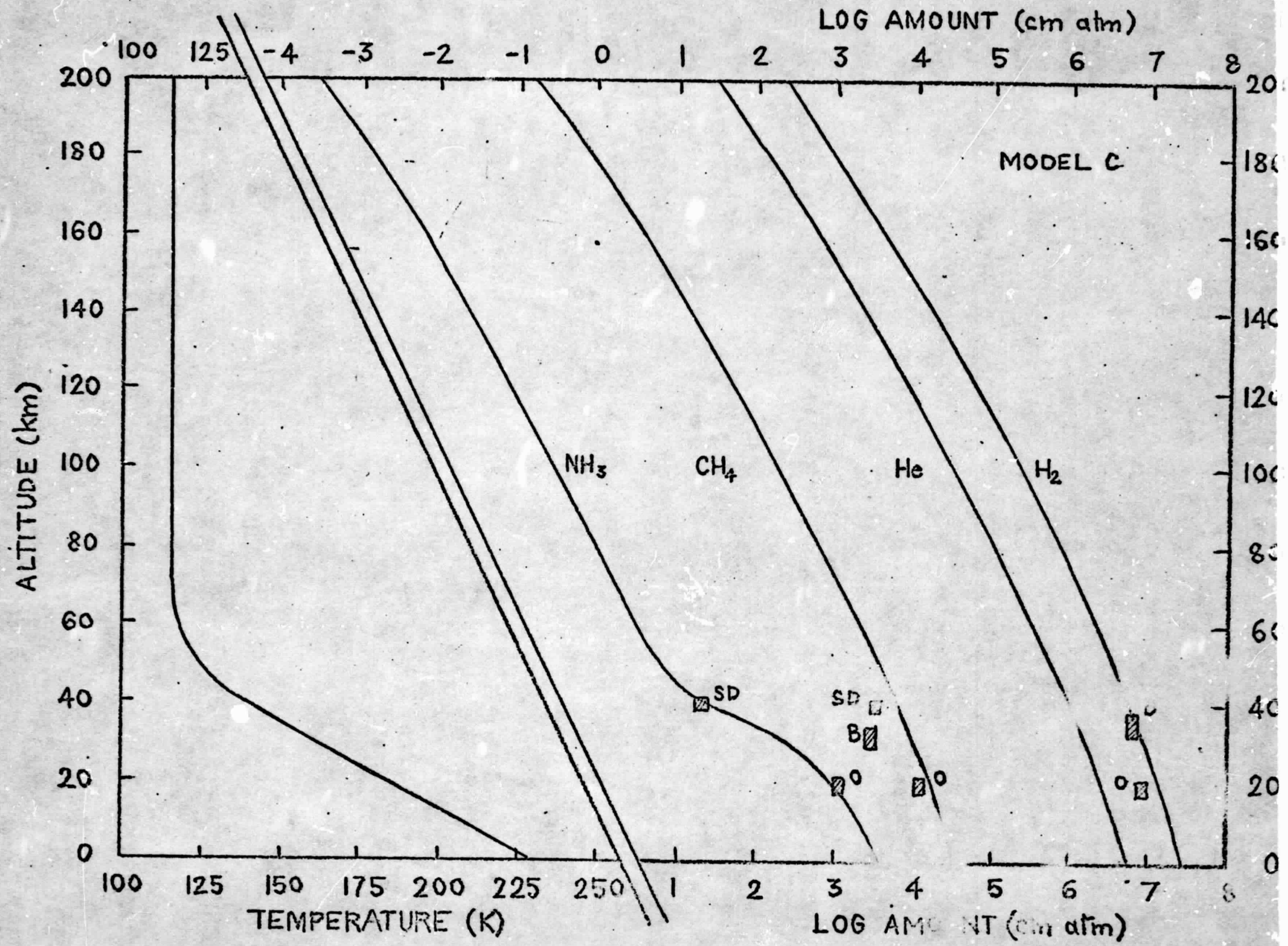

LOG AMOUNT (cm atm)
MODEL C
ALTITUDE (km)
TEMPERATURE (K)
LOG AMOUNT (cm atm)
NH_3
CH_4
He
H_2
SD
SD
B
O
O
O
O

Fig III.3

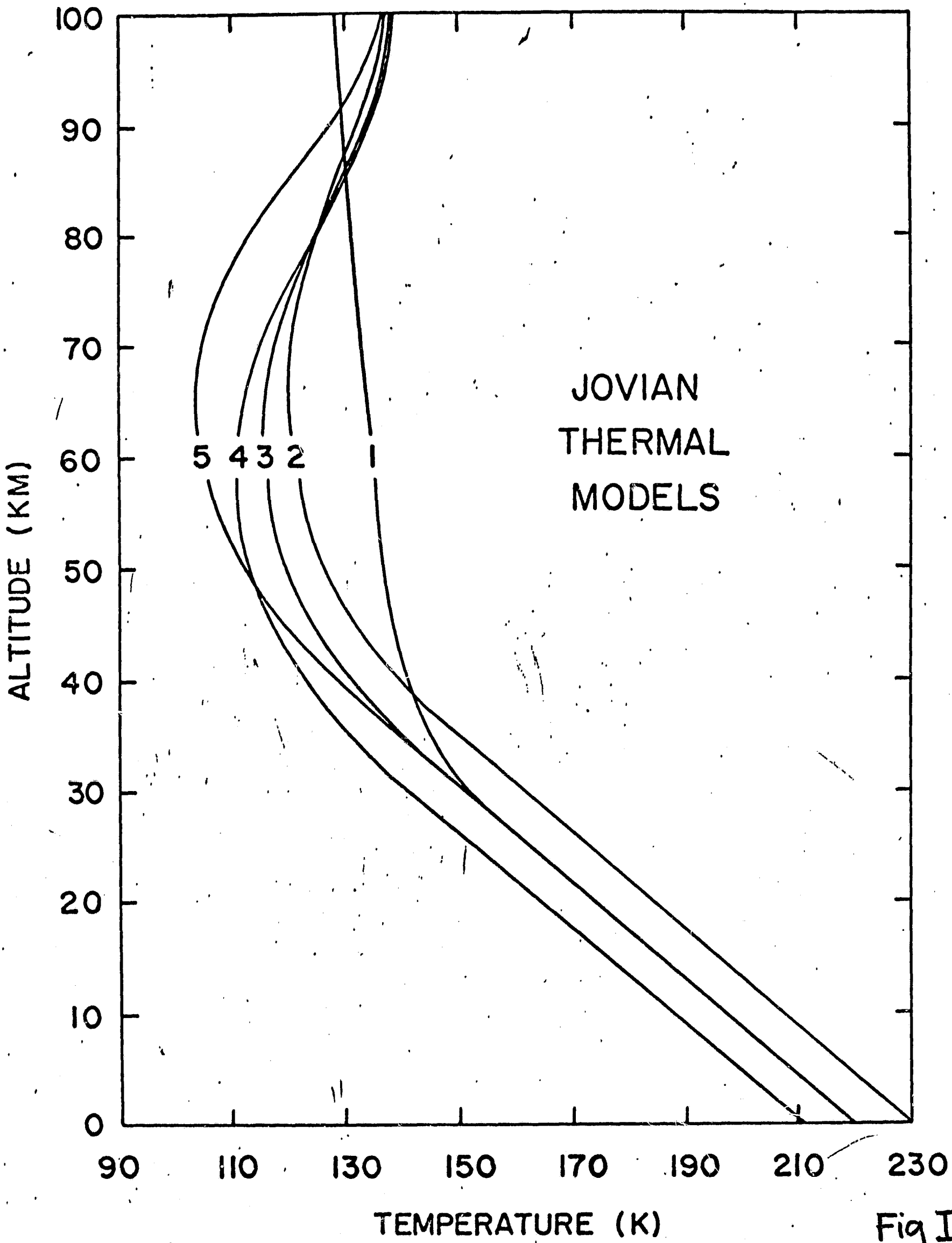

JOVIAN
THERMAL
MODELS
5 4 3 2 1
ALTITUDE (KM)
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
90
110
130
150
170
190
210
230
TEMPERATURE (K)

