



**HAL**  
open science

# DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DES MOLÉCULES N<sub>2</sub> ET N<sub>+2</sub> DANS UN PLASMA D'AZOTE PRODUIT PAR UN GÉNÉRATEUR A ARC

Jean-Marie Baronnet, Pierre Fauchais, S. Bayard

► **To cite this version:**

Jean-Marie Baronnet, Pierre Fauchais, S. Bayard. DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DES MOLÉCULES N<sub>2</sub> ET N<sub>+2</sub> DANS UN PLASMA D'AZOTE PRODUIT PAR UN GÉNÉRATEUR A ARC. Journal de Physique Colloques, 1973, 34 (C2), pp.C2-129-C2-135. 10.1051/jphyscol:1973221 . jpa-00215268

**HAL Id: jpa-00215268**

**<https://hal.science/jpa-00215268>**

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

## DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DES MOLÉCULES $N_2$ ET $N_2^+$ DANS UN PLASMA D'AZOTE PRODUIT PAR UN GÉNÉRATEUR A ARC

J.-M. BARONNET, P. FAUCHAIS et S. BAYARD

Laboratoire de Thermodynamique, U. E. R. des Sciences, 87100 Limoges, France

**Résumé.** — Afin d'atteindre la température de rotation-vibration des molécules  $N_2$  et  $N_2^+$  dans un plasma d'azote produit à la pression atmosphérique par un générateur à arc, nous avons mesuré les intensités des spectres du premier système négatif  $B^2\Sigma_u^- \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  de  $N_2^+$  et du second système positif  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  de  $N_2$  pour des températures comprises entre 5 000 et 12 000 K.

Au-dessus de 8 000 K, nos résultats vérifient l'hypothèse de l'ETL mais en deçà de cette température, ils montrent des écarts entre les intensités mesurées de chacun des deux systèmes d'une part, et les intensités de ces mêmes systèmes calculées dans l'hypothèse de l'ETL d'autre part.

Enfin, l'étude de la population du niveau  $v = 0$  de  $C^3\Pi_u$  de  $N_2$  excité par les métastables de l'argon nous a montré que la distribution des populations des niveaux de rotation est maxwellienne, ce qui permet d'en déduire une température de rotation et la surpopulation du niveau  $v = 0$ .

**Abstract.** — To reach the  $N_2$  and  $N_2^+$  molecules rotational-vibrational temperature in a nitrogen arc plasma at atmospheric pressure, we have measured the  $(1^-) N_2^+$  and  $(2^+) N_2$  spectra intensities for the temperature range 5 000 to 12 000 K.

Above 8 000 K, LTE is verified but below this temperature, some discrepancies between the experimental intensities of these two systems and the intensities of these systems calculated in the LTE hypothesis are observed.

The vibrational level  $v = 0$  population of the  $C^3\Pi_u N_2$  state, excited by the argon metastables, has showed that the rotational levels population is Maxwell distributed; therefore we can obtain a rotational temperature and the overpopulation of the  $v = 0$  level.

**1. Introduction.** — Dans un plasma d'azote produit par un générateur à arc [1], entre 3 000 et 5 000 Å, on observe [2] essentiellement les bandes des transitions  $(1^-)$  de  $N_2^+$  et  $(2^+)$  de  $N_2$ . Des études antérieures [3] et [4] nous ayant permis de mettre au point des méthodes de mesures de la température à partir de la bande (0-0) de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  dans l'hypothèse de l'ETL, nous avons cherché à développer d'autres méthodes de mesure et à préciser l'ETL.

Dans cette communication, nous exposons le calcul théorique des bandes de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  et de  $(2^+)$  de  $N_2$  et en particulier le calcul des populations des différents niveaux, nous indiquons les différentes méthodes de mesures des températures que l'on peut en déduire, et nous appliquons les résultats obtenus aux spectres des plasmas d'azote et d'argon-azote.

Pour un plasma d'azote, nous étudions l'ETL après avoir déterminé la température à partir de la bande (0-0) de  $(2^+)$  de  $N_2$  et comparé les résultats obtenus à ceux que l'on peut déduire des mesures de l'intensité de la (0-0) de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  ainsi que des mesures absolues des intensités du continuum de l'azote et de NI 4 935 Å.

