

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

## AERONOMICA ACTA

A - N° 30 - 1964

Interprétation de la fluorescence de  $N_2^+$  dans l'aurore

par J. HUNAERTS

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

## AVANT-PROPOS

La présente Note est le texte d'une étude de la détermination des températures de rotation et de vibration basée sur la structure observée des bandes de  $N_2^+$  dans les aurores éclairées par le Soleil. Elle sera publiée dans les Annales de l'Observatoire Royal de Belgique, 3e série, tome X, fascicule 2.

## VOORWOORD

Deze nota is de tekst van een studie waarin de rotatie- en vibratietemperaturen afgeleid werden uit de waargenomen structuur der  $N_2^+$  banden in Noorderlicht door de zon beschenen. Zij zal gepubliceerd worden in de Annalen van de Koninklijke Sterrenwacht van België, 3e reeks, boek X, 2e deeltje.

## FOREWORD

This note is the text of a study on the determination of the rotational and vibrational temperatures based on the observed structure of the  $N_2^+$  bands in the sunlit aurora. It will be published in the Annales de l'Observatoire Royal de Belgique, 3e série, tome X, fascicule 2.

## VORWORT

Diese Notiz ist der Text eines Studiums der Rotations- und Vibrationstemperaturen, das auf die beobachtende Struktur der  $N_2^+$  Banden im sonnenbeleuchtende Polarlicht basiert ist. Die Notiz wird in den Annales de l'Observatoire Royal de Belgique, 3e série, tome X, fascicule 2 herausgegeben werden.

# INTERPRETATION DE LA FLUORESCENCE DE $N_2^+$ DANS L'AURORE

par

J. HUNAERTS

## RESUME

L'analyse des propriétés spectrales d'une aurore éclairée par le soleil conduit à la conclusion que les températures de rotation et de vibration doivent être identiques. L'examen des conditions requises pour l'obtention d'une égalité de ces températures dans le cas d'un processus de fluorescence requiert la présence d'ions  $N_2^+$  en équilibre thermique. Le seul processus permettant l'équilibre thermique est le transfert de charge à résonance symétrique entre molécules d'azote neutres et ionisées à l'exclusion d'autres réactions. De là, les températures de rotation et de vibration représentent la température réelle de la thermosphère anormalement élevée dans la région où apparaît l'aurore.

## 1. INTRODUCTION

Le renforcement des bandes du premier système négatif de l'azote  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$  de  $N_2^+$  dans les aurores éclairées par le soleil de même que sa présence dans le spectre du crépuscule a été attribué au processus de fluorescence<sup>[1]</sup>



pour lequel l'émission spectrale est d'environ  $10^{-1} \text{ sec}^{-1}$  par ion  $N_2^+$  soumis au champ de radiation du soleil. La structure du spectre est liée à la fois à celle du spectre solaire et aux divers processus atomiques existant dans une atmosphère du type auroral. Il y a donc intérêt à utiliser ces spectres en vue de déterminer les conditions physiques de la haute atmosphère au crépuscule au cours d'une aurore. Les observations spectrales de Störmer<sup>[2]</sup> effectuées à faible dispersion ont montré que la structure de vibration était fortement développée dans les aurores éclairées par le soleil. Cependant, une difficulté d'interprétation se présente dans l'analyse de tels spectres par suite de la superposition des bandes et des conclusions erronées peuvent être déduites si les intensités relatives ne sont pas connues avec suffisamment de précision. Le problème de la distribution d'intensité au sein des bandes de vibration est d'ailleurs compliqué par le fait qu'on ne connaît pas a priori les changements qu'apportent les processus d'excitation dans les nombres quantiques de vibration. C'est pourquoi une analyse complète requiert une étude simultanée de la structure de vibration et de rotation d'autant plus que l'équilibre thermique peut être atteint dans le cas des niveaux de rotation. Les observations effectuées au Canada<sup>[3]</sup> et leur interprétation par Vallance Jones et Hunten<sup>[4]</sup> permettent de faire une telle étude. L'objet de notre travail est de procéder à une analyse détaillée en tenant compte de la structure du spectre solaire et des conditions physiques régnant à des altitudes de l'ordre de 500 km lors d'une aurore éclairée par le soleil.

## 2. LE PREMIER SYSTEME NEGATIF DE L'AZOTE

Les deux états électroniques du premier système négatif de l'azote sont des états  $^2\Sigma$  pour lesquels les termes de rotation sont donnés par les relations [5]

$$F_1(K) = B_v K(K+1) - D_v K^2 (K+1)^2 + \frac{1}{2} \gamma K \quad (2,1a)$$

$$F_2(K) = B_v K(K+1) - D_v K^2 (K+1)^2 - \frac{1}{2} \gamma (K+1) \quad (2,1b)$$

$F_1$  et  $F_2$  étant les termes pour lesquels  $J = K + 1/2$  et  $J = K - 1/2$ .

Les constantes de rotation se calculent par les relations

$$B_v = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2}\right) \quad (2,2a)$$

$$D_v = D_e + \beta_e \left(v + \frac{1}{2}\right) \quad (2,2b)$$

Pour l'état inférieur  $^2\Sigma_g^+$  nous avons en adoptant les valeurs des constantes moléculaires données par Herzberg [6]

$$B_v'' = 1,9322 - 0,0202 \left(v + \frac{1}{2}\right) \quad (2,3a)$$

$$D_v'' = [5,75 + 0,29 \left(v + \frac{1}{2}\right)] 10^{-6} \quad (2,3b)$$

La constante de couplage  $\gamma = + 0,002$ .

Dans le cas de l'état supérieur  $^2\Sigma_u^+$ , la constante  $B_e$  a été déterminée par Douglas [7]. La constante  $D_e$  étant mal connue, nous en avons fait une détermination à partir des bandes mesurées par Coster et Brons [8] pour lesquelles  $v' \leq 2$ ,  $v'' \leq 3$ . Nous obtenons ainsi

$$B'_v = 2,0853 - 0,0242 (v + 1/2) \quad (2,4a)$$

$$D'_v = [5,916 + 0,216 (v + 1/2)] 10^{-6} \quad (2,4b)$$

Aucune valeur de la constante  $\gamma$  n'a été publiée.

Les termes de vibration se calculent par la relation

$$G_0(v) = \omega_0 v - \omega_{0x_0} v^2 + \omega_{0y_0} v^3 + \omega_{0z_0} v^4 \quad (2,5)$$

D'après Herzberg [6] et Stupochenko et al. [9] nous obtenons pour l'état inférieur  $X \ ^2\Sigma^+_g$

$$G_0(v'') = 2191,024 v - 16,196 v^2 - 0,0303 v^3 - 0,00092 v^4 \quad (2,6)$$

et pour l'état supérieur  $B \ ^2\Sigma^+_u$

$$G_0(v') = 2396,22 v - 24,070 v^2 - 0,6365 v^3 - 0,04949 v^4 \quad (2,7)$$

A partir des valeurs de  $G_0(v'')$  et  $G_0(v')$ , nous pouvons établir le Tableau I des origines des bandes du premier système négatif de l'azote par la relation

$$v_0 = 25566,0 + G_0(v') - G_0(v'') \quad (2,8)$$

### 3. RELATIONS GENERALES POUR LA DETERMINATION DES INTENSITES

Lorsque la distribution des molécules est boltzmannienne sur les états de rotation et de vibration, le nombre de molécules par  $\text{cm}^3$   $N_{v'',J''}$  est fonction d'un paramètre T représentant la température dans le cas d'une distribution maxwellienne des vitesses. Il s'exprime par la relation

$$N_{v'',J''} = N_{0,0} (2J'' + 1) e^{-[G(v'') + F(J'')]/0,7T} \quad (3,1)$$

TABLEAU I. - Système  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$  de la molécule  $N_2^+$ . Origines des bandes et longueurs d'onde des têtes de bandes.

$v'' \backslash v'$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	25566,00 3914,4	23391,22 4278,1	21249,02 4709,3	19139,60 5228,3	17063,21 5864,7					
1	27937,46 3582,5	25762,69 3884,3	23620,48 4236,5	21511,07 4651,9	19434,67 5148,8	17391,58 5754,4				
2	30256,28 3308,8	28081,50 3564,4	25939,29 3857,9	23829,88 4199,2	21753,49 4599,9	19710,39 5076,5	17700,85 5653,2			
3	32516,84 3078,2	30342,06 3299,1	28199,85 3548,2	26090,44 3835,4	24014,05 4166,4 66,8	21970,95 4553,2 54,4	19961,41 5010,8 12,4	17985,75 5560,8 63,8		
4		32537,58 3076,4	30395,37 3293,9	28285,96 3538,0	26209,56 3818,1	24166,47 4140,7	22156,93 4515,9	20181,27 4958,0	18239,80 5485,8	
5				30408,46 (3287,6)	28332,07 3533,2	26288,97 (3802,8)	24279,43 4120,7 21,3	22303,77 4485,3 85,9	20362,30 4913,2	18455,37 5420,8

$G(v'')$  et  $F(J'')$  étant les énergies des états de vibration et de rotation.

Cependant, dans l'étude de l'excitation des aurores, il faut envisager le cas où cette distribution boltzmannienne n'existe pas au départ et considérer par exemple des mécanismes de fluorescence successifs à partir d'une distribution arbitraire dans l'état initial. On peut ainsi analyser l'effet du mécanisme de fluorescence et comparer les répartitions finales sur les niveaux supérieurs aux différents types d'équilibre possibles. Il s'agit donc d'examiner d'abord le mécanisme de fluorescence sans définir le type de distribution dans l'état initial. En adoptant  $N_i$  comme concentration de molécules dans l'état inférieur, le nombre de molécules qui arrivent par seconde dans l'état supérieur  $s$  par absorption du rayonnement solaire est

$$N \rightarrow s = \sum_i N_i B_{is} \rho_{v_{is}}' \quad (3,2)$$

et en conséquence, l'intensité d'une raie d'émission est donnée par

$$I_{si} = (N \rightarrow s) \frac{A_{si}}{\sum_i A_{si}} h\nu_{is} \quad (3,3)$$

$A_{si}$  et  $B_{is}$  étant les probabilités de transition en émission et en absorption (coefficients d'Einstein) et  $\rho_{v_{is}}'$  la densité du rayonnement au sommet de l'atmosphère terrestre.

Les probabilités  $A_{si}$  et  $B_{is}$  sont déterminées par l'élément de matrice  $R^{is}$  du moment dipolaire [10]<sup>is</sup>. On a

$$A_{si} = \frac{1}{g_s} \frac{64 \pi^4}{3 h c^3} \nu^3 \left| R^{is} \right|^2 \quad (3,4a)$$

$$B_{is} = \frac{1}{g_i} \frac{8\pi^3}{3 h^2} \left| R^{is} \right|^2 \quad (3,4b)$$

où  $g_s$  et  $g_i$  désignent les poids statistiques des niveaux supérieurs et inférieurs (\*). L'élément de matrice total s'écrit

$$R^{is} = R_{el} R_{v'v''} R_{J'J''} \quad (3,5)$$

Les relations (3,4a) et (3,4b) peuvent être remplacées par des expressions où s'introduit la force d'oscillateur  $f_{is}$  qui est reliée aux coefficients d'Einstein. On a

$$A_{si} = \frac{g_i}{g_s} \frac{8\pi^2 e^2}{m c^3} \nu^2 f_{is} \quad (3,6a)$$

$$B_{is} = \frac{\pi e^2}{m h} \frac{1}{\nu} f_{is} \quad (3,6b)$$

En introduisant les facteurs d'intensité dans les relations (3,4), on peut écrire pour le cas de la rotation

$$A_{v'v'', J'J''} = C_1 \frac{1}{2J' + 1} i_{J'J''} \nu^3 \left| R_{v'v''} \right|^2 \quad (3,7a)$$

$$B_{v'v'', J'J''} = C_2 \frac{1}{2J'' + 1} i_{J'J''} \left| R_{v'v''} \right|^2 \quad (3,7b)$$

Les facteurs d'intensité pour une transition  ${}^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$  se calculent par les relations

(\*) Rappelons que pour un niveau de rotation  $J$ , le poids statistique est  $2J+1$ ; il vaut 1 pour un état de vibration. Pour un état électronique le poids statistique est  $g_{el} = g_{sym} g_{\Lambda} g_m$  [11];

$g_{sym}$  vaut  $\frac{1}{2}$  lorsque les molécules sont homonucléaires et 1 dans les autres cas.

$g_{\Lambda}$  vaut 1 pour les états  $\Sigma$  et 2 pour les autres.  $g_m$  est la multiplicité des états  $\Sigma$  ainsi que de tous ceux répondant au cas b.  $C$  est le nombre de valeurs de  $\Omega$  pour le cas a.

$$i_{P_1 \text{ ou } R_1} = \frac{2 K (K + 1)}{2 K + 1} \quad (3,8a)$$

$$i_{P_2 \text{ ou } R_2} = \frac{2 K (K - 1)}{2 K + 1} \quad (3,8b)$$

$$i_{P_{Q_{12}} \text{ ou } R_{Q_{21}}} = \frac{2 K}{4 K^2 - 1} \quad (3,8c)$$

où K est la plus grande des deux valeurs K' et K''.