Fig III-4

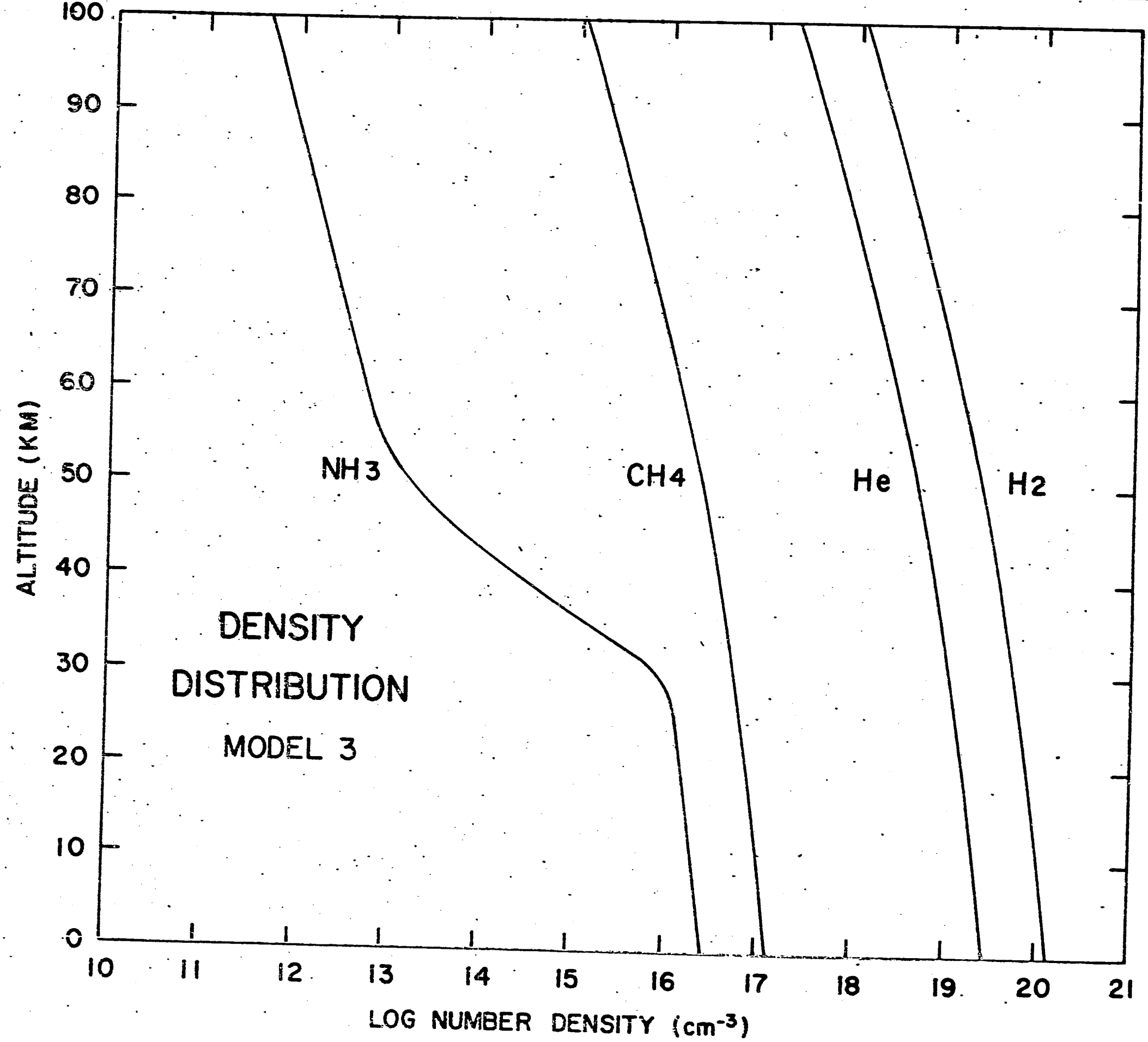

DENSITY
DISTRIBUTION
MODEL 3
NH3
CH4
He
H2
ALTITUDE (KM)
LOG NUMBER DENSITY (cm-3)
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21

Fig III-5

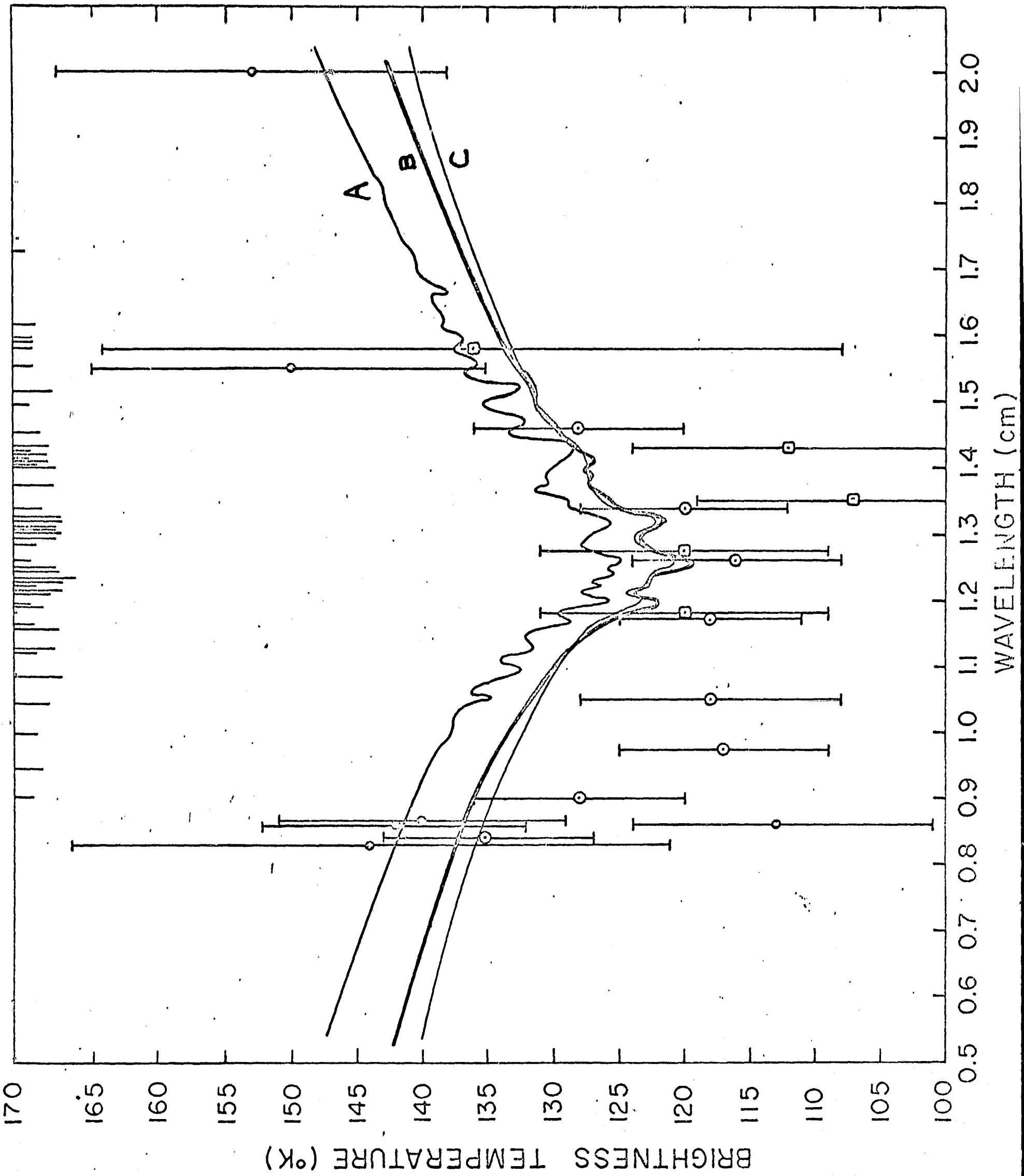

A
B
C
BRIGHTNESS TEMPERATURE (°K)
170
165
160
155
150
145
140
135
130
125
120
115
110
105
100
WAVELENGTH (cm)
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
2.0