Pour un plasma d'argon s'écoulant à l'air libre et excitant l'azote à la périphérie du jet, nous utilisons les calculs théoriques développés pour déterminer

la température de rotation et la population du niveau  $v = 0$  de  $C^3\Pi_u$  de  $N_2$  excité par l'argon métastable.

**2. Intensité des raies de rotation-vibration des spectres moléculaires d'émission d'une molécule homonucléaire diatomique.** — L'intensité d'une raie de rotation-vibration est donnée [5] par :

$$I = \frac{1}{4\pi} N(n', v', K', J') \cdot A \cdot h \cdot c \cdot \sigma \quad (1)$$

où  $N(n, v, K, J)$  est la densité de population du sous-niveau  $J$  du niveau de rotation  $K$  du niveau de vibration  $v$  de l'état électronique  $n$ ,  $A$  la probabilité de transition entre le niveau supérieur que nous indiquerons  $'$  et le niveau inférieur que nous indiquerons  $''$  et où  $\sigma$  est le nombre d'onde de la raie correspondante défini par :

$$\sigma = T(n', v', K', J') - T(n'', v'', K'', J'') \quad (2)$$

$T$  étant le terme spectral :

$$T(n, v, K, J) = T_e(n) + G_n(v) + F_{n,v}(K, J) \quad (3)$$

$T_e$ ,  $G_n$  et  $F_{n,v}$  correspondant respectivement aux termes spectraux électroniques, de vibration et de rotation,  $T_e$  et  $G_n$  pouvant être calculés à partir des données de Herzberg [6] par exemple.

Remarquons que l'utilisation de  $K$  implique que l'on a le cas (b) de Hund ; dans le cas (a) nous aurions dû désigner le niveau par  $n, v, \Omega, J, \Omega$  étant le nombre quantique associé au moment angulaire total des électrons.

La probabilité de transition  $A$  s'écrit :

$$A = \frac{64 \Pi^4}{3 h} \sigma^3 \frac{S(n', v', n'', v'') \cdot S(K', J', K'', J'')}{(2 - \delta_{0A}) (2 S' + 1) (2 J' + 1)} \quad (4)$$

$S(n', v', n'', v'')$  étant la force de bande et  $S(K', J', K'', J'')$  la force de raie ou facteur de Hönl-London ;  $\delta_{0A}$  le symbole de Kronecker qui vaut 1 si le nombre quantique  $A$ , associé au moment angulaire électronique, est égal à zéro ;  $S$  le nombre quantique associé au spin des électrons.

Des résultats publiés par de nombreux auteurs [7] à [11] on peut déduire les valeurs de  $S(n', v', n'', v'')$  pour le premier système négatif (noté  $(1^-)$ ) de  $N_2^+$  et le second système positif (noté  $(2^+)$ ) de  $N_2$ , et par ailleurs Kovacs [12] donne les formules permettant le calcul des forces de raies normalisées.

Entre 3 000 et 5 000 Å on observe essentiellement les bandes des transitions  $(1^-) B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  de  $N_2^+$  et  $(2^+) C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  de  $N_2$ . Afin de calculer l'intensité des raies correspondantes, nous allons maintenant préciser la structure de rotation puis calculer les populations des différents niveaux.

**2.1 STRUCTURE DE ROTATION. — 2.1.1 Termes spectraux.** — Pour  $N_2^+$  la transition  $(1^-)$  a lieu entre des états  $^2\Sigma$  pour lesquels le couplage est du type (b) de Hund. Chaque niveau  $K$ , excepté le niveau  $K = 0$ , est dédoublé en deux sous-niveaux  $J = K + \frac{1}{2}$  et  $J = K - \frac{1}{2}$ , dont l'expression des termes de rotation  $F_0$  et  $F_1$  est donnée par Childs [9].

En outre, dans un état électronique  $^2\Sigma_u^+$  les niveaux  $K$  pairs sont antisymétriques, tandis que les niveaux  $K$  impairs sont symétriques ; leurs poids statistiques de rotation compte tenu du spin nucléaire sont alors respectivement [5] :

$$\begin{aligned} \omega_a &= (2I + 1) I (2S + 1) (2K + 1) \\ \omega_s &= (2I + 1) (I + 1) (2S + 1) (2K + 1) \end{aligned} \quad (5)$$

où  $I$ , nombre quantique de spin nucléaire, est égal à 1 pour l'azote.