L'application de la relation (3,3) au cas d'une bande de vibration permet d'écrire

$$I_{v'v''} = \sum_{v''} (N \rightarrow v') \frac{A_{v'v''}}{\sum_{v''} A_{v'v''}} h\nu_{v'v''} \quad (3,9)$$

où la probabilité de transition spontanée donnée d'après (3.4a) devient

$$A_{v'v''} = \frac{1}{g_s} \frac{64 \pi^4}{3 h^3 c^3} \nu^3 \left| \int \psi_{v'} R_e(r) \psi_{v''} dr \right|^2 \quad (3,10)$$

avec

$$R_e(r) = \int \psi_{e'} M \psi_{e''} d\tau_e \quad (3,11)$$

Dans (3,10) et (3,11),  $\psi_e$  et  $\psi_v$  sont les fonctions d'onde électroniques et de vibration; M le moment dipolaire,  $d\tau_e$  l'élément de volume et  $R_e(r)$  le moment de la transition électronique qui dépend de la distance internucléaire r.

En écrivant la relation (3,10) sous la forme

$$A_{v'v''} = \frac{1}{g_s} \frac{64 \pi^4}{3 h c^3} \nu^3 P_{v'v''} \quad (3,12a)$$

on obtient pour (3,4b) appliquée au cas de la vibration

$$B_{v'v''} = \frac{1}{g_i} \frac{8 \pi^3}{3 h^2} P_{v'v''} \quad (3,12b)$$

Dans ces relations  $P_{v'v''}$  est la probabilité relative de la transition.

Fraser<sup>[12]</sup> a montré qu'il est possible de tenir compte de la dépendance de  $R_e$  de la distance internucléaire  $r$  par l'introduction de la grandeur

$$\bar{r}_{v'v''} = \frac{\int \psi_{v'} r \psi_{v''} dr}{\int \psi_{v'} \psi_{v''} dr} \quad (3,13)$$

qu'il dénomme "r-centroid". Dans ces conditions, on peut écrire que

$$P_{v'v''} = R_e^2 (\bar{r}_{v'v''})^2 q_{v'v''} \quad (3,14)$$

où

$$q_{v'v''} = \left| \int \psi_{v'} \psi_{v''} dr \right|^2 \quad (3,15)$$

est le facteur de Franck-Condon.

Une méthode permettant le calcul des facteurs de Franck-Condon dans l'hypothèse de la validité de la représentation du potentiel par la fonction de Morse a été élaborée par Nicholls<sup>[13]</sup>. Des méthodes ont été également développées pour le calcul de  $\bar{r}_{v'v''}$ <sup>[14]</sup>. Pour déterminer  $R_e(r)$ , Fraser<sup>[12]</sup> a proposé de combiner les mesures d'intensité des bandes de vibration et les valeurs calculées de  $q_{v'v''}$  et  $\bar{r}_{v'v''}$ . En fait ce procédé

est basé sur les relations

$$I_{v',v''} = K N_{v'} v'^4 p_{v',v''} \quad (3,16)$$

$$I_{v',v''} = K N_{v'} v'^4 q_{v',v''} R_e^2(\bar{r}_{v',v''}) \quad (3,17)$$

qui donnent l'intensité d'une bande de vibration en émission.

Notre étude nécessitant la connaissance des probabilités relatives des transitions du système  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$  de  $N_2$  pour des valeurs élevées des nombres quantiques de vibration nous avons admis la validité d'une extension des tables données dans le travail de Wallace et Nicholls<sup>[15]</sup>. Celle-ci a été faite de la manière suivante :

1. les valeurs de  $\bar{r}_{v',v''}$  ont été extrapolées en appliquant la loi de la constance des différences dans une séquence  $\Delta v$  établie par Fraser<sup>[12]</sup>. Nous donnons au Tableau II les valeurs de  $\bar{r}_{v',v''}$  que nous avons utilisées. Elles comprennent celles de Wallace et Nicholls<sup>[15]</sup> complétées par des valeurs qui nous ont été aimablement communiquées par Jarmain<sup>[16]</sup>. Celles qui ont été obtenues par extrapolation sont soulignées.

2. les valeurs de  $R_e(\bar{r}_{v',v''})$  ont été calculées par la relation

$$R_e(\bar{r}) = 1,025 [10,1 \bar{r}^2 - 23,5 \bar{r} + 14,5]$$

dont nous avons admis la validité dans l'intervalle

$$0,934 < \bar{r} < 1,295$$

3. les valeurs de  $p_{v',v''}$  ont été obtenues par la relation (3,14) à partir des facteurs de Franck-Condon calculés par Nicholls<sup>[13]</sup>; elles sont données au Tableau III.

TABLEAU II. - Système  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$  de la molécule  $N_2^+$ . Valeurs de  $\bar{r}_{v'v''}$ .

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	1,097	1,053	1,013	0,974	<u>0,934</u>					
1	1,159	1,102	1,057	1,017	0,979	<u>0,939</u>				
2	1,265	1,164	1,106	1,061	1,022	<u>0,984</u>	<u>0,944</u>			
3		1,275	1,168	1,111	<u>1,065</u>	<u>1,026</u>	<u>0,988</u>	<u>0,949</u>		
4			1,285	1,172	<u>1,115</u>	<u>1,069</u>	<u>1,030</u>	<u>0,992</u>	<u>0,954</u>	
5				<u>1,295</u>	<u>1,176</u>	<u>1,119</u>	<u>1,073</u>	<u>1,034</u>	<u>0,996</u>	<u>0,960</u>

TABLEAU III.- Système  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$  de la molécule  $N_2^+$ . Probabilités relatives des transitions de vibration  $p_{v'v''}$ .

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	0,5186	0,2477	0,0822	0,0240	0,0064					
1	0,2170	0,1747	0,2661	0,1513	0,0613	0,0215				
2	0,0415	0,2949	0,0395	0,2118	0,1830	0,0991	0,0430			
3		0,1023	0,2983	0,0016	0,1399	0,1877	0,1287	0,0669		
4			0,1667	0,2780	0,0005	0,0829	0,1682	0,1459	0,0886	
5				0,2336	0,2409	0,0221	0,0418	0,1391	0,1535	0,1062

La densité du rayonnement solaire  $\rho'_\nu$  provoquant un phénomène de résonance dans le spectre visible est celle du rayonnement photosphérique  $\rho_\nu$  à la même fréquence que l'on doit multiplier par le facteur de dilution et corriger de l'effet d'absorption par les raies de Fraunhofer. On écrit

$$\rho'_\nu = 5,41 \cdot 10^{-6} I_\odot \rho_\nu \quad (3,18)$$

où  $I_\odot$  est le rapport de l'intensité du spectre solaire à celle du spectre continu en l'absence de raies d'absorption et  $\rho_\nu$  la densité qui se déduit de la mesure de l'intensité par la relation

$$F_\nu = \frac{1}{4\pi} c \rho_\nu \quad (3,19)$$

Des mesures d'intensité absolue du spectre continu dans le domaine  $\lambda\lambda$  3300-6900 ont été publiées par Labs<sup>[17]</sup>. Celles-ci ont été effectuées au centre du disque. La transformation en intensité moyenne pour l'ensemble du disque s'effectue au moyen des coefficients établis par Minnaert<sup>[18]</sup>. Ces mesures ayant été faites dans les "fenêtres" de Canavaggia et Chalonge<sup>[19]</sup>, nous pouvons admettre qu'elles se rapportent au fond continu du spectre solaire.

Les intensités résiduelles  $I_\odot$  se déduisent des enregistrements de l'Atlas Solaire d'Utrecht<sup>[20]</sup>. De  $\lambda$  3700 à  $\lambda$  4000 le continuum a été corrigé d'après les résultats obtenus par Michard<sup>[21]</sup>. Les indications relatives au spectre ultraviolet sont moins certaines. En effet Michard<sup>[21]</sup> ne trouve pas de correction importante de  $\lambda$  3350 à  $\lambda$  3550 mais Minnaert<sup>[22]</sup> situe le spectre continu de  $\lambda$  3500 à  $\lambda$  3600 entre les ordonnées 130 et 140. En conséquence nous avons effectué les calculs dans deux hypothèses relatives à la position du continuum pour  $\lambda < 3600$  en admettant respectivement les deux valeurs 100 et 135.

Les intensités résiduelles pour tout le disque mesurées sur les enregistrements de la région ultraviolette sont d'après Minnaert<sup>[23]</sup> comparables à celles mesurées sur les autres enregistrements correspondant au centre du disque.

#### 4. STRUCTURE DE ROTATION DU SYSTEME $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ DE $N_2^+$ DANS LE CAS DE

##### FLUORESCENCE.

Les relations (3,2) et (3,3) explicitées permettent le calcul des intensités des raies d'une bande ( $v'v''$ ) dans le phénomène de fluorescence. En considérant d'abord que les concentrations respectives des molécules sur les niveaux de rotation et de vibration de l'état électronique fondamental sont  $N_{K''}$  et  $N_{v''}$ , on déduit les nombres de molécules arrivant sur les niveaux de rotation de l'état de vibration  $v'$  par les expressions suivantes :

$$N - F_1'(K' = K'' + 1) = \sum_{v''} N_{v''} P_{v', v''} \left[ N_{K''} \frac{1}{g_{K''}} P_{R_1(K'')} I_{\odot} + N_{K''+2} \frac{1}{g_{K''+2}} P_{P_1 + P_{Q_{12}(K''+2)}} I_{\odot} \right] \rho_{v'}' \quad (4,1a)$$

$$N - F_2'(K' = K'' - 1) = \sum_{v''} N_{v''} P_{v', v''} \left[ N_{K''} \frac{1}{g_{K''}} P_{R_2 + R_{Q_{21}(K'')}} I_{\odot} + N_{K''+2} \frac{1}{g_{K''+2}} P_{P_2(K''+2)} I_{\odot} \right] \rho_{v'}' \quad (4,1b)$$

Si les molécules  $N_{K''}$  sont réparties selon une loi boltzmanienne, en tenant compte de la relation (3,1) on obtient au lieu de (4,1a) et (4,1b)

$$N - F_1'(K' = K'' + 1) = \sum_{v''} N_{v''} P_{v', v''} \left[ i_{R_1(K'')} e^{-\frac{F(K'')}{0,7 T}} I_{\odot} + i_{P_1 + P_{Q_{12}(K''+2)}} e^{-\frac{F(K''+2)}{0,7 T}} I_{\odot} \right] \rho_{v'}' \quad (4,2a)$$

$$N - F_2'(K' = K'' - 1) = \sum_{v''} N_{v''} P_{v', v''} \left[ i_{R_2 + R_{Q_{21}(K'')}} e^{-\frac{F(K'')}{0,7 T}} I_{\odot} + i_{P_2(K''+2)} e^{-\frac{F(K''+2)}{0,7 T}} I_{\odot} \right] \rho_{v'}' \quad (4,2b)$$

où les facteurs d'intensité  $i$  sont donnés par (3,8), les probabilités relatives  $P_{v', v''}$  sont déterminées au TABLEAU III et les intensités  $I_{\odot}$  sont mesurées dans l'Atlas solaire.

Les intensités des raies émises à partir de l'état  $F_1'$  sont

$$I_{R_1(K'')} = N - F_1'(K' = K'' + 1) \frac{P_{v', v''}}{\sum_{v''} P_{v', v''}} \cdot \frac{i_{R_1(K'')}}{i_{R_1(K'')} + i_{P_1 + P_{Q_{12}(K''+2)}}} h\nu_{R_1(K'')} \quad (4,3a)$$

$$I_{P_1 + P_{Q_{12}(K'')}} = N - F_1'(K' = K'' - 1) \frac{P_{v', v''}}{\sum_{v''} P_{v', v''}} \cdot \frac{i_{P_1 + P_{Q_{12}(K'')}}}{i_{R_1(K''-2)} + i_{P_1 + P_{Q_{12}(K'')}}} h\nu_{P_1 + P_{Q_{12}(K'')}} \quad (4,3b)$$

et deux relations analogues (4,4a) et (4,4b) pour l'état  $F_2'$  où au lieu de  $R_1$  et  $P_1 + P_{Q_{12}}$  on écrit respectivement  $R_2 + R_{Q_{12}}$  et  $P_2$ .

L'application numérique des formules (4,3) et (4,4) a été effectuée sur deux bases complètement différentes en vue de déterminer les divers aspects du phénomène de fluorescence. Tout d'abord, nous avons fait des calculs en plaçant toutes les molécules sur le niveau inférieur de rotation sans toutefois introduire l'effet des raies de Fraunhofer. Ensuite, nous avons procédé à la détermination des intensités en considérant que la population sur les niveaux inférieurs résultait d'une distribution boltzmannienne.