Fig IV-1

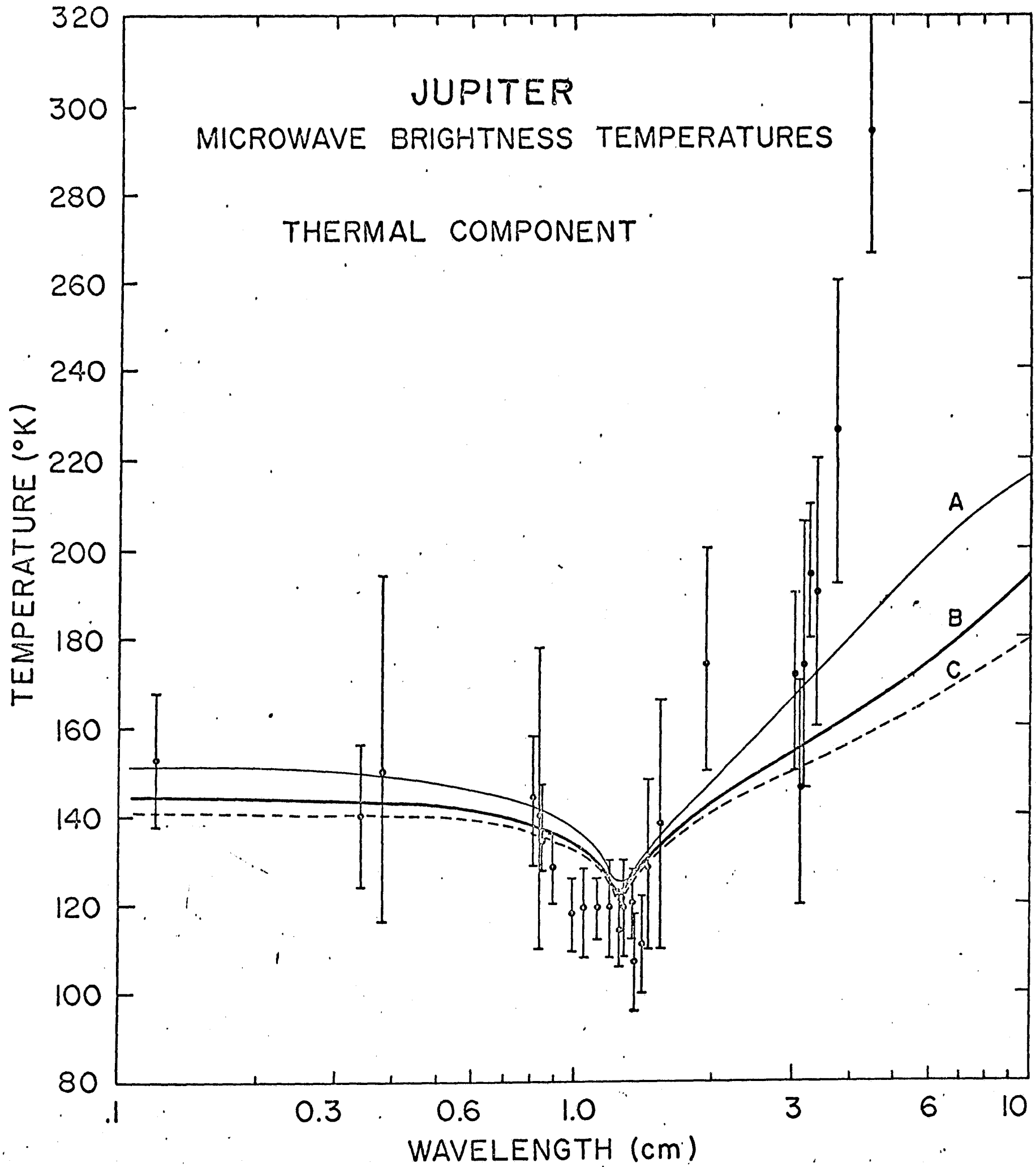

JUPITER
MICROWAVE BRIGHTNESS TEMPERATURES
THERMAL COMPONENT
TEMPERATURE (°K)
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
.1
0.3
0.6
1.0
3
6
10
WAVELENGTH (cm)
A
B
C

Fig IV-2.

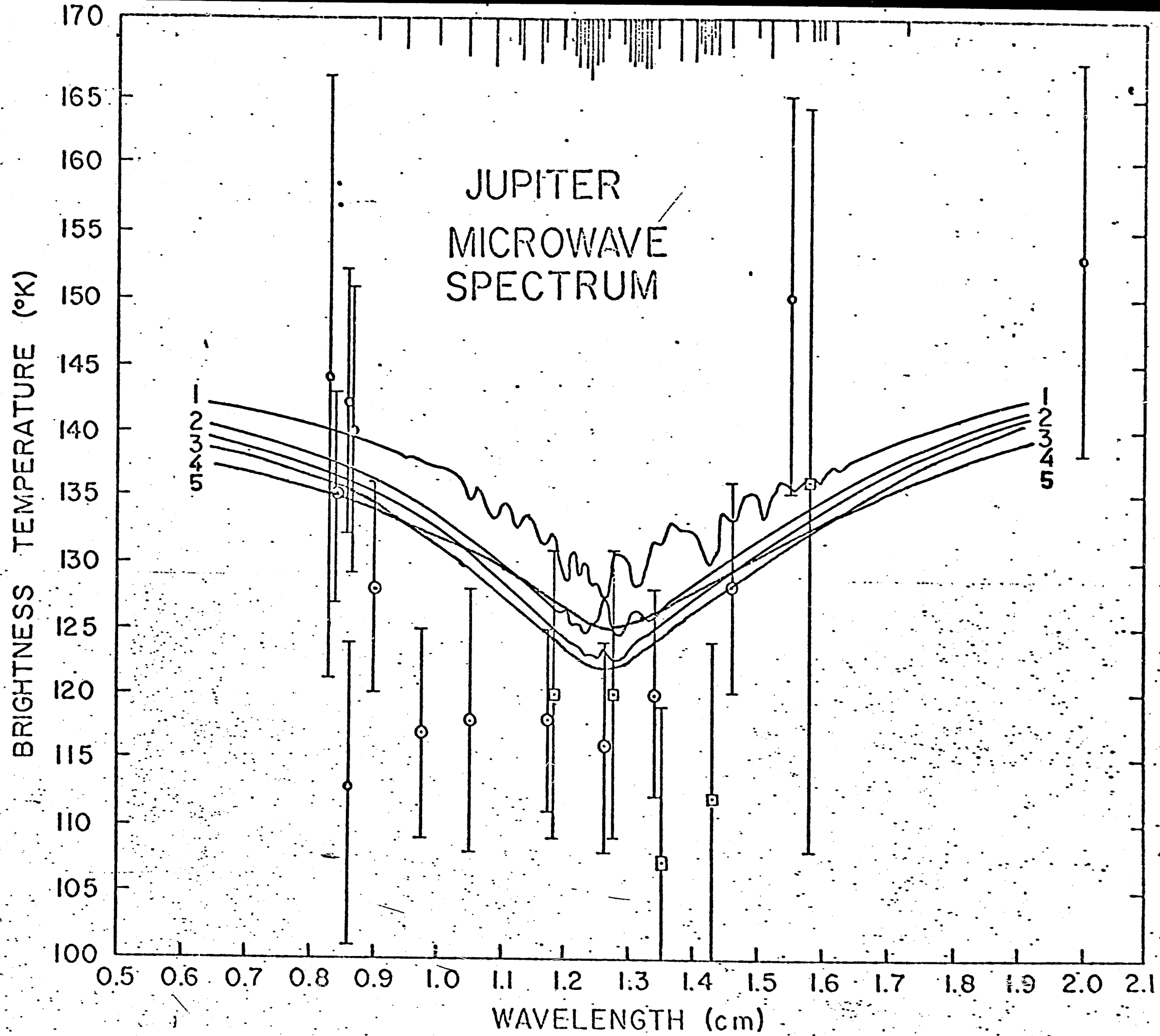

JUPITER
MICROWAVE
SPECTRUM
BRIGHTNESS TEMPERATURE (°K)
170
165
160
155
150
145
140
135
130
125
120
115
110
105
100
1
2
3
4
5
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
2.0
2.1
WAVELENGTH (cm)