Pour  $N_2$  la transition  $(2^+)$  a lieu entre des états  $^3\Pi$  pour lesquels le couplage est du type (a) de Hund pour les faibles valeurs de  $J$  et du type (b) pour les grandes valeurs de  $J$ . Chaque niveau  $J$  est « détripilé » en trois sous-niveaux notés rigoureusement  $^3\Pi_\Omega$  ( $\Omega = 0, 1, 2$ ) dans le cas (a) de Hund, notation qui est conservée même si le niveau appartient au cas (b) de Hund :  $J = K + 1$  (ou  $\Omega = 0$ ),  $J = K$  (ou  $\Omega = 1$ ) et  $J = K - 1$  (ou  $\Omega = 2$ ).

Les valeurs des termes de rotation  $F_0, F_1, F_2$  ont été données par Budo [14] quel que soit  $J$  en fonction des constantes  $B_v$  et  $D_v$  [6] et de  $Y = A/B_v$ ,  $A$  étant la constante de couplage de l'état électronique.

En outre, s'agissant d'états électroniques  $\Pi$ , chaque sous-niveau est lui-même dédoublé (dédoublement  $A$ ) en deux sous-niveaux, l'un symétrique, l'autre antisymétrique, dont l'écart des énergies est tout à fait négligeable.

**2.1.2 Transitions.** — Par la suite, nous désignerons les raies soit par le nombre quantique  $J''$  soit par le nombre quantique  $K''$ .

— Pour  $N_2^+$  les règles de sélection se résument à  $\Delta K = \pm 1$  avec  $J = 0, \pm 1$ , ce qui définit deux branches P, deux branches R, ainsi que deux branches  $^PQ$  et  $^RQ$  ; les composantes  $P_1, P_2$  et  $^PQ$  forment pratiquement une raie P, l'écart entre les trois étant très inférieur à 0,1 Å — il en va de même pour les composantes R [2].

Les longueurs d'onde des raies P et R calculées à partir de (2) compte tenu des expressions  $F_0$  et  $F_1$  de Childs [13] sont en bon accord avec les valeurs expérimentales [2] sauf dans les zones de perturbations. Les raies R telles que  $K_R = j$  sont pratiquement confondues ( $\Delta\lambda < 0,2$  Å) avec les raies P telles que  $K_P = j + C$ ,  $C$  étant une constante pour chaque bande (par exemple  $C = 27, 24$ , et  $22$  respectivement pour les bandes 0-0, 0-1 et 0-2) ; nous désignerons donc une telle raie sous le nom de raie globale.

— Pour  $N_2$ , les règles de sélection se résument à  $J = 0, \pm 1$ , ce qui implique, compte tenu de la structure des états  $^3\Pi$ , l'existence de 27 branches [12]. Les forces de raies calculées par Kovacs [12] montrent cependant que seules les branches P et R ont une intensité relative appréciable ce qui fait qu'on ne peut observer que trois branches P et trois branches R. Pour ces branches, les calculs que nous avons effectués dans l'hypothèse d'une transition  $^3\Pi_{int} \rightarrow ^3\Pi_{int}$  montrent que les formules correspondantes de Kovacs donnent des résultats identiques à ceux obtenus avec les formules de Budo [14] dans les cas strictement (a) ou (b) sauf pour les transitions  $R_1(0)$  et  $P_1(1)$ .

Contrairement à  $N_2^+$  la répartition des raies est beaucoup moins régulière. Par exemple, pour la bande 0-0 ce n'est qu'à partir de la raie  $R_0(23)$  que certaines raies se groupent pour former une « raie globale » constituée par la superposition de  $R_2(J), R_1(J + 1), R_0(J + 2), P_2(J + 19), P_1(J + 20)$  et  $P_0(J + 21)$ , raie globale que l'on désignera par  $R_2^G(J)$ . Par exemple  $R_2^G(37)$  a une largeur  $\delta\lambda$  de 0,68 Å et est séparée des raies adjacentes de  $\Delta\lambda = 1,3$  Å en moyenne, et pour  $R_2^G(60)$   $\delta\lambda = 0,3$  Å et  $\Delta\lambda = 2,5$  Å.