Les figures 1 et 2 illustrent les résultats des calculs et il apparaît que les répartitions relatives des molécules dans l'état inférieur après une succession d'un nombre suffisant de mécanismes d'absorption et d'émission sont du même type que celles résultant d'une loi boltzmannienne. Une relation empirique linéaire peut être établie entre les répartitions obtenues après le  $n^e$  mécanisme et pour la température  $T''$  sur les niveaux inférieurs. Elle est valable pour les premiers mécanismes ( $n \leq 30$ ) et pour des températures peu élevées mais peut être extrapolée. On a

$$T'' = (11,3 \pm 1) n \quad (4,5)$$

Les écarts à cette relation sont systématiques car ils dépendent du nombre quantique  $K''$ . En effet, aux plus grandes valeurs de celui-ci correspondent les plus grandes valeurs du coefficient numérique.

Dans une application aéronomique, où un ensemble de processus peuvent intervenir, il est clair qu'il ne peut être fait de distinction. D'ailleurs, il résulte de ce qui précède qu'une distribution boltzmannienne peut être utilisée pour une analyse du spectre de rotation de  $N_2^+$  soumis au champ de radiation solaire. Enfin, il faut noter d'après la formule (4,5) qu'il faut un nombre considérable de processus d'absorption pour peupler les différents niveaux de rotation. Ceci permet de conclure que dans le cas d'une durée de vie relativement brève d'un ion  $N_2^+$ , la distribution boltzmannienne devrait être la plus adéquate pour fixer la représentation de la population moléculaire sur les niveaux de rotation.

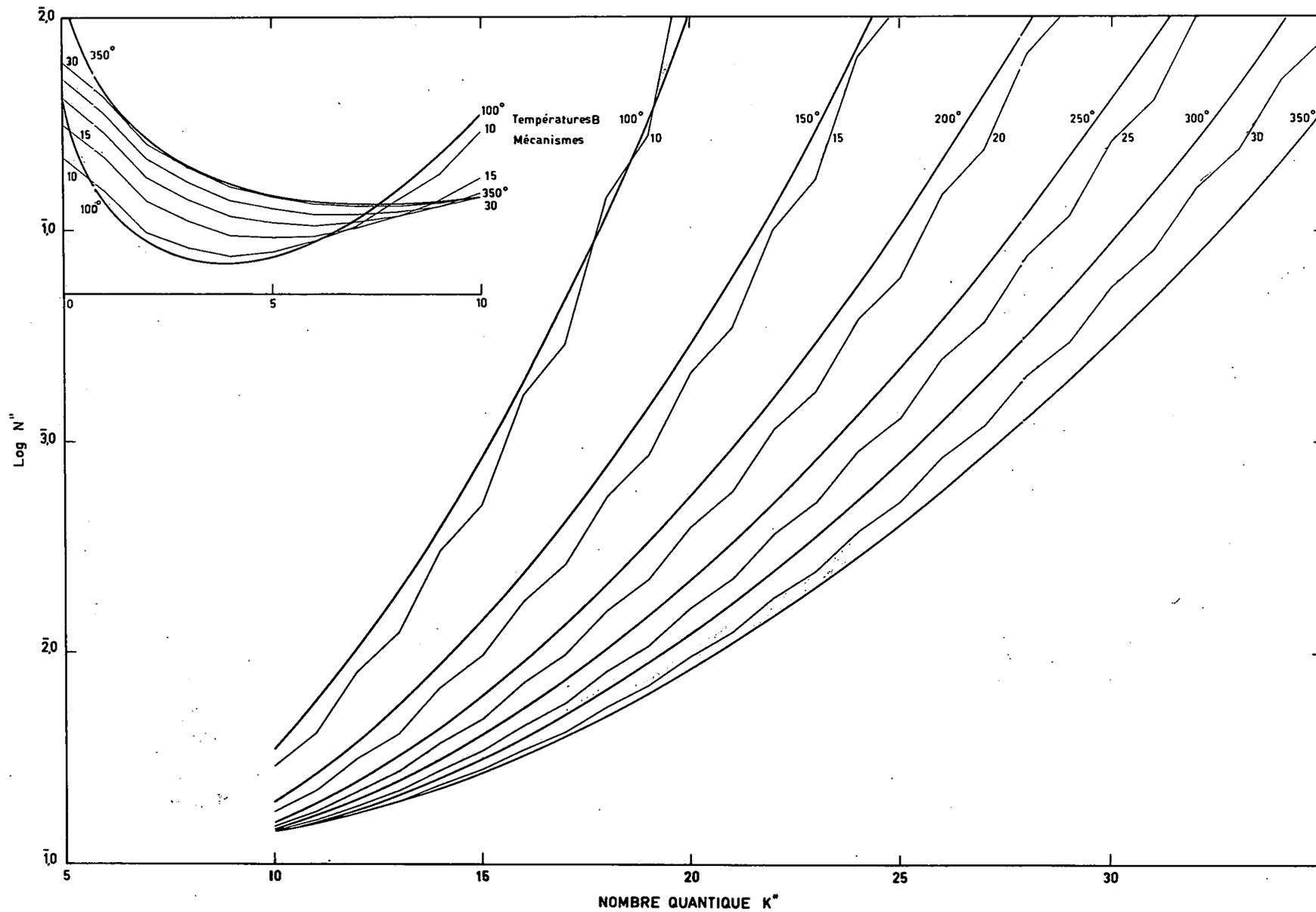


Fig. 1.- Répartitions relatives des molécules dans l'état inférieur après les mécanismes de fluorescence et répartitions boltzmanniennes initiales.

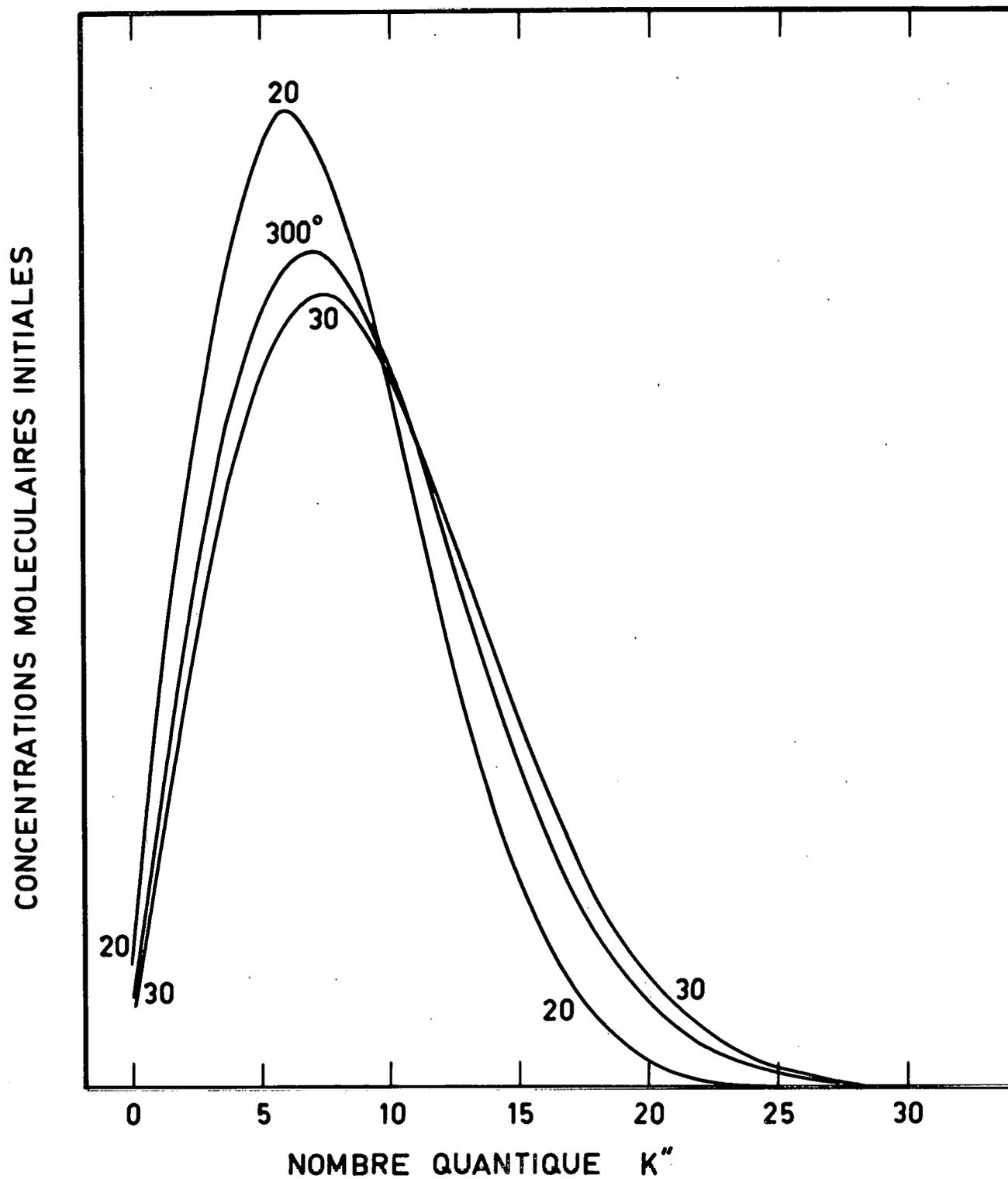


Fig. 2.- Relation entre les répartitions des molécules sur les niveaux inférieurs après les 20e et 30e mécanismes et pour  $300^\circ\text{K}$ .

## 5.- LE SPECTRE DE ROTATION DE $N_2^+$ DANS UNE AURORE ECLAIREE PAR LE SOLEIL.

---

L'enregistrement microphotométrique du spectre observé par Hunten, Koenig et Vallance Jones<sup>[3]</sup> reproduit à la figure 3 sert de base à notre analyse et suivant la détermination effectuée par ces auteurs, l'état initial correspond à une distribution boltzmannienne à la température de 2100°K. L'application est faite successivement pour les deux séquences  $\Delta v=0$  et  $\Delta v=-1$ .

### 5.1.- Le spectre synthétique de la séquence $\Delta v=0$ .

---

Afin de tenir compte de l'effet de la résolution spectrale, nous avons tracé le spectre pour des largeurs effectives de la fente de 0,6 et 1 A. Le profil des raies étant rectangulaire par hypothèse, le contour du spectre synthétique peut s'obtenir facilement par la sommation à une longueur d'onde déterminée des intensités de toutes les raies présentes, compte tenu de la largeur de la fente. Afin de rapprocher le contour ainsi obtenu de celui donné par l'enregistreur, les intensités<sup>o</sup> calculées sont moyennées sur la largeur de la fente adoptée, progressivement tout le long du spectre. De plus, l'échelle des intensités adoptée est mixte; elle est d'abord linéaire et logarithmique ensuite.

Les spectres synthétiques ainsi obtenus sont donnés à la figure 4 qui peut être comparée avec la reproduction du spectrogramme observé de la figure 3. Les structures théoriques et observées sont presque en parfaite coïncidence comme on peut d'ailleurs en juger par les valeurs numériques présentées au Tableau IV. On voit par exemple, comment le profil théorique de la séquence explique les anomalies observées dans la bande 0-0 par la présence des raies de la bande 1-1 et de la tête de la bande 2-2 au voisinage de la raie R (36) de 0-0.

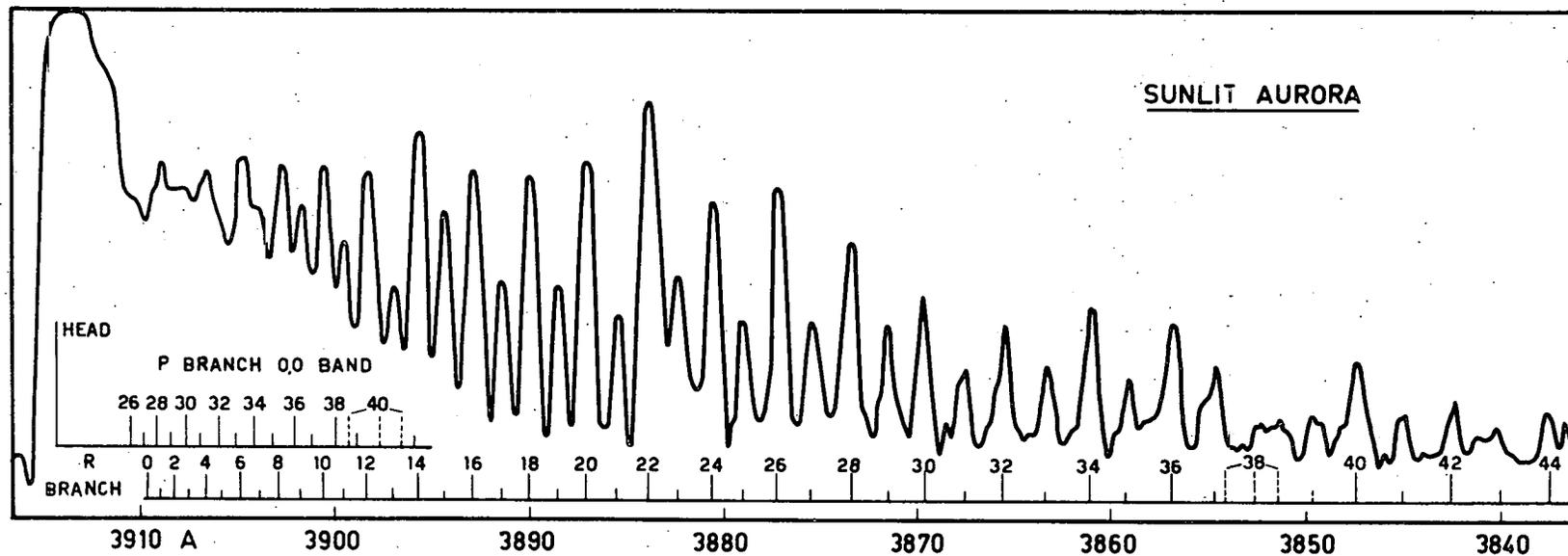


Fig. 3.- Spectrogramme d'une aurore éclairée par le soleil.