Fig IV-3

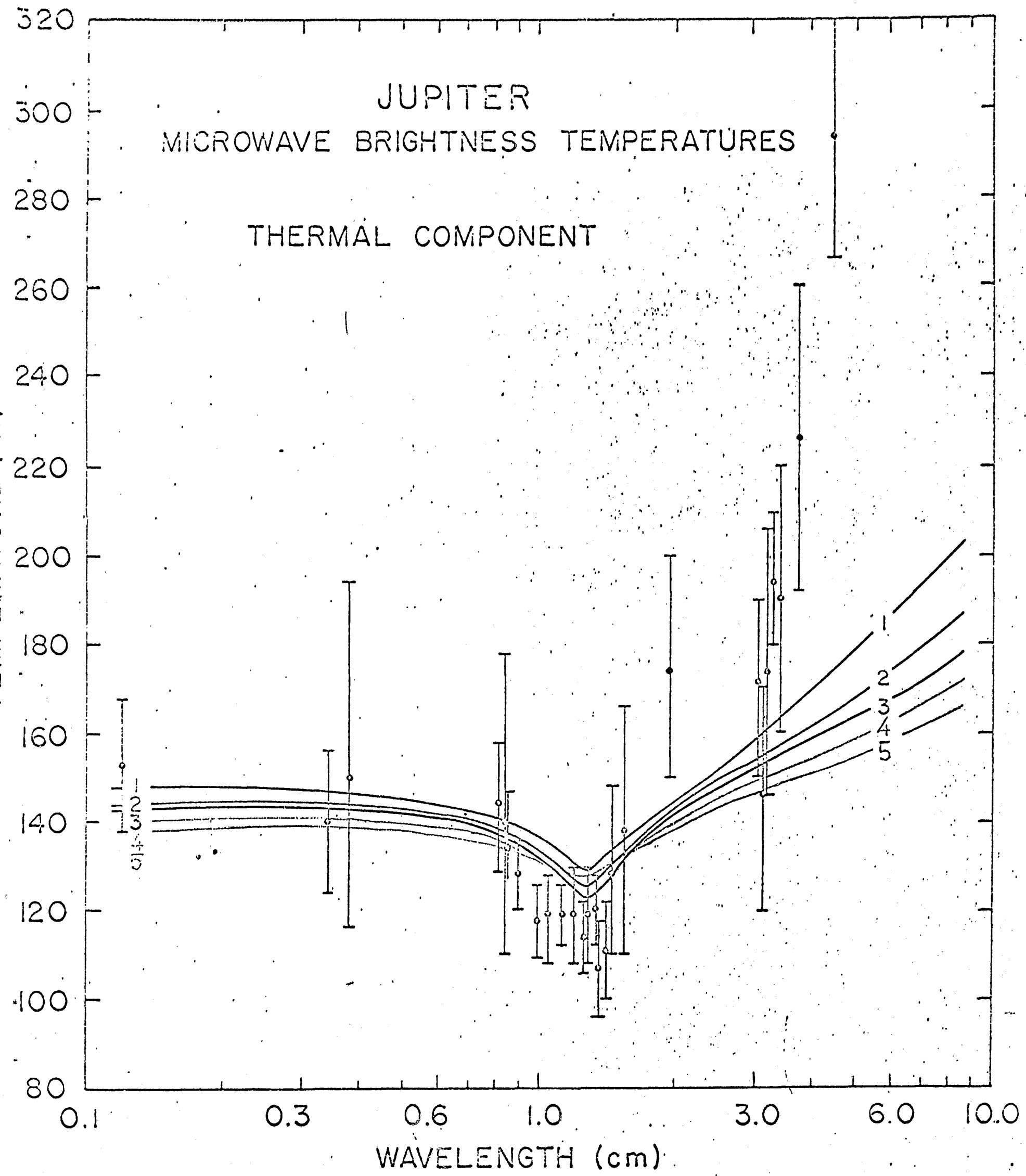

JUPITER
MICROWAVE BRIGHTNESS TEMPERATURES
THERMAL COMPONENT
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
0.1
0.3
0.6
1.0
3.0
6.0
10.0
WAVELENGTH (cm)
1
2
3
4
5

Fig IV-4

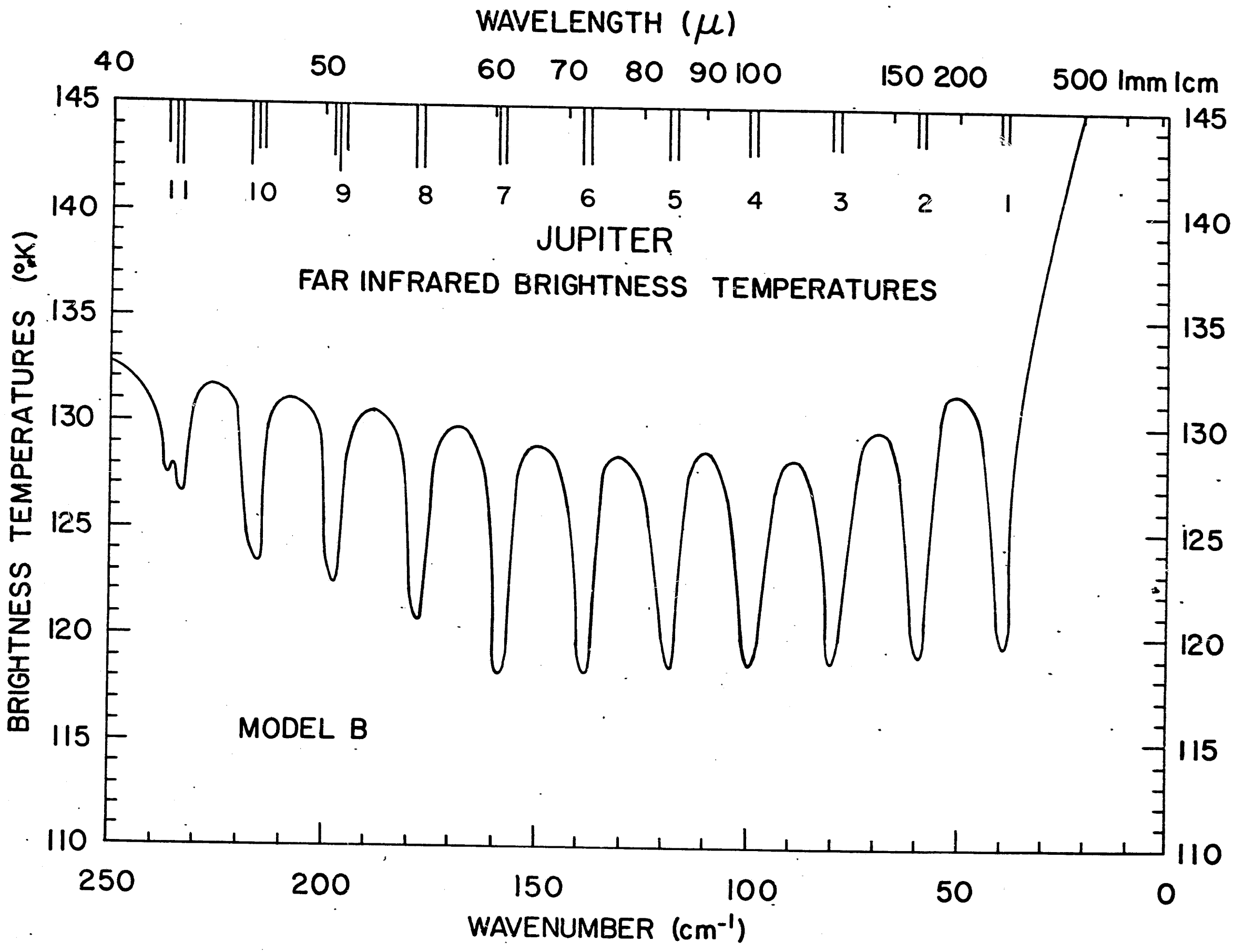

WAVELENGTH (μ)
40
50
60
70
80
90
100
150
200
500
1mm
1cm
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
JUPITER
FAR INFRARED BRIGHTNESS TEMPERATURES
BRIGHTNESS TEMPERATURES (°K)
145
140
135
130
125
120
115
110
MODEL B
250
200
150
100
50
0
WAVENUMBER (cm⁻¹)