**2.2 POPULATION DES NIVEAUX.** — L'application de la statistique de Boltzmann nous donne :

$$\frac{N(n, v)}{N_x} = \frac{(2 - \delta_{0A}) (2S + 1) \exp[-\beta(T_e(n) + G_n(v))]}{Q_{el}^x Q_{vib}^x} \quad (6)$$

avec  $\beta = hc/kT$  et l'indice  $x$  désignant l'espèce considérée ( $N_2$  ou  $N_2^+$  molécules diatomiques homonu-

cléaires),  $Q_{el}^x$  et  $Q_{vib}^x$  représentant respectivement les fonctions de partition électronique et de vibration.

Pour le cas (b) de Hund :

— pour un état électronique  $^2\Sigma$

$$\frac{N(n, v, K)}{N(n, v)} = \frac{\varphi(2K + 1) \exp[-\beta F_{n,v}(K)]}{Q_{rot}^x}, \quad (7)$$

— pour un état électronique  $^3\Pi$

$$\frac{N(n, v, K)}{N(n, v)} = \frac{(2K + 1) \exp[-\beta F_{n,v}(K)]}{2 Q_{rot}^x}, \quad (8)$$

$Q_{rot}^x$  étant la fonction de partition de l'espèce  $x$  et  $\varphi$  un facteur tenant compte des poids statistiques de spin nucléaire [15] (pour N<sub>2</sub><sup>+</sup>  $\varphi = \frac{1}{2}$  pour les  $K$  pairs et  $\varphi = \frac{3}{2}$  pour les  $K$  impairs). Enfin :

$$\frac{N(n, v, K, J)}{N(n, v, K)} = \frac{2J + 1}{(2S + 1)(2K + 1)}. \quad (9)$$

Pour le cas (a) de Hund :

— pour un état électronique  $^3\Pi$

$$\frac{N(n, v, \Omega)}{N(n, v)} = \frac{\exp(-\beta A \Sigma^*)}{\Sigma \exp(-\beta A \Sigma^*)} = \frac{\exp(-\beta A \Sigma^*)}{Z} \quad (10)$$

$$\Sigma^* = -1, 0, 1$$

$\Sigma^*$  étant le nombre quantique associé à la projection du vecteur  $S$  sur l'axe internucléaire. Enfin :

$$\frac{N(n, v, \Omega, J)}{N(n, v, \Omega)} = \frac{(2J + 1) \exp[-\beta F_{n,v,\Omega}(J)]}{2 Q_{rot}^x}. \quad (11)$$

Il s'ensuit donc que finalement on obtient en notant la fonction de partition totale  $Q^x$  :

— pour un état  $^2\Sigma$  de N<sub>2</sub><sup>+</sup> :

$$\frac{N(n, v, K, J)}{N_{N_2^+}} = \varphi \frac{2J + 1}{Q_{N_2^+}} \exp[-\beta T(n, v, K, J)] \quad (12)$$

— pour un état  $^3\Pi$  de N<sub>2</sub> : dans le cas (b) de Hund

$$\frac{N(n, v, K, J)}{N_{N_2}} = \frac{2J + 1}{Q_{N_2}} \exp[-\beta T(n, v, K, J)] \quad (13)$$

dans le cas (a) de Hund

$$\frac{N(n, v, \Omega, J)}{N_{N_2}} = \frac{2J + 1}{Q_{N_2}} \frac{2S + 1}{Z} \times \exp[-\beta(T(n, v, \Omega, J) + A \Sigma^*)]. \quad (14)$$

On remarquera pour  $T > 1000$  K que pratiquement  $Z \approx 2S + 1$  et que  $A \Sigma^* \ll T(n, v, \Omega, J)$  et donc que (14) conduit au même résultat que (13).

### 2.3 APPLICATION AUX MESURES DES TEMPÉRATURES.

— La plupart des bandes se chevauchent soit que la queue d'une bande du même système recouvre la tête de la bande adjacente soit qu'elle soit recouverte

par une bande de l'autre système. Pour  $T > 4000$  K pratiquement seules les têtes de bande des transitions (0-0) (0-1) et (0-2) de (1<sup>-</sup>) de N<sub>2</sub><sup>+</sup> et (0-0) de (2<sup>+</sup>) de N<sub>2</sub> sont bien isolées et ont une intensité suffisante. Pour ces températures, également toutes les raies, sauf exception, sont des raies « globales » pour un pouvoir de résolution  $< 30000$ , ce qui élimine les méthodes graphiques de Boltzmann. Dans l'hypothèse de l'ETL, nous pouvons donc utiliser soit la mesure de l'intensité absolue, soit des mesures relatives d'intensité.