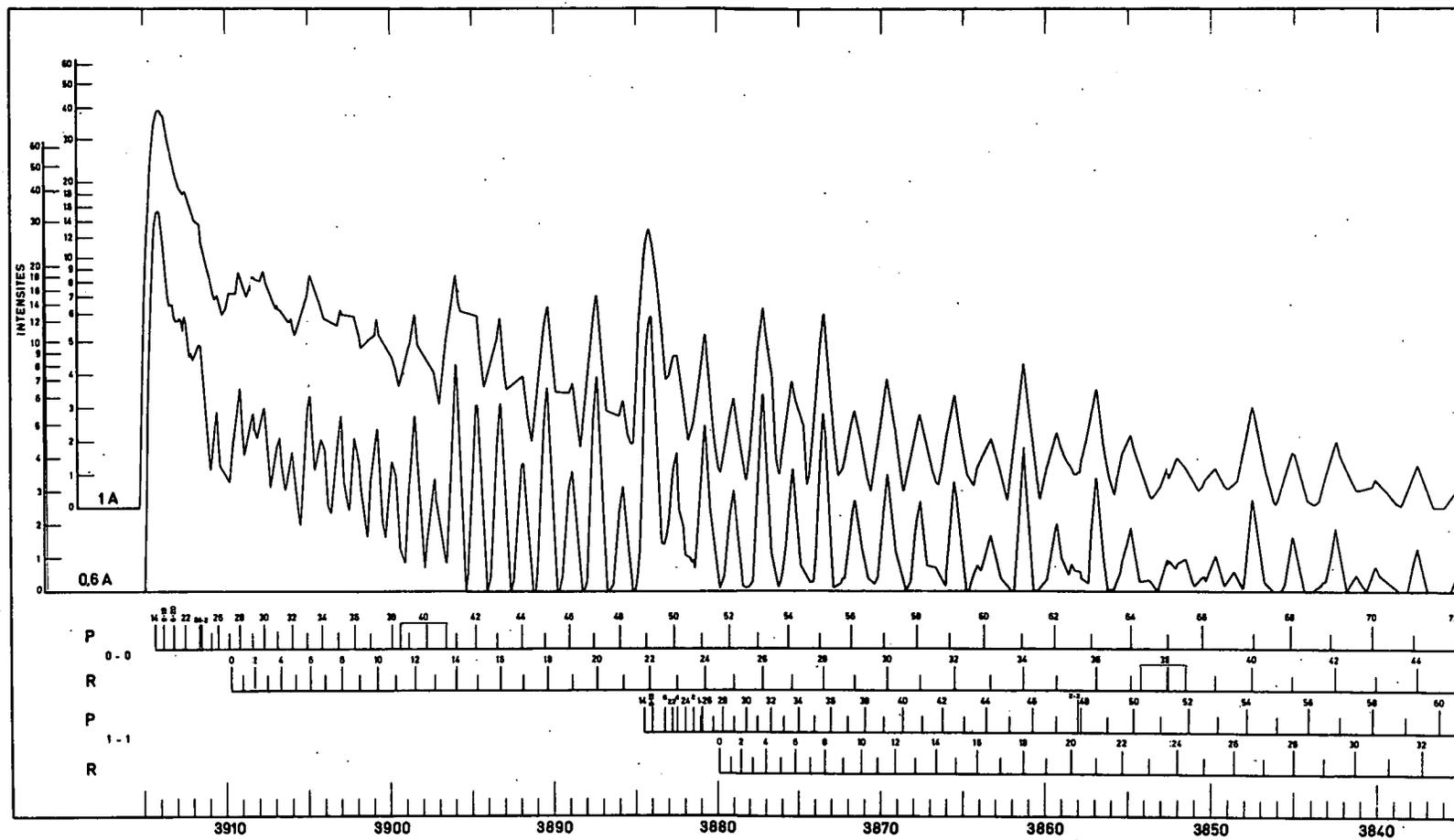


Fig. 4.- Spectres théoriques de la séquence  $\Delta v = 0$  dans le cas du phénomène de fluorescence excitée par le soleil.

TABLEAU IV. - Comparaison des intensités observées et calculées.

K"	Intensité		Obs. Calc.	K"	Intensité		Obs. Calc.
	Calc.	Obs.			Calc.	Obs.	
0	3,11	2,99		20	34,08	7,64	0,224
1	3,47	0,74	0,213	21	13,86	3,26	0,235
2	11,45	3,15	0,275	22	37,41		
3	6,57	1,69	0,257	23	9,94	2,15	0,216
4	15,80	4,06	0,257	24	23,82	6,31	0,265
5	6,38	1,63	0,256	25	13,23	3,18	0,240
6	22,39	5,37	0,240	26	28,75	6,76	0,235
7	11,55	2,56	0,222	27	15,09	3,31	0,219
8	20,65	5,13	0,248	28	22,34	4,96	0,222
9	10,51	2,55	0,243	29	10,76	3,18	0,295
10	21,28	5,33	0,250	30	16,19	3,68	0,227
11	7,91	1,84	0,233	31	11,62	2,57	0,221
12	23,60	5,74	0,243	32	14,69	3,43	0,233
13	16,28	3,45	0,212	33	8,30	2,54	0,306
14	35,13	8,26	0,235	34	16,36	3,66	0,224
15	16,18	3,28	0,203	35	9,48	2,00	0,211
16	24,44	5,33	0,218	36	13,92	3,23	0,232
17	11,29	1,95	0,173	37	8,09	2,41	0,298
18	30,05	6,46	0,215	38	12,90		
19	13,44	2,88	0,214	39	5,37	1,00	0,186
				40	13,84	2,34	0,169
				41	5,43	2,00	0,368
				42	9,28	1,90	0,205
				43	3,62	1,00	0,276
				44	6,50	1,86	0,286

### 5.2.- Le spectre synthétique de la séquence $\Delta v=-1$ .

-----

L'observation a été faite avec un spectrographe moins dispersif que celui utilisé pour le spectre de la séquence  $\Delta v=0$ . L'enregistrement reproduit à la figure 3 de l'article de Vallance Jones et Hunt<sup>[4]</sup> ne permet que des mesures peu certaines.

Nous avons tracé le spectre synthétique pour des largeurs de fente de 1 et 2A. Le procédé suivi pour obtenir les intensités est le même que celui décrit ci-dessus. Toutefois l'échelle des intensités est uniquement linéaire comme sur le spectrogramme observé.

Les spectres synthétiques ainsi obtenus sont donnés à la figure 5. Le profil observé y est également reproduit.

L'accord moins bon que précédemment s'explique par la qualité du spectre observé. La présence des bandes 1-2 et 2-3 se manifeste principalement par l'augmentation de l'intensité des raies R (24) et R (38) de la bande 0-1.

### 5.3.- Les spectres synthétiques pour d'autres températures de rotation

-----

Les spectres synthétiques des deux séquences  $\Delta v=0$  et  $-1$  pour d'autres températures peuvent être établis facilement à partir de la figure 6. Celle-ci fournit les rapports relatifs des intensités des raies d'émission de la branche R dans le cas du phénomène de fluorescence correspondant à différentes répartitions thermiques initiales.

En normalisant pour le cas d'une température d'équilibre à 2100°K, on voit tout d'abord comment la distribution relative des intensités varie pour une différence de  $\pm 200^\circ\text{K}$ . Comme les mesures sont effectuées pour des radiations de nombres quantiques de rotation inférieurs à 45, on constate qu'une imprécision de l'ordre de 10 %, dans la mesure des intensités ne peut conduire qu'à une approximation de  $\pm 200^\circ\text{K}$ . D'autre part, des différences plus grandes dans

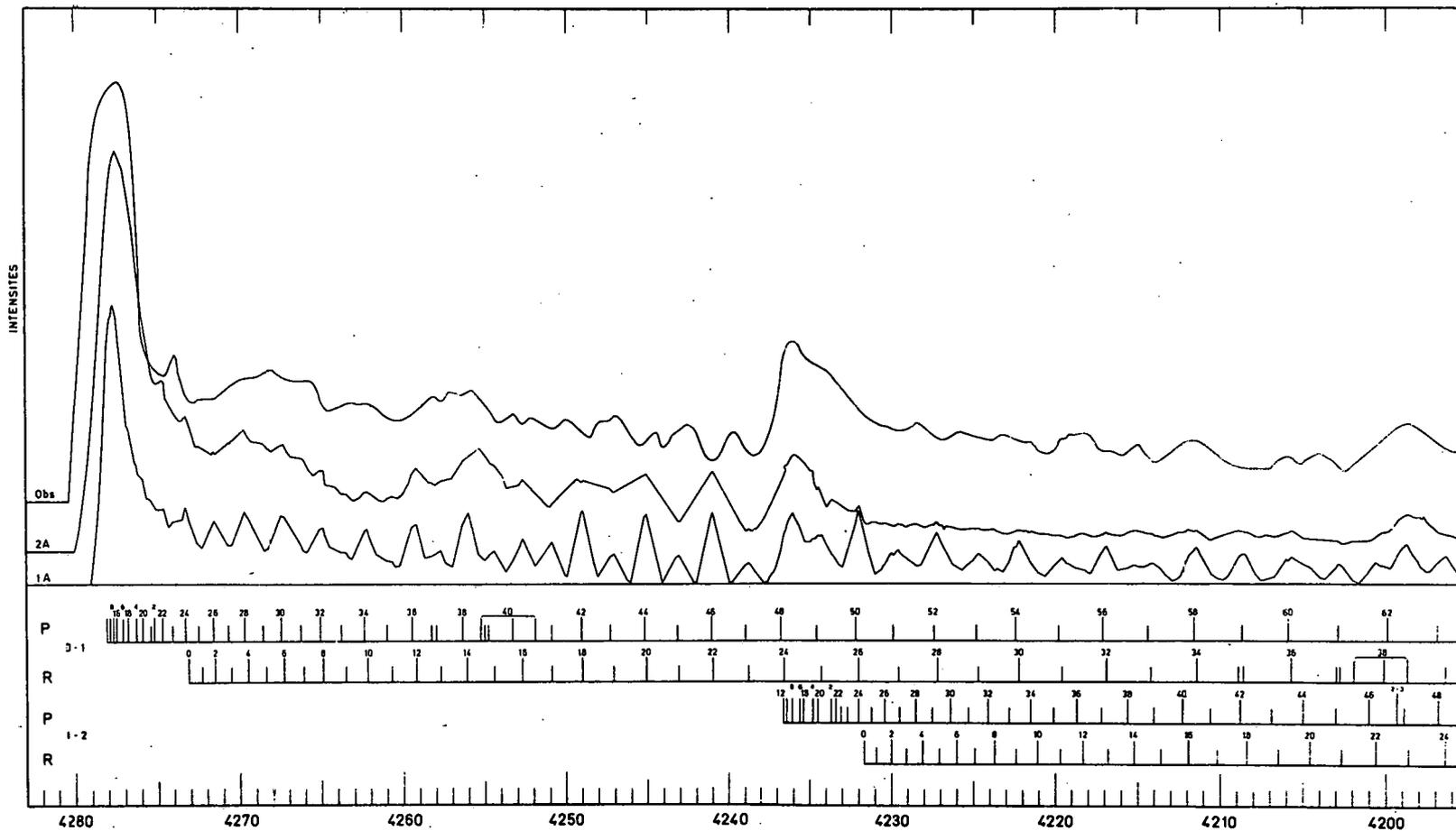


Fig. 5.- Spectre observé et spectre théorique de la séquence  $\Delta v = -1$  dans le cas du phénomène de fluorescence excitée par le soleil.