Fig. II-1

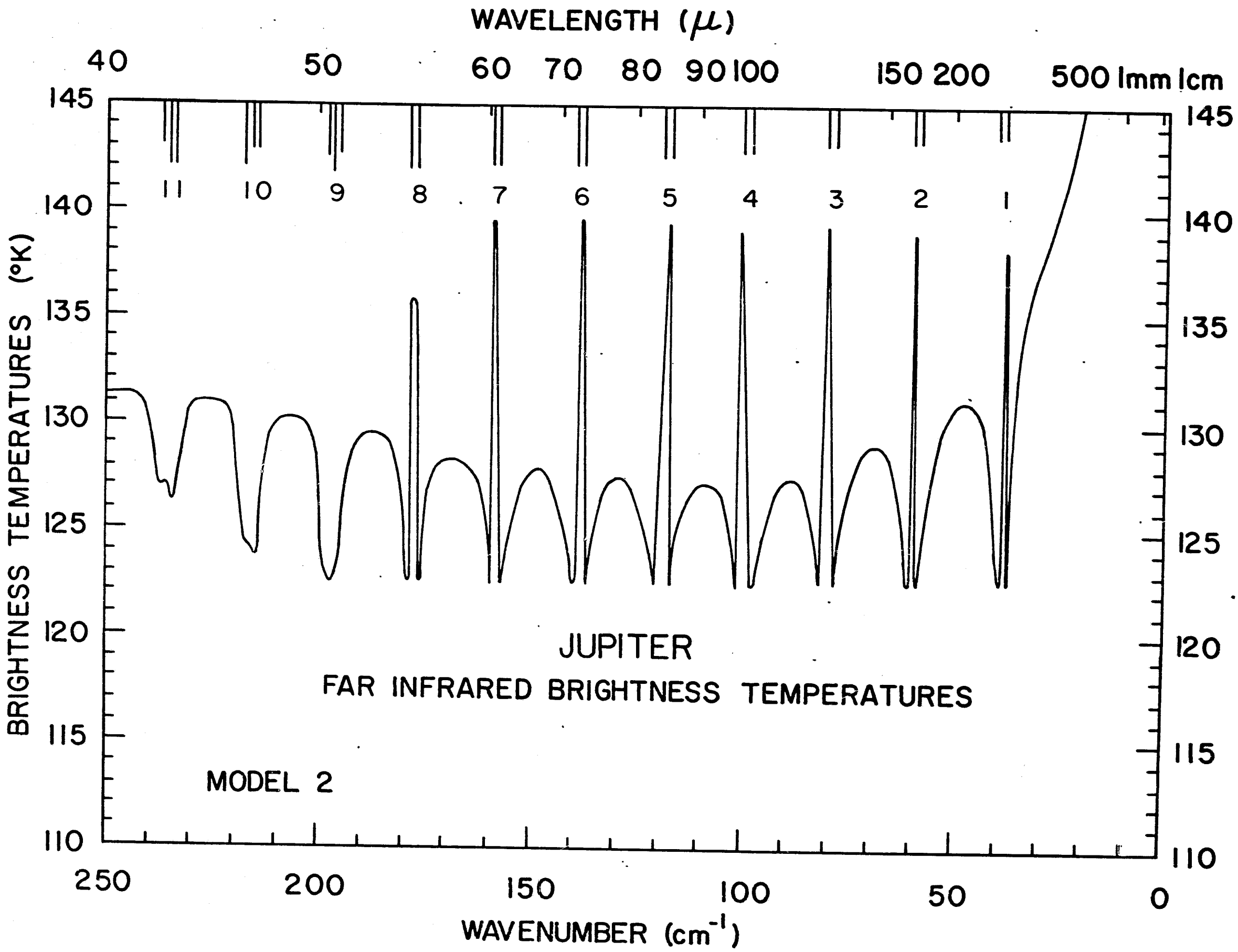

WAVELENGTH (μ)
40
50
60
70
80
90
100
150
200
500
1mm
1cm
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
BRIGHTNESS TEMPERATURES (°K)
145
140
135
130
125
120
115
110
JUPITER
FAR INFRARED BRIGHTNESS TEMPERATURES
MODEL 2
250
200
150
100
50
0
WAVENUMBER (cm⁻¹)

Fig. V-2

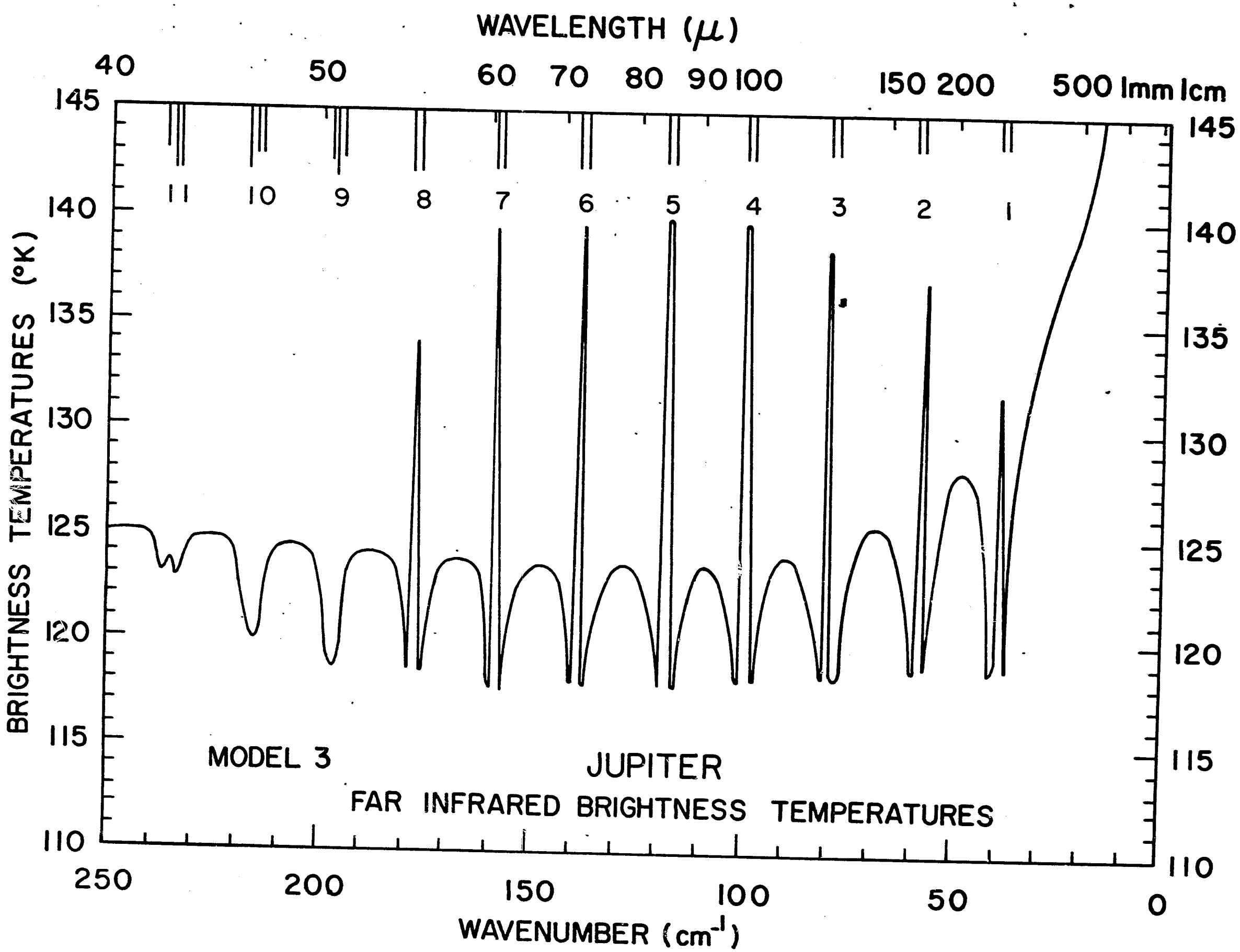

WAVELENGTH (μ)
40
50
60
70
80
90
100
150
200
500
1mm
1cm
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
BRIGHTNESS TEMPERATURES (°K)
145
140
135
130
125
120
115
110
MODEL 3
JUPITER
FAR INFRARED BRIGHTNESS TEMPERATURES
250
200
150
100
50
0
WAVENUMBER (cm⁻¹)