2.3.1 *Intensité des têtes de bande.* — Les têtes de bande de (1<sup>-</sup>) N<sub>2</sub><sup>+</sup> ne sont composées que de raies P et nous avons calculé leurs intensités absolues en sommant (1) de  $K = 1$  à  $K_{max}$  avec  $K_{max} = 26, 23, 21$  respectivement pour la (0-0), la (0-1) et la (0-2). Par contre, pour N<sub>2</sub> il est difficile de voir où commencent les branches R et par conséquent nous avons calculé l'intensité de la tête de la bande (0-0) en sommant sur toutes les raies comprises entre 3371,3 Å et 3361,4 Å. La figure 1 représente la variation en fonction de  $T$  des intensités de ces quatre têtes de bande : comme on peut le constater au-delà de 8000 K la précision des mesures est aléatoire. Le rapport des intensités de ces têtes de bande indiqué sur les figures 2 montre que seul le rapport des intensités des têtes de bande (0-0) de N<sub>2</sub> et de N<sub>2</sub><sup>+</sup> est utilisable pour déterminer la température au-delà de 8000 K.

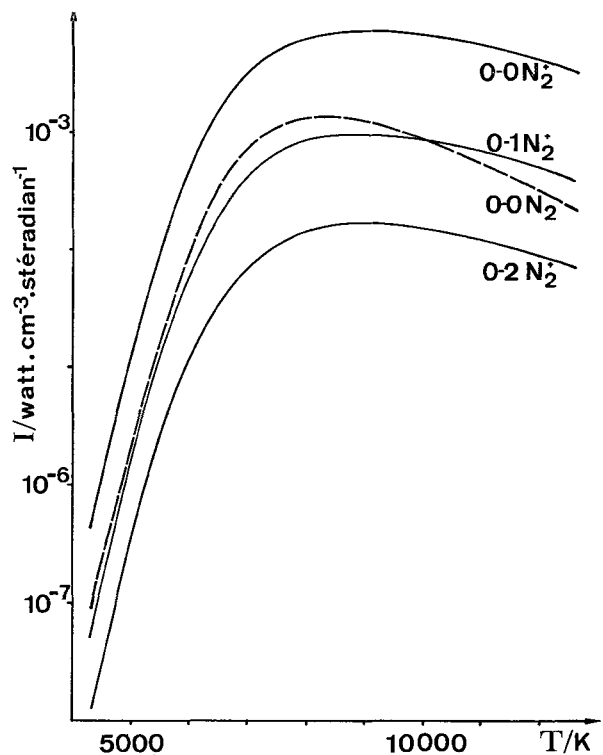


Fig. 1. — Evolution en fonction de la température de l'intensité absolue des têtes de bande (0-0), (0-1), (0-2) de (1<sup>-</sup>) de N<sub>2</sub><sup>+</sup> et (0-0) de (2<sup>+</sup>) de N<sub>2</sub> ( $p = 1$  atm, ETL).

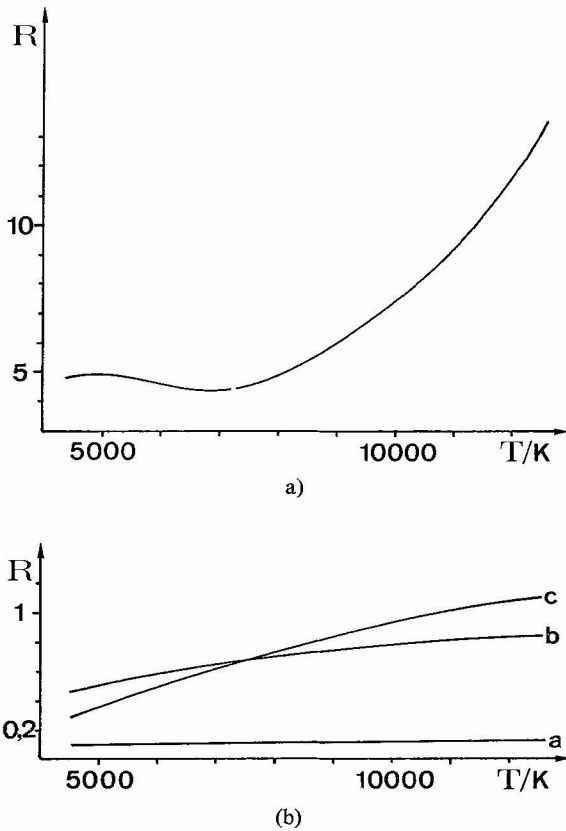


FIG. 2. — Evolution en fonction de la température du rapport des intensités ( $p = 1 \text{ atm}$ , ETL)