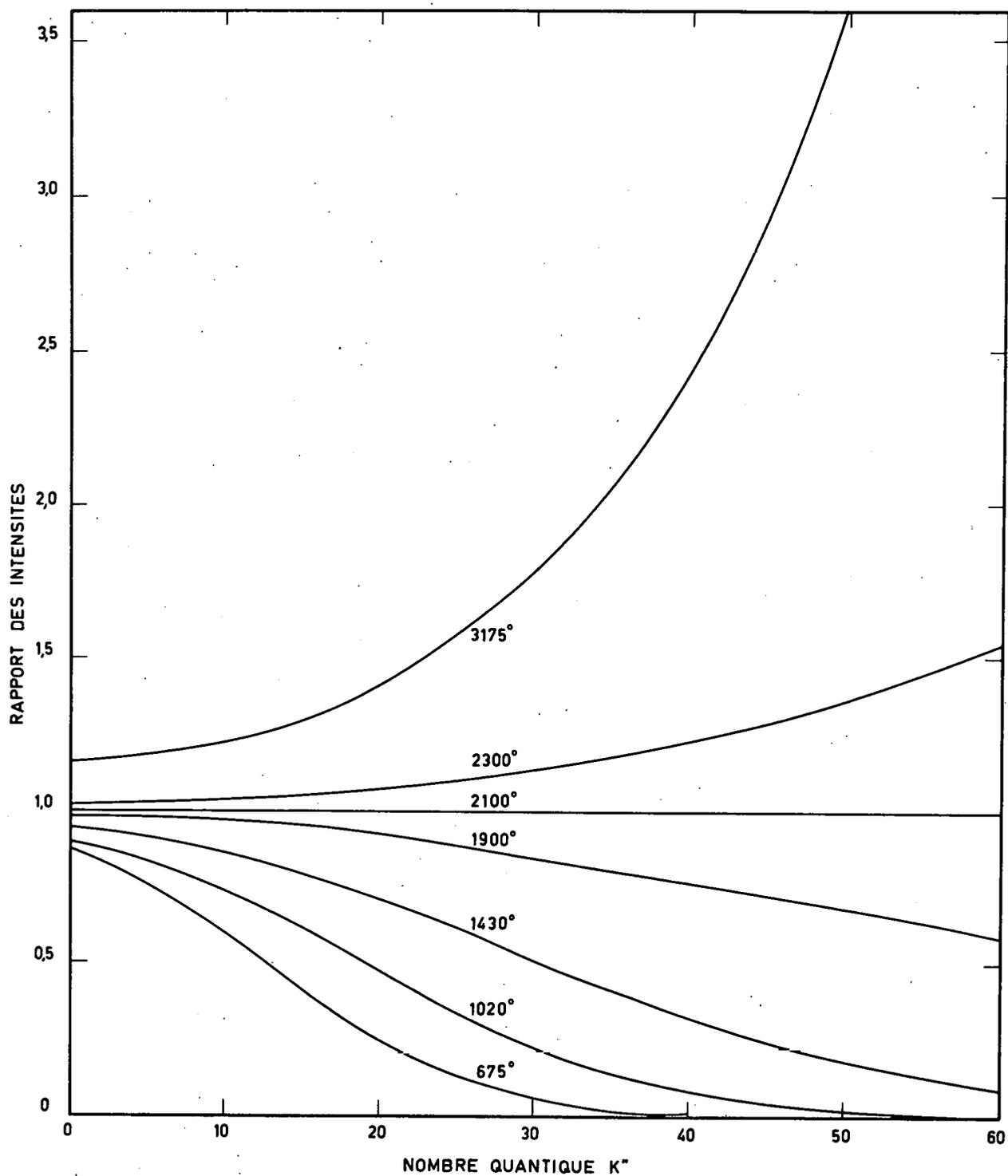


Fig. 6.- Rapports relatifs des intensités des raies d'émission de la branche R dans le cas du phénomène de fluorescence correspondant à différentes répartitions boltzmanniennes initiales.

l'estimation des températures sont pratiquement exclues. En effet, on peut voir que la distribution des intensités pour les raies à grand nombre quantique de rotation est très différente pour les très hautes ou très basses températures. En conséquence, on peut dire qu'une analyse du spectre de rotation fixera la température à  $\pm 10 \%$  si les conditions de calibration sont respectées.

### 6.- LE SPECTRE DE VIBRATION DANS LE CAS DU PHENOMENE DE FLUORESCENCE.

Les intensités relatives des bandes de vibration dans le phénomène de fluorescence excitée par le rayonnement solaire se calcule d'après les mêmes conditions fixées par les relations générales (3,2) et (3,3). Si  $N_{v''}$  est la concentration des molécules sur le niveau de vibration  $v''$  de l'état inférieur, le nombre de molécules portées au niveau supérieur  $v'$  s'exprime par la relation,

$$N \rightarrow v' = \sum_{v''} N_{v''} p_{v'v''} \rho_{v''}^i \quad (6,1)$$

où

$$\rho_{v''}^i = 5.41 \cdot 10^{-6} I_{\odot}^v \quad (6,2)$$

est la densité du rayonnement solaire dans le domaine spectral de la bande.  $I_{\odot}^v$  est l'intensité du rayonnement excitateur pour toute la bande. Dans le cas d'une distribution boltzmannienne sur les niveaux de vibration, la concentration relative est donnée par

$$N_{v''} = e^{-G(v'')/0.7 T} \quad (6,3)$$

L'intensité d'une bande de vibration se déduit de

$$I_{v'v''} = (N \rightarrow v') \frac{P_{v'v''}}{\sum_{v''} p_{v'v''}} h \nu_{v'v''} \quad (6,4)$$

où  $p_{v'v''}$  sont les probabilités données au Tableau III.

La détermination de l'intensité  $I_{\odot}^v$  du spectre solaire requiert une attention spéciale. Tout d'abord, sa valeur par rapport à celle du fond continu non perturbé par les raies d'absorption pour une bande de vibration s'obtient par la sommation des valeurs de  $I_{\odot}$  aux longueurs d'onde des raies de la bande. Le pourcentage d'absorption a été déterminé sur les enregistrements de l'Atlas Solaire d'Utrecht<sup>[20]</sup> en tenant compte des deux hypothèses retenues au chapitre 4. Dans le cas d'une répartition boltzmannienne initiale sur les niveaux de rotation, la valeur de  $I_{\odot}^v$  pour une bande est fonction de la température.

Le Tableau V donne les valeurs de  $I_{\odot}^v$  adoptées pour des températures comprises entre 300°K et 5715°K. On remarquera que les deux valeurs adoptées pour l'intensité du fond continu du spectre solaire se manifestent dans le cas de la séquence  $\Delta v = +1$ . D'autre part, ce tableau détaillé permet de se rendre compte des diverses variations qu'apportent des températures différentes.

Pour la séquence  $\Delta v = +1$ , les deux valeurs correspondent respectivement aux ordonnées 100 et 135 du fond continu du spectre solaire sur les enregistrements de l'Atlas d'Utrecht.

D'ailleurs, la valeur de  $I_{\odot}^v$  peut encore se déduire du Tableau V dans le cas du phénomène de fluorescence par mécanismes successifs. On observe en effet une relation entre les nombres relatifs de molécules arrivant sur les niveaux de vibration supérieurs à la suite des mécanismes successifs d'absorption et d'émission et les concentrations relatives des molécules sur ces niveaux correspondant à des distributions en équilibre thermique définies par leur température. Une telle relation, qui n'est a priori pas évidente est à rapprocher de la relation qui a été déterminée précédemment dans le cas de la rotation. La figure 7 présente la relation entre le paramètre température de vibration et le nombre de processus de fluorescence pour un même ion. Celle-ci est valable pour  $v' \leq 3$  permet de préciser une "température" pour un mécanisme



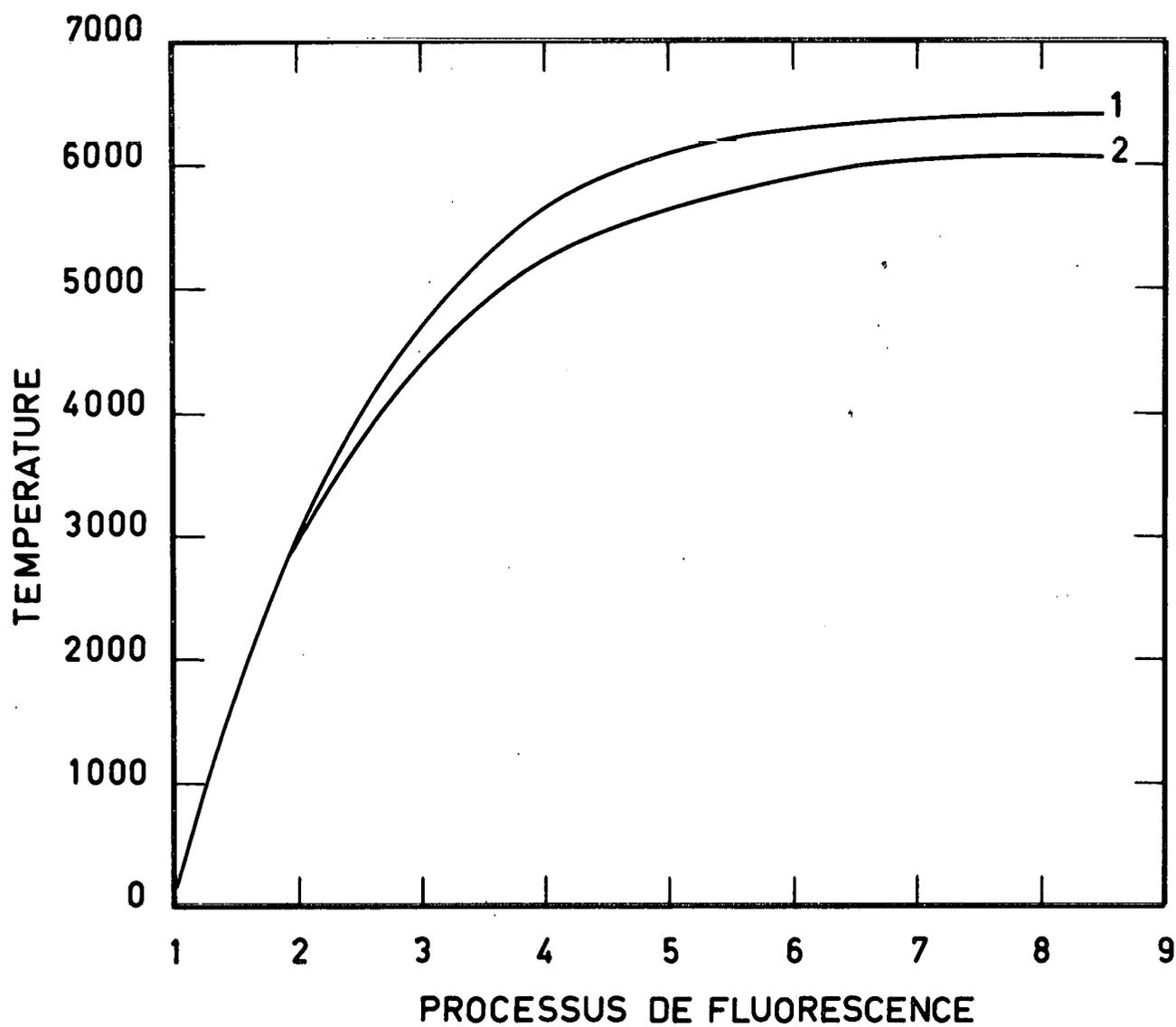


Fig. 7.- Relation entre température de vibration et nombre de processus de fluorescence.

avec une incertitude ne dépassant pas  $\pm 100^\circ$ . D'autre part, la "température" limite est de l'ordre de  $6000^\circ\text{K}$ .

Il apparaît donc qu'il suffit de quelques processus d'absorption et d'émission pour que la population sur les divers niveaux de vibration corresponde à une population qui dans le cas de l'équilibre thermique serait très élevée. En outre, il n'est pas facile de déduire a priori la distribution initiale (sauf pour la "température" limite) car le paramètre température varie rapidement suivant le nombre de processus. En conséquence, il n'existe qu'un procédé permettant de clarifier la situation. Il consiste à effectuer le calcul sous deux formes différentes :

a) mécanisme de fluorescence par processus successifs d'absorption et d'émission en considérant que toutes les molécules sont initialement concentrées sur le niveau  $v''=0$ ;

b) mécanisme unique de fluorescence en considérant que les molécules sont distribuées sur les divers niveaux de vibration inférieurs suivant une répartition boltzmannienne.

Les résultats numériques sont respectivement présentés aux Tableaux VI et VII où les deux valeurs correspondent aux deux hypothèses relatives au fond continu de l'Atlas solaire d'Utrecht dans la région  $\lambda < 3600$ . On note immédiatement l'incertitude résultant du manque de connaissance suffisante de la distribution d'intensité du spectre solaire et les différences considérables entre les résultats des deux tableaux et de diverses colonnes correspondant à des conditions différentes.