Fig II-3

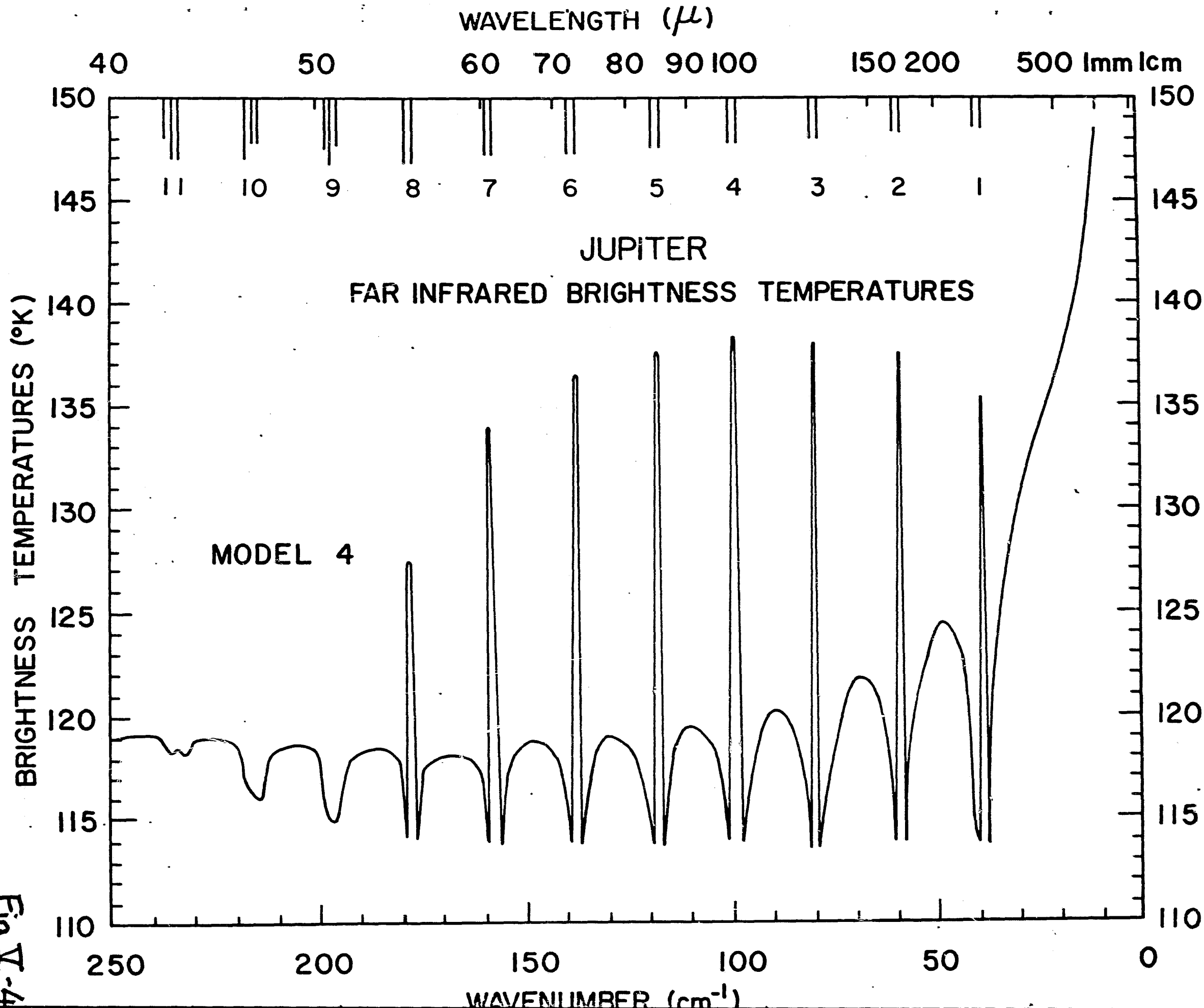

WAVELENGTH (μ)
40 50 60 70 80 90 100 150 200 500 1mm 1cm
11 10 9 8 7 6 5 4 3 2 1
JUPITER
FAR INFRARED BRIGHTNESS TEMPERATURES
MODEL 4
BRIGHTNESS TEMPERATURES (°K)
150 145 140 135 130 125 120 115 110
250 200 150 100 50 0
WAVENUMBER (cm⁻¹)

Fig IV-4

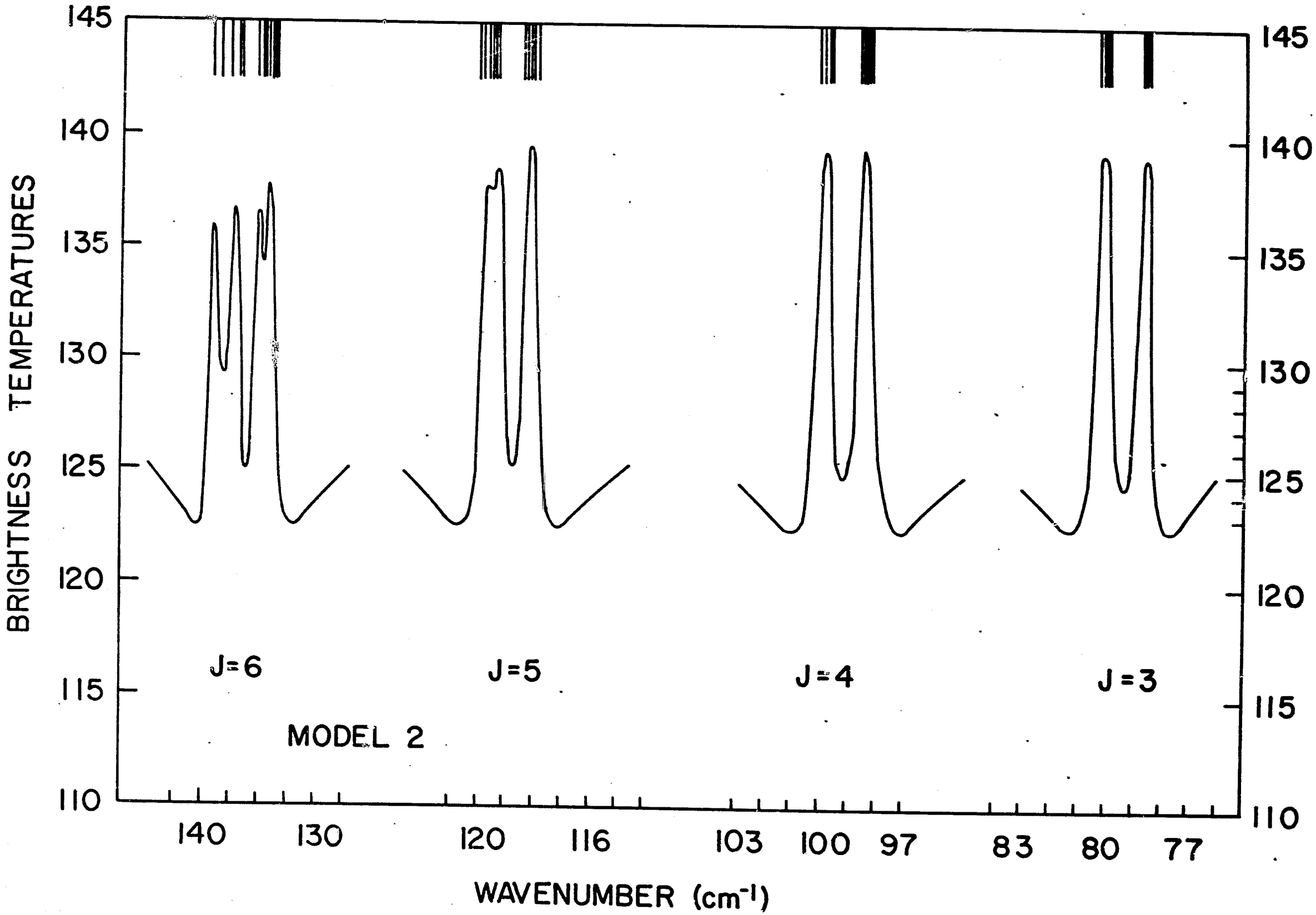

BRIGHTNESS TEMPERATURES
145
140
135
130
125
120
115
110
J=6
J=5
J=4
J=3
MODEL 2
140
130
120
116
103
100
97
83
80
77
WAVENUMBER (cm⁻¹)