2a : des têtes de bande : (0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2$ /(0-0) de (2<sup>+</sup>) de  $N_2$ ,  
 2b : des têtes de bande : (0-1) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$ /(0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$  (courbe a),

— de paquets des raies globales de la bande (0-0) de (2<sup>+</sup>) de  $N_2$  :  $R_2^G(31)$  à  $R_2^G(37)$ /tête de bande (courbe b),

— de  $R_2^G(60)/R_2^G(20)$  de la bande (0-0) de (2<sup>+</sup>) de  $N_2$  (courbe c).

Pour ces calculs nous avons utilisé les valeurs de probabilités de transition données par Nicholls [7], et Venable [15] qui correspondent aux valeurs extrêmes trouvées dans la littérature.

2.3.2 *Intensité des raies.* — La figure 3 indique la variation en fonction de  $T$  des intensités absolues de raies particulièrement bien séparées :

— pour la bande (0-0) de  $N_2^+$  :

$K_p = 26$  ;  $K_p = 46$  superposée avec la raie  $K_R = 19$  ; et  $K_p = 72$  superposée avec la raie  $K_R = 45$  ainsi qu'avec les raies  $K_p = 61$  et  $K_R = 33$  de la bande (1-1), les  $K_p = 46$  et  $K_R = 18$  de la bande (2-2) et les  $K_p = 17, 18, 19, 20$  et  $21$  de la bande (3-3) (les raies de la bande (3-3) représentent en moyenne 3 %, celles de la (2-2) 7 % et celles de la (1-1) 21 % de l'intensité totale) ;

— pour la bande (0-0) de  $N_2$  :

$$R_2^G(20), R_2^G(37) \text{ et } R_2^G(60).$$

Comme nous l'avons déjà signalé [3] et [4] le

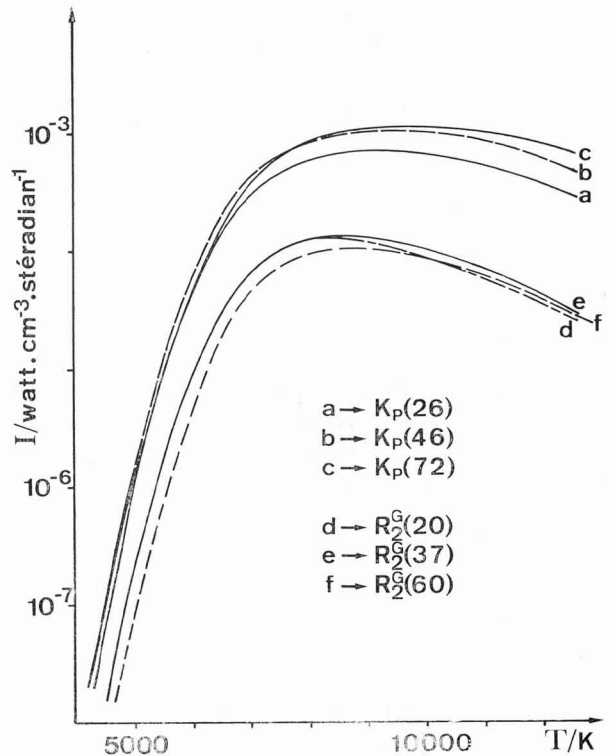


FIG. 3. — Evolution en fonction de la température de l'intensité absolue de raies globales des bandes (0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$  (désignées par  $K_p$ ) et (0-0) de (2<sup>+</sup>) de  $N_2$  (désignées par  $R_2^G$ ).

rapport des intensités de 2 raies globales de la (0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$ , ou mieux de deux « paquets de raies », permet de déterminer la température entre 4 000 et 9 000 K à 10 % près et avec une précision moindre