En vue d'illustrer d'une manière précise les effets résultant des conditions les plus diverses, la figure 8 présente le nombre de molécules arrivant sur le niveau supérieur  $v' = 1$ . Tout d'abord, les courbes A représentent le cas des processus successifs de fluorescence lorsque toutes les molécules sont concentrées initialement sur le niveau  $v''=0$  de l'état électronique normal de l'ion  $\text{N}_2^+$ . La différence entre les deux courbes A résulte des deux hypothèses faites pour le fond continu solaire dans la région  $\lambda < 3600$ . Ensuite, le cas B correspond à une ionisation directe provenant

TABLEAU VI.- Intensités relatives des bandes de vibration. Fluorescence excitée par le soleil sans effet de vitesse radiale et mécanismes successifs

en considérant que toutes les molécules sont initialement concentrées sur  $v'' = 0$ .

$\Delta v$	Bande	$\lambda$ tête B	1		2		3		4		5		6		7		8		
			1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	
+2	2 - 0	3309	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	3 - 1	3299	0,241	0,241	1,004	1,014	1,244	1,239	1,339	1,321	1,386	1,359	1,405	1,374	1,391	1,380	1,415	1,384	1,384
	4 - 2	3294			0,613	0,606	1,010	0,983	1,208	1,162	1,311	1,253	1,355	1,236	1,353	1,301	1,382	1,260	1,260
	5 - 3	3292			0,319	0,324	0,689	0,671	0,870	0,840	0,965	0,928	1,003	0,965	1,004	0,979	1,030	0,990	0,990
+1	1 - 0	3582	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	2 - 1	3564	0,277	0,376	0,764	0,722	0,906	0,839	0,976	0,903	0,990	0,934	0,993	0,940	1,016	0,937	1,001	0,940	0,940
	3 - 2	3548	0,027	0,037	0,316	0,302	0,465	0,429	0,539	0,492	0,566	0,524	0,576	0,533	0,583	0,535	0,584	0,537	0,537
	4 - 3	3538			0,111	0,104	0,217	0,196	0,280	0,249	0,308	0,278	0,319	0,276	0,326	0,290	0,328	0,282	0,282
	5 - 4	3533			0,036	0,034	0,092	0,083	0,125	0,112	0,141	0,128	0,147	0,134	0,150	0,136	0,152	0,138	0,138
0	0 - 0	3914	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 1	3884	0,057	0,042	0,118	0,100	0,147	0,127	0,170	0,147	0,180	0,153	0,187	0,160	0,190	0,163	0,192	0,171	0,171
	2 - 2	3858	0,003	0,003	0,015	0,012	0,022	0,018	0,028	0,022	0,030	0,024	0,031	0,025	0,032	0,026	0,032	0,026	0,026
	3 - 3	3835	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,001	0,000	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
	4 - 4	3818			0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
	5 - 5	3805			0,000	0,000	0,002	0,001	0,002	0,002	0,003	0,002	0,003	0,002	0,003	0,003	0,003	0,003	0,003
-1	0 - 1	4278	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 2	4236	0,182	0,134	0,379	0,322	0,473	0,408	0,545	0,471	0,579	0,509	0,601	0,513	0,610	0,524	0,616	0,531	0,531
	2 - 3	4199	0,030	0,030	0,172	0,138	0,254	0,204	0,317	0,253	0,331	0,274	0,355	0,287	0,368	0,293	0,367	0,297	0,297
	3 - 4	4167	0,002	0,002	0,047	0,038	0,086	0,069	0,116	0,091	0,129	0,102	0,136	0,107	0,140	0,110	0,142	0,112	0,112
	4 - 5	4141			0,011	0,008	0,026	0,020	0,039	0,030	0,045	0,035	0,049	0,036	0,050	0,039	0,051	0,038	0,038
	5 - 6	4121			0,002	0,002	0,006	0,005	0,010	0,008	0,012	0,009	0,013	0,010	0,014	0,011	0,014	0,011	0,011
-2	0 - 2	4709	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 3	4652	0,315	0,232	0,655	0,558	0,817	0,706	0,943	0,815	1,001	0,853	1,040	0,887	1,055	0,907	1,066	0,918	0,918
	2 - 4	4600	0,079	0,079	0,457	0,367	0,675	0,540	0,840	0,672	0,904	0,727	0,942	0,761	0,977	0,777	0,973	0,788	0,788
	3 - 5	4554	0,008	0,008	0,197	0,160	0,360	0,287	0,482	0,380	0,538	0,424	0,568	0,448	0,583	0,460	0,590	0,468	0,468
	4 - 6	4516			0,068	0,054	0,165	0,129	0,245	0,189	0,287	0,221	0,309	0,228	0,320	0,245	0,325	0,240	0,240
	5 - 7	4486			0,021	0,017	0,068	0,053	0,109	0,083	0,128	0,099	0,138	0,108	0,144	0,112	0,147	0,114	0,114
-3	0 - 3	5228	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 4	5149	0,440	0,324	0,909	0,778	1,141	0,985	1,316	1,138	1,397	1,190	1,452	1,238	1,473	1,266	1,487	1,281	1,281
	2 - 5	5076	0,150	0,150	0,862	0,692	1,274	1,020	1,585	1,267	1,706	1,372	1,778	1,436	1,843	1,467	1,836	1,486	1,486
	3 - 6	5012	0,020	0,020	0,475	0,385	0,870	0,693	1,174	0,919	1,299	1,023	1,371	1,083	1,407	1,111	1,427	1,129	1,129
	4 - 7	4958			0,209	0,166	0,509	0,397	0,758	0,584	0,886	0,681	0,953	0,703	0,987	0,757	1,004	0,743	0,743
-4	0 - 4	5865	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 5	5754	0,619	0,455	1,285	1,093	1,602	1,384	1,849	1,598	1,963	1,672	2,038	1,378	2,069	1,777	2,089	1,799	1,799
	2 - 6	5653	0,263	0,263	1,512	1,215	2,235	1,788	2,780	2,222	2,992	2,406	3,118	2,517	3,233	2,572	3,220	2,605	2,605
	3 - 7	5562	0,042	0,042	1,004	0,815	1,839	1,465	2,463	1,942	2,744	2,163	2,898	2,288	2,974	2,348	3,015	2,387	2,387

TABLEAU VII.- Intensités relatives des bandes de vibration. Fluorescence excitée par le soleil et répartitions boltzmanniennes initiales.

Δv	Bande	λ tête B	300°		675°		1020°		1430°		2100°		3570°		4925°		5715°	
			1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
+2	2 - 0	3309	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	3 - 1	3299	0,251	0,252	0,277	0,285	0,371	0,397	0,538	0,585	0,780	0,831	1,089	1,108	1,308	1,318	1,393	1,399
	4 - 2	3294			0,001	0,001	0,023	0,025	0,111	0,122	0,329	0,359	0,775	0,804	1,100	1,117	1,243	1,253
	5 - 3	3292					0,002	0,002	0,023	0,026	0,124	0,140	0,477	0,509	0,759	0,780	0,889	0,901
+1	1 - 0	3582	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	2 - 1	3564	0,271	0,367	0,282	0,370	0,355	0,426	0,470	0,508	0,597	0,599	0,804	0,770	0,950	0,920	0,980	0,945
	3 - 2	3548	0,028	0,038	0,032	0,043	0,054	0,070	0,104	0,123	0,192	0,205	0,361	0,352	0,513	0,498	0,563	0,545
	4 - 3	3538			0,000	0,000	0,002	0,003	0,012	0,015	0,047	0,051	0,148	0,147	0,248	0,243	0,289	0,281
	5 - 4	3533					0,000	0,000	0,002	0,002	0,011	0,012	0,057	0,058	0,106	0,105	0,128	0,125
0	0 - 0	3914	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 1	3884	0,057	0,042	0,061	0,045	0,065	0,049	0,074	0,058	0,093	0,076	0,127	0,112	0,152	0,137	0,171	0,157
	2 - 2	3858	0,003	0,003	0,003	0,003	0,004	0,004	0,006	0,005	0,009	0,008	0,017	0,014	0,024	0,021	0,028	0,025
	3 - 3	3835	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,001	0,000	0,001	0,001
	4 - 4	3818							0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
	5 - 5	3805							0,000	0,000	0,000	0,000	0,001	0,001	0,002	0,002	0,003	0,002
-1	0 - 1	4278	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 2	4236	0,183	0,134	0,195	0,144	0,208	0,158	0,238	0,187	0,297	0,244	0,408	0,360	0,489	0,442	0,551	0,504
	2 - 3	4199	0,029	0,029	0,033	0,032	0,044	0,040	0,066	0,057	0,106	0,087	0,195	0,165	0,276	0,241	0,321	0,283
	3 - 4	4167	0,002	0,002	0,002	0,002	0,004	0,004	0,010	0,009	0,022	0,020	0,058	0,050	0,099	0,086	0,122	0,108
	4 - 5	4141			0,000	0,000	0,000	0,000	0,001	0,001	0,004	0,003	0,015	0,013	0,031	0,027	0,040	0,036
	5 - 6	4121					0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,003	0,003	0,008	0,007	0,011	0,009
-2	0 - 2	4709	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 3	4652	0,316	0,232	0,337	0,249	0,360	0,273	0,412	0,324	0,514	0,422	0,706	0,622	0,845	0,764	0,953	0,871
	2 - 4	4600	0,078	0,078	0,087	0,084	0,117	0,106	0,176	0,150	0,280	0,231	0,518	0,437	0,733	0,638	0,852	0,751
	3 - 5	4554	0,008	0,008	0,010	0,010	0,019	0,018	0,041	0,038	0,094	0,082	0,242	0,208	0,411	0,361	0,509	0,451
	4 - 6	4516			0,000	0,000	0,001	0,001	0,005	0,004	0,022	0,020	0,097	0,085	0,195	0,172	0,256	0,228
	5 - 7	4486					0,000	0,000	0,001	0,001	0,005	0,005	0,036	0,033	0,081	0,073	0,111	0,099
-3	0 - 3	5228	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 4	5149	0,441	0,324	0,470	0,348	0,503	0,380	0,574	0,452	0,718	0,589	0,985	0,868	1,180	1,066	1,330	1,216
	2 - 5	5076	0,147	0,147	0,164	0,159	0,220	0,200	0,332	0,283	0,529	0,436	0,977	0,824	1,383	1,204	1,607	1,416
	3 - 6	5012	0,020	0,020	0,025	0,025	0,045	0,044	0,098	0,091	0,226	0,199	0,584	0,502	0,993	0,871	1,230	1,089
	4 - 7	4958			0,000	0,000	0,002	0,002	0,015	0,014	0,069	0,062	0,300	0,262	0,602	0,533	0,791	0,703
-4	0 - 4	5865	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	1 - 5	5754	0,619	0,455	0,670	0,489	0,706	0,534	0,806	0,634	1,008	0,828	1,383	1,219	1,657	1,497	1,868	1,707
	2 - 6	5653	0,258	0,258	0,287	0,279	0,386	0,351	0,584	0,497	0,928	0,764	1,713	1,446	2,426	2,112	2,818	2,486
	3 - 7	5562	0,043	0,043	0,052	0,052	0,095	0,092	0,208	0,192	0,479	0,420	1,233	1,060	2,099	1,841	2,598	2,301