Fig IV-5

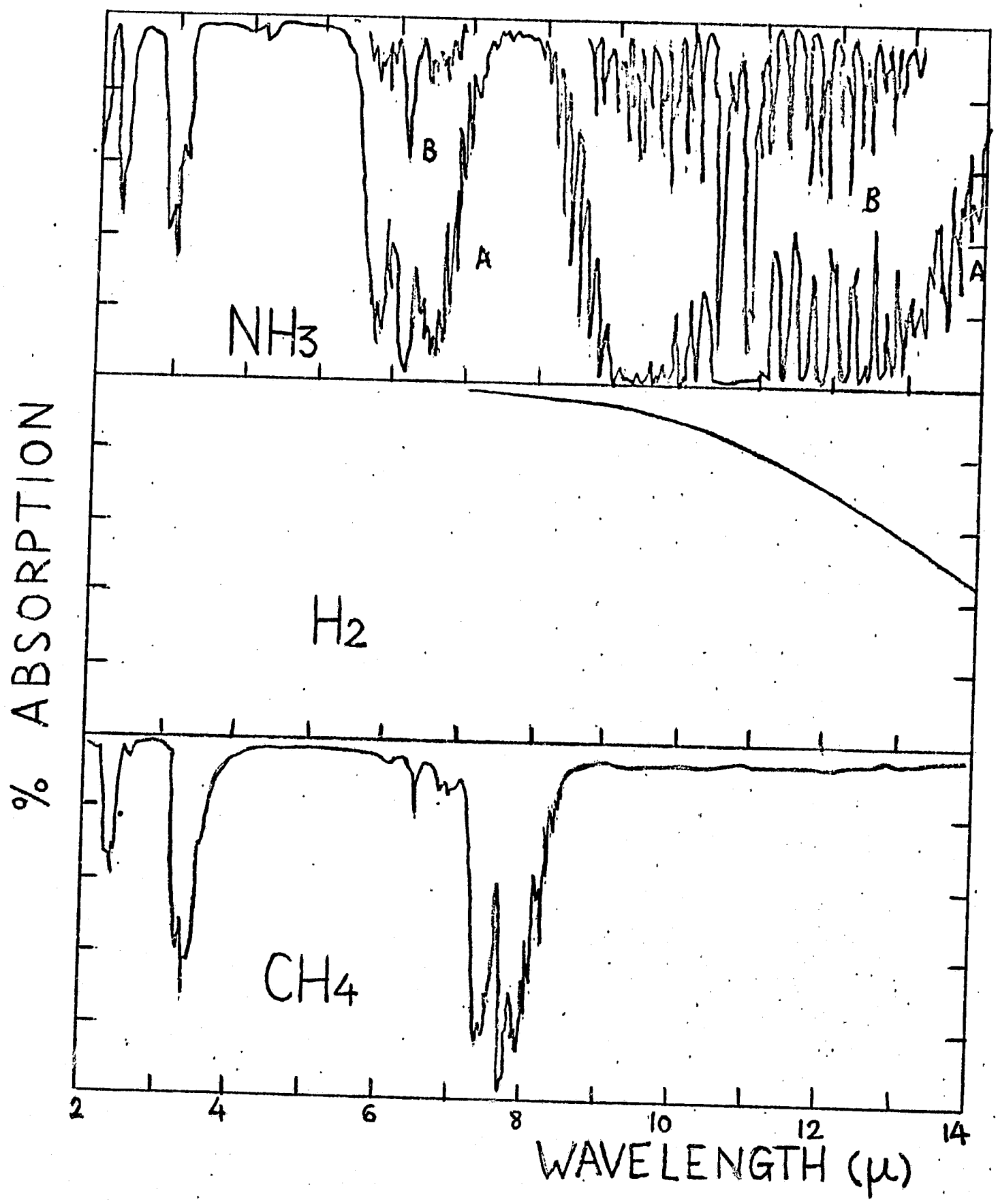


Fig VI-1

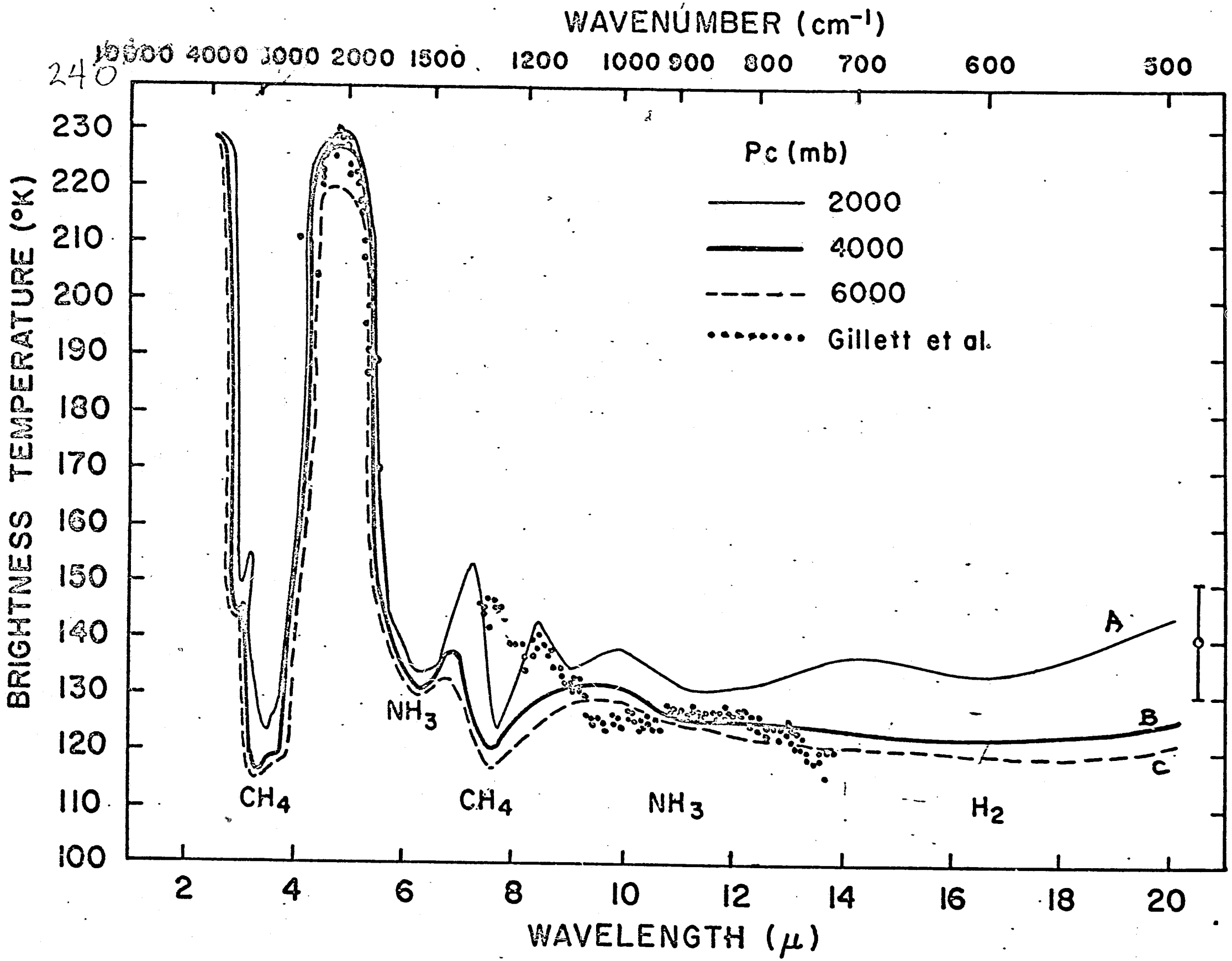

WAVENUMBER (cm⁻¹)
10000 4000 3000 2000 1500 1200 1000 900 800 700 600 500
BRIGHTNESS TEMPERATURE (°K)
240
230
220
210
200
190
180
170
160
150
140
130
120
110
100
Pc (mb)
2000
4000
6000
Gillett et al.
A
B
C
CH4
NH3
CH4
NH3
H2
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20
WAVELENGTH (μ)