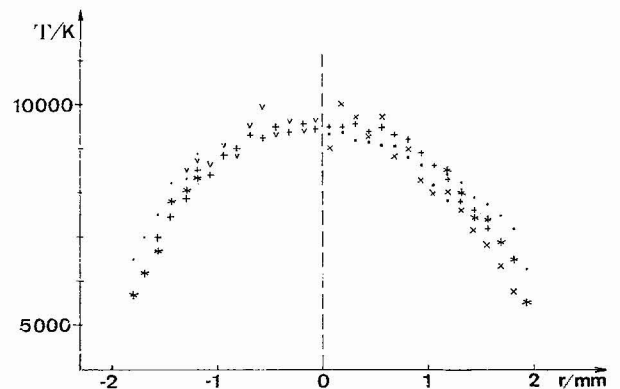


FIG. 4. — Evolution de la température  $T$  en fonction du rayon  $r$  d'une section droite du jet de plasma située à 2 mm de la sortie de la tuyère. Plasma d'azote caractérisé par le débit  $D_{N_2} = 25 \text{ l/min}$  et la puissance  $P = 10 \text{ kW}$ . Températures mesurées à partir :  
 + de l'intensité absolue du fond continu de l'azote à 4 955 Å,  
 ■ de l'intensité absolue de NI 4 935 Å,  
 × du rapport des intensités de paquets de raies de la bande (0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$ ,  
 v du rapport des intensités des têtes de bande (0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$ /(0-0) de (2<sup>+</sup>) de  $N_2$ ,  
 \* de l'intensité absolue de la tête de bande (0-0) de (1<sup>-</sup>) de  $N_2^+$ ,  
 • de l'intensité absolue de la tête de bande (0-0) de (2<sup>+</sup>) de  $N_2$ .

au-delà. Par contre des rapports similaires pour les raies globales de la (0-0) de  $(2^+)$  de  $N_2$  montrent que leurs variations sont moins sensibles à la température (Fig. 2b) et on ne peut donc en attendre une grande précision pour la mesure de  $T$ .

**3. Détermination des températures des plasmas d'azote.** — Le dispositif expérimental et la méthode de dépouillement des spectres étant décrits par ailleurs [2] et [16], nous nous contenterons d'indiquer les résultats obtenus.

3.1 EXCITATION DE  $N_2$  ET  $N_2^+$  DANS UN PLASMA D'AZOTE PRODUIT PAR UN ARC ÉLECTRIQUE SOUFLÉ.

— Les mesures effectuées tant à partir :

- de l'intensité du fond continu à 4 955 Å ;
- de l'intensité de la raie NI 4 935 Å ;
- de l'intensité des têtes de bande (0-0) de  $(1^-)$

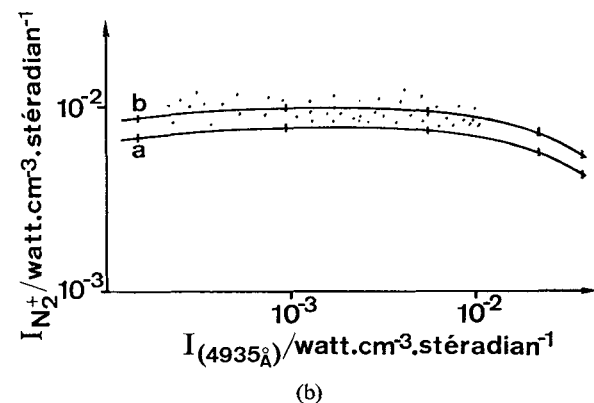
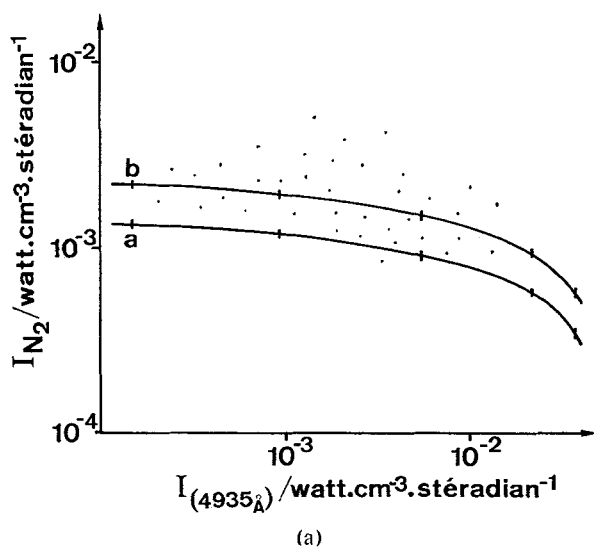