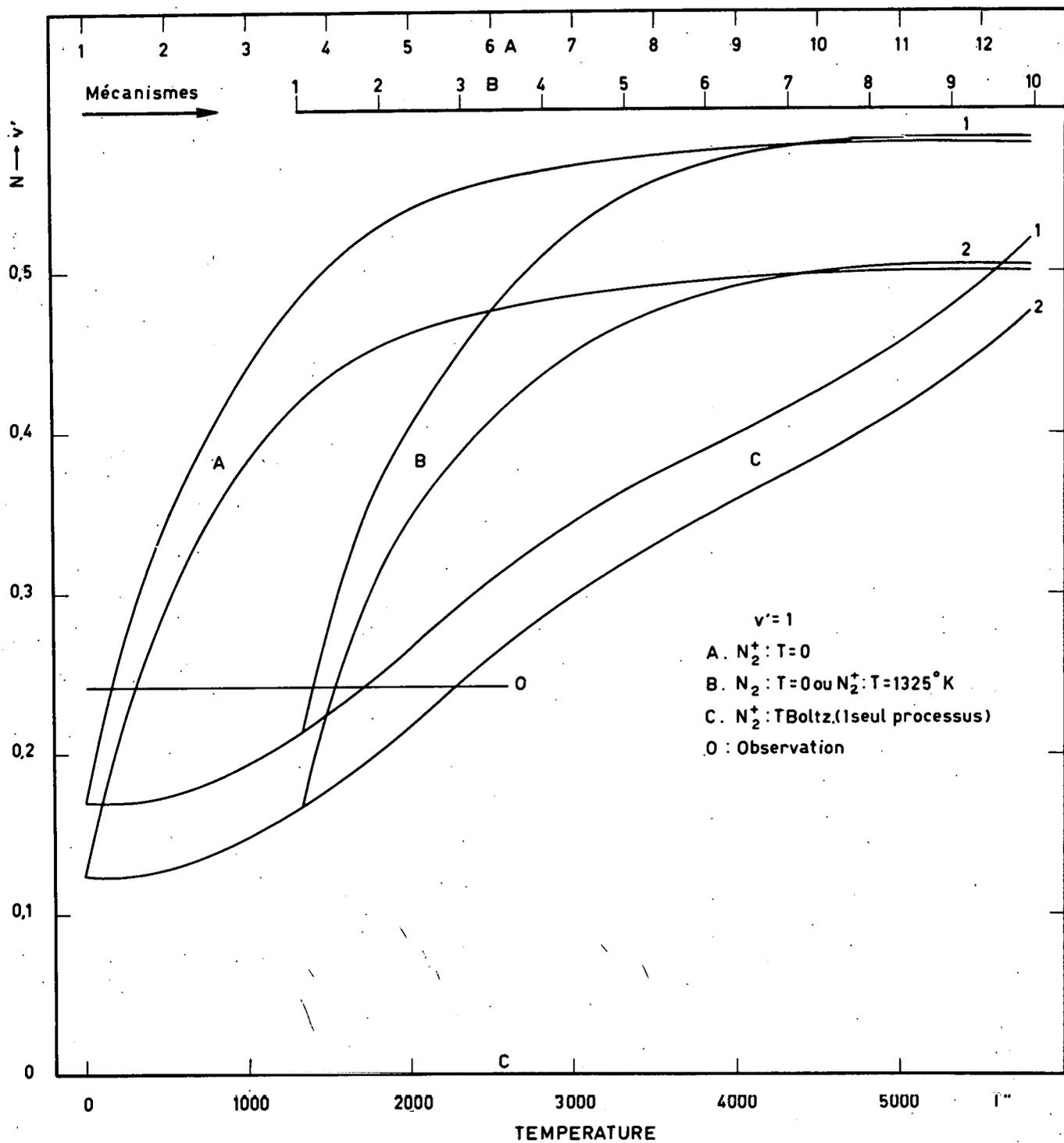


Fig. 8.- Nombre de molécules arrivant sur le niveau supérieur  $v' = 1$ .

de l'état  ${}^1\Sigma_g^+$  de la molécule neutre  $N_2$ . On voit ainsi que dès le départ la distribution sur les niveaux de vibration est différente. Enfin, les courbes C représentent le cas de l'équilibre thermique aux températures indiquées. On note vers  $5000^\circ\text{K}$  une dépression dans les courbes C qui est due à la présence de la forte raie solaire  $\lambda 4227$  de CaI dont l'influence dans le mécanisme d'absorption de la bande 1-2 est prépondérante vers  $K=29$ .

La conclusion immédiate résultant de la comparaison de ces divers cas avec l'observation est qu'il n'est pas possible d'envisager une succession de processus d'absorption et d'émission pour le même ion.

#### 7.- LES CONDITIONS PHYSIQUES AURORALES.

L'analyse des propriétés spectrales d'une aurore éclairée par le soleil où on observe à la fois les structures de rotation et de vibration doit permettre de déterminer les conditions physiques de l'atmosphère supérieure aux altitudes où elle est encore éclairée.

Quelles que soient les conditions d'excitation initiales on peut montrer qu'il ne s'agit pas d'un processus de collision électronique puisque la structure de rotation traduit un effet de résonance due au rayonnement solaire. La distribution de l'intensité des raies de rotation reflète l'effet de la variation d'intensité des raies d'absorption solaire. D'autre part, le développement de la structure de rotation vers des nombres quantiques élevés correspond à un paramètre de température très élevée. Dans le cas précis de l'aurore des 3 et 4 septembre 1958 observée par Hunten, Koenig et Vallance Jones<sup>[3]</sup> la température est de l'ordre de  $2100^\circ\text{K}$ . Cette valeur correspond bien à une température cinétique car le nombre de processus d'absorption et d'émission requis pour atteindre la concentration moléculaire correspondante sur les états de rotation à partir d'une basse température est trop élevé que pour être admissible. En effet, la température de vibration dans ce cas atteindrait au moins  $5000^\circ\text{K}$ . Or nous avons montré l'impossibilité d'une telle distribution sur les états de vibration. En réalité il est nécessaire de considérer une distribution boltzmannienne qui doit essentiellement correspondre à un équilibre thermique même à des altitudes de l'ordre de 500 km.

Les intensités relatives observées<sup>[4]</sup> des bandes de la séquence  $\Delta v = -1$  correspondent aux rapports suivants :

$$I(0-1) : I(1-2) : I(2-3) = 100 ; 26 : 10 \quad (7,1)$$

Les calculs précédents permettent de déduire les nombres relatifs de molécules arrivant sur les niveaux supérieurs :

$$N \rightarrow (v' = 0) = 1,00 \quad (7,2)$$

$$N \rightarrow (v' = 1) = 0,24 \quad (7,3)$$

$$N \rightarrow (v' = 2) = 0,12 \quad (7,4)$$

La comparaison de ces valeurs à celles que l'on déduit à partir d'une distribution boltzmannienne sur les niveaux inférieurs en n'introduisant qu'un seul processus de fluorescence est faite à la figure 9. On voit qu'une solution est obtenue en considérant une température de l'ordre de 2000°K. Il est donc clair que la température de vibration est pratiquement identique à la température de rotation compte tenu de l'incertitude résultant de l'imprécision des données sur le fond continu du spectre solaire. Dans le cas extrême on voit par la représentation des courbes de la figure 8 que la température ne peut dépasser  $2350^\circ \pm 50^\circ\text{K}$ . Ainsi en tenant compte de l'incertitude acceptable de  $\pm 100^\circ\text{K}$ , il n'est pas possible d'affirmer qu'il existe une différence entre les températures de rotation et de vibration.

En conséquence, la coïncidence des deux températures conduit à la conclusion qu'il s'agit d'une température cinétique. Déterminons à présent les conditions physiques expliquant une telle conclusion.

Si on fait d'abord l'hypothèse que la durée de vie de l'ion  $\text{N}_2^+$  est très courte, on peut justifier l'absence de l'accumulation de processus successifs de fluorescence devant nécessairement conduire à des températures de vibration de l'ordre de 5000°K. On peut penser à la recombinaison dissociative suivant le processus

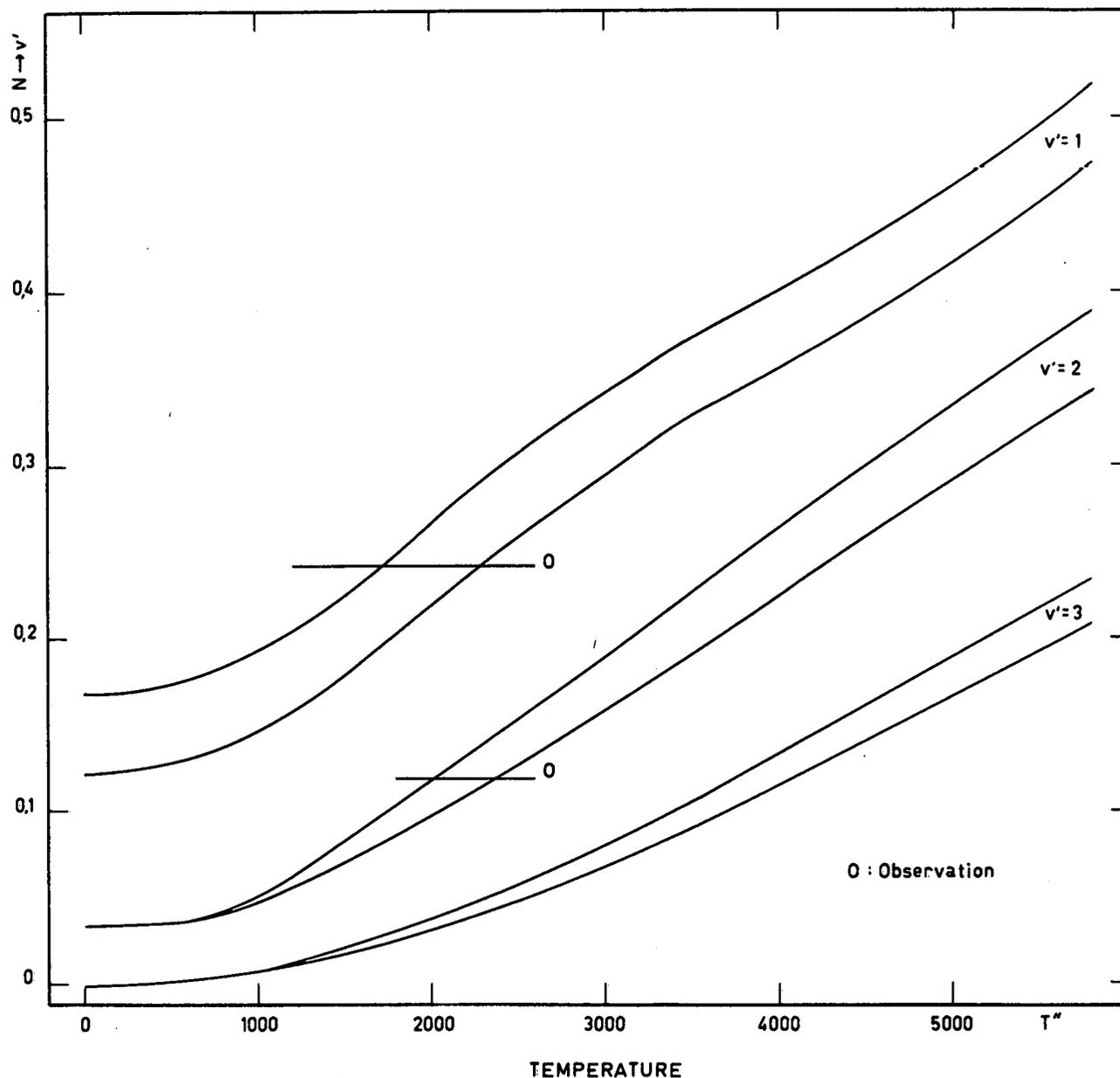


Fig. 9.- Comparaison entre les nombres de molécules arrivant sur les niveaux supérieurs observés et ceux déduits à partir d'une distribution boltzmannienne initiale en n'introduisant qu'un seul processus de fluorescence.



qui réduirait la concentration des ions positifs à 50 % de la valeur initiale en un temps

$$\tau_{N_2^+} = 0,7/\alpha n_e \quad (7,6)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de recombinaison et  $n_e$  la concentration électronique. Mais, dans ce cas, il faut recourir à une production continue à partir de l'état normal de la molécule neutre  $N_2$ . Un tel processus est exclu car il devrait apparaître en dehors de tout phénomène de fluorescence alors que celui-ci est observé dans la structure de rotation.

En fait, il s'agit de déterminer quel est l'intervalle de temps entre deux mécanismes d'absorption en tenant compte à la fois de la densité du rayonnement solaire et de la probabilité d'absorption du système  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ . La force d'oscillateur mesurée par Bennett et Dalby<sup>[24]</sup>  $f = 0,0348$  permet de calculer le temps requis pour provoquer une absorption. L'intervalle de temps  $\tau_a$  entre deux mécanismes d'absorption est égal à l'inverse de la somme des valeurs de  $B\rho'_v I_\odot$  de toutes les raies partant d'un même niveau de rotation de l'état électronique inférieur

$$\tau_a = 1/\sum B\rho'_v I_\odot \quad (7,7)$$

En adoptant les valeurs de la densité du rayonnement solaire publiées par Makarova<sup>[25]</sup> on obtient, sans considérer l'effet des raies d'absorption, la valeur minimum pour la bande 0-0

$$\tau_a = 5,1 \text{ sec} \quad (7,8)$$

L'effet des raies d'absorption peut être introduit et le Tableau VIII indique quelle est la variation de  $\tau_a$  pour les divers niveaux de rotation. La valeur moyenne est

TABLEAU VIII.- Variation de l'intervalle de temps  $\tau_a$  entre deux mécanismes d'absorption  
pour les divers niveaux de rotation.