Fig VI-2

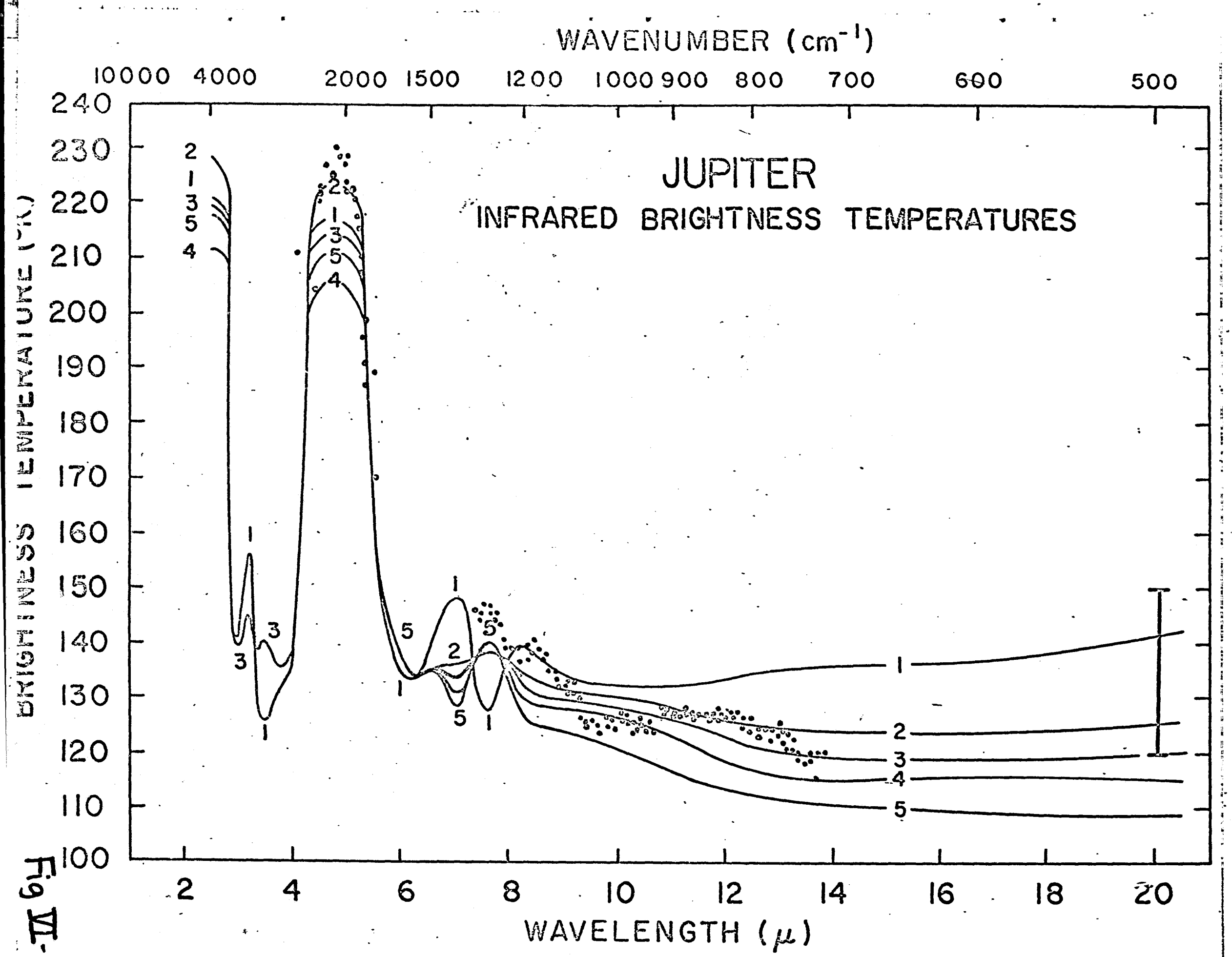
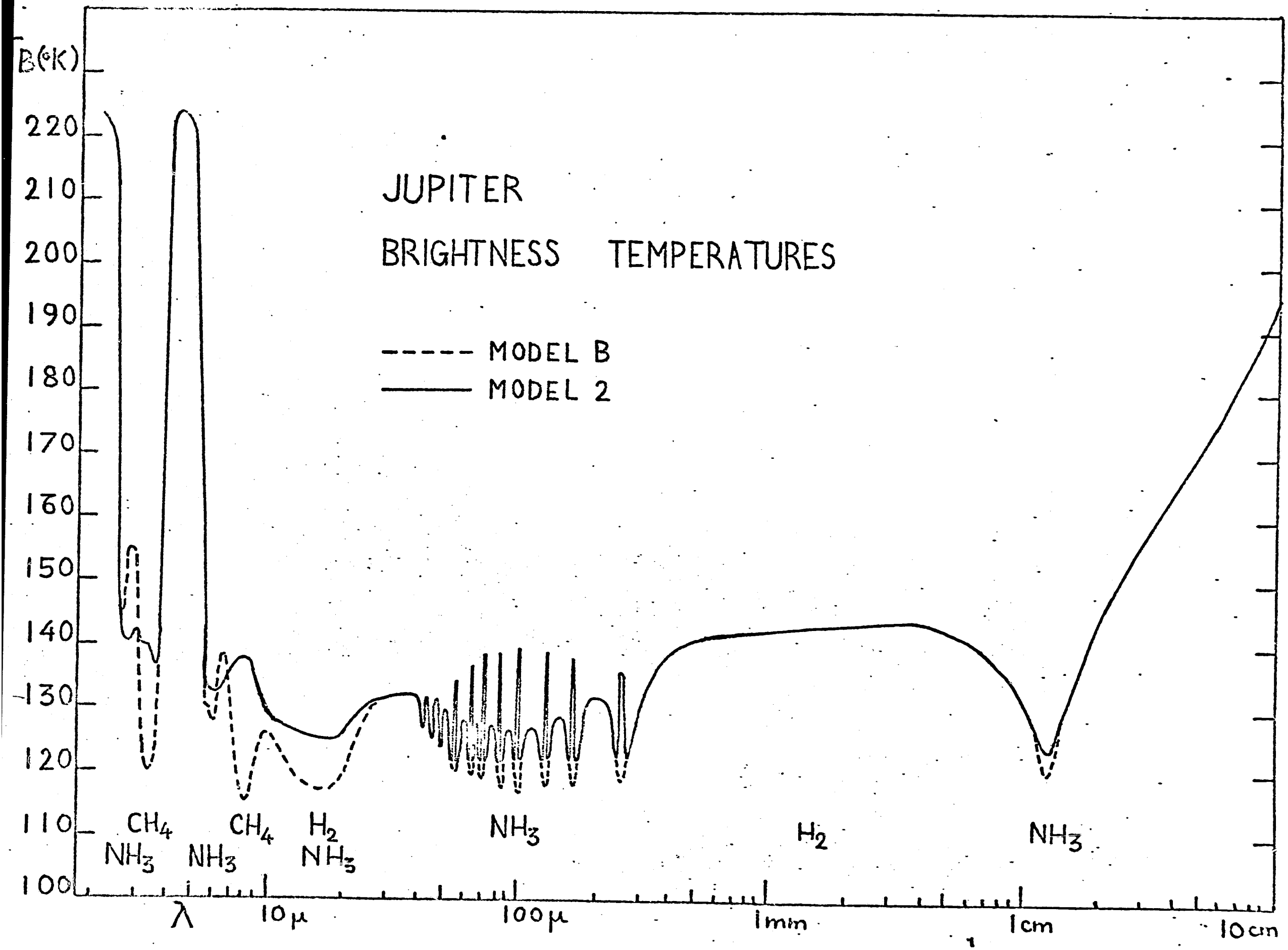

JUPITER
INFRARED BRIGHTNESS TEMPERATURES
WAVENUMBER (cm⁻¹)
10000 4000 2000 1500 1200 1000 900 800 700 600 500
BRIGHTNESS TEMPERATURE (°K)
240 230 220 210 200 190 180 170 160 150 140 130 120 110 100
WAVELENGTH (μ)
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20

Fig VI.


B(°K)
220
210
200
190
180
170
160
150
140
130
120
110
100
JUPITER
BRIGHTNESS TEMPERATURES
----- MODEL B
——— MODEL 2
CH4
NH3
NH3
CH4
NH3
H2
NH3
NH3
H2
NH3
λ
10μ
100μ
1mm
1cm
10cm

PRESSURE INDUCED ROTATIONAL AND TRANSLATIONAL ABSORPTION H_2 160 K

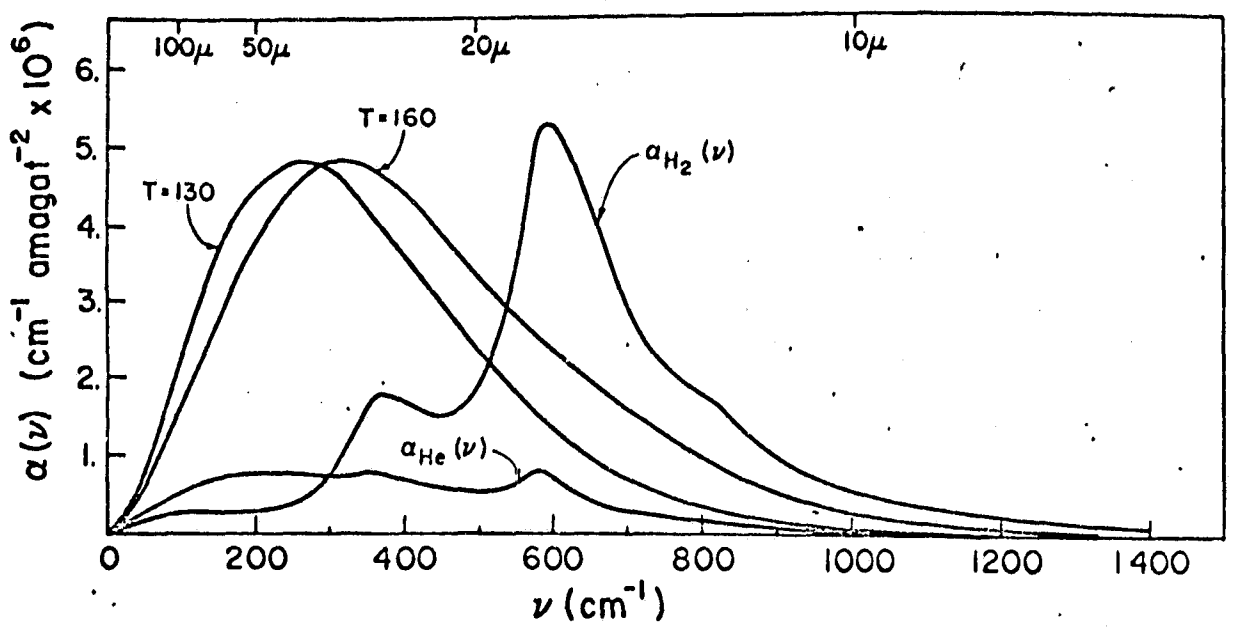


Fig A-1