K	$\tau_a$	K	$\tau_a$	K	$\tau_a$	K	$\tau_a$
0	Sec 14,7		Sec		Sec		Sec
1	6,9	11	16,3	21	8,4	31	8,4
2	5,8	12	11,1	22	8,1	32	8,1
3	8,1	13	8,0	23	10,2	33	8,8
4	7,5	14	9,4	24	6,8	34	12,2
5	7,5	15	9,1	25	8,6	35	12,7
6	7,0	16	13,9	26	16,0	36	8,3
7	12,2	17	14,6	27	10,8	37	7,9
8	8,9	18	8,8	28	8,6	38	14,4
9	7,4	19	14,3	29	9,5	39	9,6
10	8,9	20	8,3	30	10,2	40	7,9

$$\tau_a = 10 \text{ sec} \quad (7,9)$$

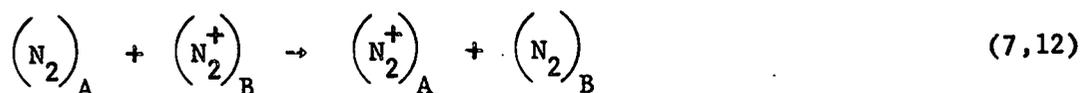
L'intervalle de temps de 10 secondes doit donc être considéré comme la limite à appliquer à la durée de vie d'un ion déterminé  $N_2^+$ . La répartition des molécules sur les niveaux de rotation qui correspond à une température de 2000°K ne peut être le résultat de processus de fluorescence successifs car, d'après la formule (4,5) quelque 75 processus seraient nécessaires. Il s'agit bien d'une température cinétique.

Cette limite de 10 secondes est encore plus restrictive dans le cas de la distribution moléculaire sur les états de vibration. En aucun cas, il ne peut y avoir une succession de mécanismes d'absorption et d'émission et il faut conclure à l'équilibre thermique sur les niveaux de vibration.

Comme il ne peut être question de la disparition définitive des ions  $N_2^+$  aux hautes altitudes par le processus de recombinaison dissociative (7,5) en moins de 10 secondes, que d'autre part les processus de transfert de charge tels que



s'appliquent dans l'ionosphère inférieure ou moyenne, il faut envisager un transfert de charge entre molécules neutres et ions. Le processus essentiel doit être



qui détermine la durée de vie d'un ion et qui simultanément maintient la température des ions  $N_2^+$  égale à celle des molécules neutres  $N_2$ , c'est-à-dire identique à la température de la haute atmosphère.

La réaction (7.12) est un processus de transfert de charge avec résonance parfaitement symétrique et on peut estimer que la section efficace aux énergies thermiques est voisine de  $5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ . A la température de  $2000^\circ\text{K}$ , la fréquence des collisions des ions  $\text{N}_2^+$  conduisant au transfert de charge  $\nu_{\text{N}_2^+ - \text{N}_2}$  s'exprime par

$$\nu_{\text{N}_2^+ - \text{N}_2} = 10^{-9} n(\text{N}_2) \text{ sec}^{-1} \quad (7,13)$$

De là, en considérant la distribution verticale des molécules  $\text{N}_2$  pour des températures non inférieures à  $2000^\circ\text{K}$ , on obtient la durée de vie moyenne d'un ion  $\text{N}_2^+$  avant de subir un transfert de charge. La figure 10 présente la variation de la durée de vie de  $\text{N}_2^+$  en fonction de l'altitude. On voit immédiatement que, jusqu'à 500 km, il n'est pas possible qu'une succession de processus de fluorescence apparaisse avant que ne se présente un échange des charges. Ainsi, la température de vibration ne peut être qu'égale à celle de l'atmosphère.

On peut donc conclure avec certitude que, si la majeure partie des ions  $\text{N}_2^+$  est concentrée au-dessous de 500 km, la structure des bandes de vibration doit correspondre à celle d'une distribution thermique. Néanmoins, on peut affirmer qu'il ne faut pas adopter cette conclusion comme règle absolue. Dans des circonstances spéciales, il pourrait se faire qu'une partie d'une aurore éclairée par le soleil soit analysée spectralement à des altitudes nettement supérieures à 500 km. Dans un tel cas, on peut s'attendre à une extension de la population ionique sur des niveaux de vibration élevés ne correspondant pas à une distribution thermique.

En résumé, on peut donc décrire comme suit les considérations que l'on peut déduire d'un spectre de  $\text{N}_2^+$  :

La production de  $\text{N}_2^+$  résulte de l'ionisation par particules ou par rayonnement solaire ultraviolet et est liée indubitablement à la présence de molécules neutres  $\text{N}_2$ . Cependant, l'existence de ces ions est contrôlée

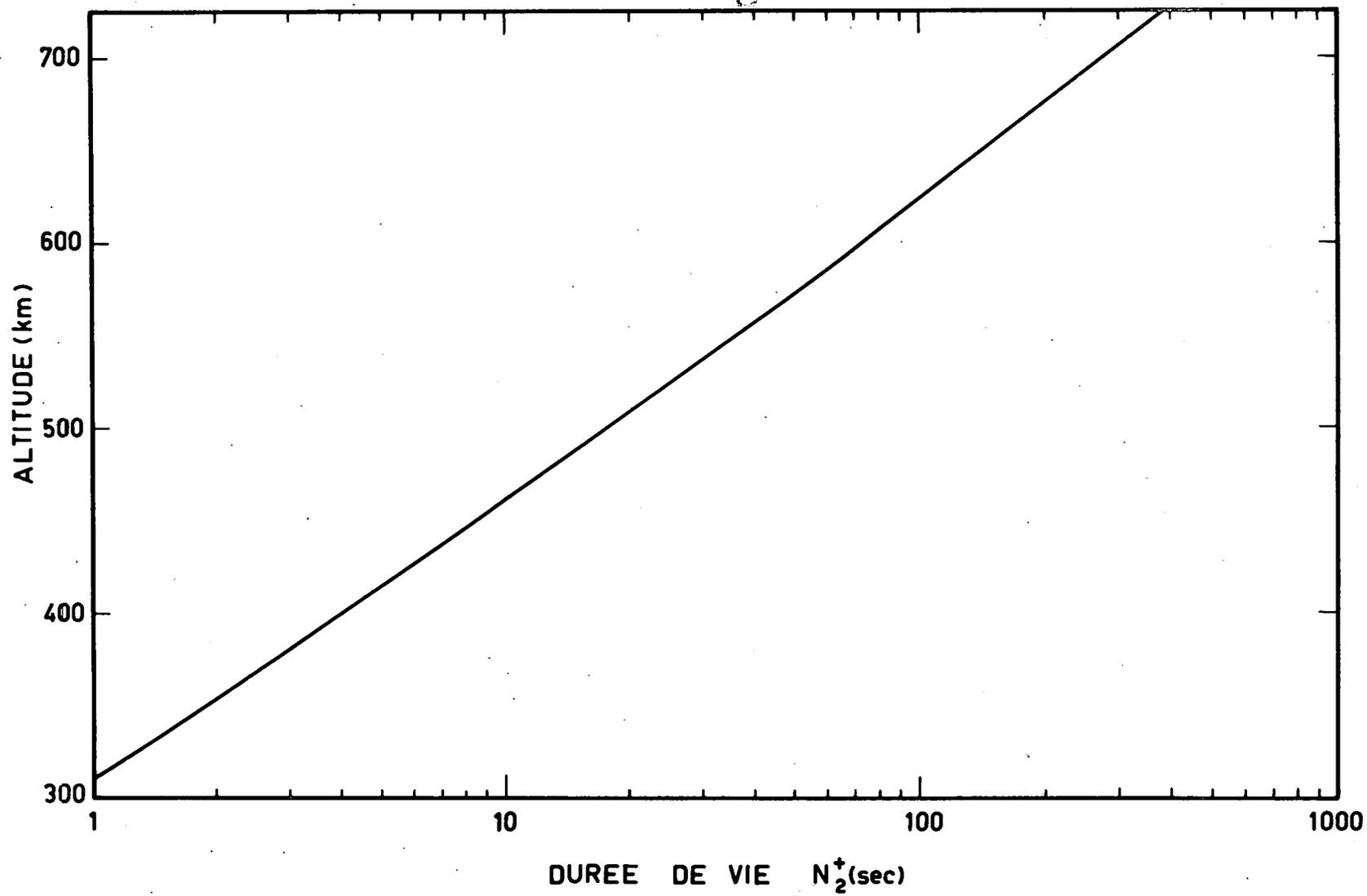
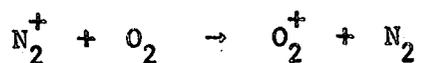
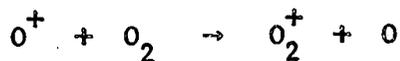
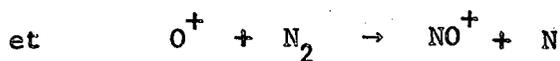


Fig. 10.- Variation de la durée de vie de  $N_2^+$  en fonction de l'altitude.

tout d'abord par les transferts de charge dans les régions E et F de l'ionosphère.



suivis par



La recombinaison dissociative



n'est vraiment effective que dans la région F de l'ionosphère lorsque le transfert de charge  $\text{N}_2^+ + \text{O}$  a perdu de son efficacité. Ainsi, aux altitudes inférieures tout effet de fluorescence est à rejeter car la durée de vie d'ions  $\text{N}_2^+$  est trop courte et il faut atteindre une altitude suffisante pour qu'au moins un processus de fluorescence apparaisse avant la disparition des ions.

En tout cas, le processus (7.12) est celui qui apparaît avant toute autre réaction et, en conséquence, explique les phénomènes observés.

## REFERENCES.

- [1] Bates, D.R., The intensity distribution in the nitrogen band systems emitted from the earth's upper atmosphere, Proc. Roy. Soc., A196, 217 - 250, 1949.
- [2] Störmer, C., Blue auroral rays situated in the sunlit part of the atmosphere, Terr. Magn. Atmos. Elect., 44, 7-14, 1939.
- [3] Hunten, D.M., Koenig, H.J. and Vallance Jones, A., Rotational structure of the 3914 Å  $N_2^+$  band in sunlit aurorae, Nature, 183, 454, 1959.
- [4] Vallance Jones, A. and Hunten, D.M., Rotational and vibrational intensity distribution of the first negative  $N_2^+$  bands in sunlit auroral rays, Can. J. Phys., 38, 458-476, 1960.
- [5] Herzberg, G., Spectra of Diatomic Molecules, 2nd Ed., p. 222, Van Nostrand, New York, 1950.
- [6] Herzberg, G., Spectra of Diatomic Molecules, 2nd Ed., p. 554, Van Nostrand, New York, 1950.
- [7] Douglas, A.E., The near ultraviolet bands of  $N_2^+$  and the dissociation energies of the  $N_2^+$  and  $N_2$  molecules. Can. J. Phys., 30, 302-313, 1952.
- [8] Coster, D. and Brons, H.H., Die negativen Stickstoffbanden, Zs. f. Phys., 73, 747-774, 1932.
- [9] Stupochenko, E.V., Stakhanov, I.P., Samuilov, E.V., Pleshanov, A.S., Rozhdestvenskii, I.B., Thermodynamic properties of air in the temperature interval from 1000 to 12,000 km and the pressure intervals from 0,001 to 1000 atm., ARS Journal, 30(1), 98-112, 1960.
- [10] Herzberg, G., Spectra of Diatomic Molecules, 2nd Ed., p. 21, Van Nostrand, New York, 1950.
- [11] Gaydon, A.G., Dissociation Energies, Chapman and N. Hall, p. 145, London, 1947.
- [12] Fraser, P.A., A method of determining the electronic transition moment for diatomic molecules, Can. J. Phys., 32, 515-521, 1954.
- [13] Nicholls, R.W., Franck-Condon factors to high vibrational quantum numbers I:  $N_2$  and  $N_2^+$ , J. Res. Nat. Bur. Stand., 65A, 451-460, 1961.
- [14] Nicholls, R.W. and Jarman, W.R., r-centroids : Average internuclear separations associated with molecular bands, Proc. Phys. Soc., A69, 253-264, 1956.
- [15] Wallace, L.V. and Nicholls, R.W., The interpretation of intensity distributions in the  $N_2$  second positive and  $N_2^+$  first negative band systems, J. Terr. and Atm. Phys., 7, 101-105, 1955.
- [16] Jarman, W.R., Communication privée.
- [17] Labs, D., Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums der Sonnenmitte im Wellenlängenbereich  $3300 \leq \lambda \leq 6900$  Å, Zeits. für Astrophys., 44, 37-55, 1957.

- [18] Minnaert, M., Recent data on solar radiation converted into absolute measure, B.A.N., 2, 75-79, 1924.
- [19] Canavaggia, R. et Chalonge, D., Recherches sur le spectre continu du soleil, Ann. d'Astrophysique, 9, 143-156, 1946.
- [20] Minnaert, M., Mulders, G.F.W., Houtgast, J., Photometric atlas of the solar spectrum, Utrecht, 1940.
- [21] Michard, R., On the energy distribution in the violet continuous spectrum of the sun, B.A.N., 11, 227-231, 1950.
- [22] Minnaert, M., Transactions I.A.U., X, 573, 1958.
- [23] Minnaert, M., The photosphere, p.93 dans The Sun, Edited by G.P. Kuiper, Chicago, 1953.
- [24] Bennett, R.G. and Dalby, F.W., Experimental determination of the oscillator strength of the first negative bands of  $N_2^+$ , J. Chem. Phys., 31, 434-441, 1959.
- [25] Makarova, E.A., On the energy distribution in the solar continuous spectrum, The Observatory, 83, 183-184, 1963.
-