FIG. 5. — Comparaison des intensités absolues des têtes de bande (0-0) de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  et de  $(2^+)$  de  $N_2$  avec l'intensité absolue de NI 4 935 Å. Les points représentent les résultats des mesures et les courbes en trait plein les valeurs des intensités calculées à l'ETL ( $p = 1$  atm) en utilisant les probabilités de transition de Nicholls [7] (courbe *a*) et de Fink et Welge [11] (courbe *b*) pour  $N_2$  et  $N_2^+$ . Par ailleurs les courbes sont graduées en intervalles de 1 000 K commençant à 8 000 K à gauche.

de  $N_2^+$  et de  $(2^+)$  de  $N_2$ , et de leur rapport d'intensité ;

— de l'intensité relative de paquets de raies de la (0-0) de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  ;

semblent montrer que l'on obtient des températures comparables à 15 % environ suivant les méthodes utilisées (cf. Fig. 4). Cependant, si la méthode de Richter [17] (comparaison du logarithme des intensités mesurées au logarithme des intensités calculées à l'ETL) appliquée à la comparaison des intensités absolues des têtes de bande (0-0) de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  et de  $(2^+)$  de  $N_2$  avec l'intensité absolue de NI 4 935 Å, semble indiquer que l'ETL est réalisé pour  $T > 8 000$  K (cf. Fig. 5), la même comparaison entre les intensités de ces têtes de bande indique que l'ETL n'est plus réalisé aux températures inférieures à 7 000 K (cf. Fig. 6).

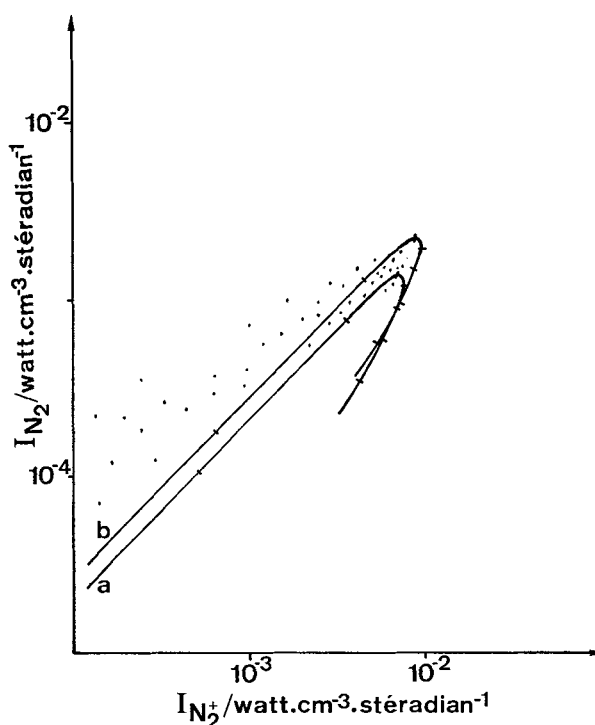


FIG. 6. — Comparaison des intensités absolues des têtes de bande (0-0) de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  et de  $(2^+)$  de  $N_2$ . Les points représentent les résultats des mesures et les courbes en trait plein les valeurs des intensités calculées à l'ETL ( $p = 1$  atm) en utilisant les probabilités de transition de Nicholls [7] (courbe *a*) et de Fink et Welge [11] (courbe *b*) pour  $N_2$  et  $N_2^+$ . Les courbes sont graduées en intervalle de 1 000 K commençant à 6 000 K à gauche.

Dans tous les cas nous avons calculé l'intensité des bandes (0-0) de  $N_2^+$  et de  $(2^+)$  de  $N_2$  à l'ETL ( $p = 1$  atm) en utilisant successivement les valeurs des probabilités de transition de Nicholls [7] (qui sont en accord avec les mesures dans les plasmas de décharge), puis celles de Fink et Welge [11] (qui sont en accord avec les mesures dans les ondes de choc). Pour NI 4 935 Å nous avons adopté la valeur de la probabilité de transition donnée par le NBS [18].

3.2 EXCITATION DE  $v = 0$  DE  $C^3\Pi_u$  DE  $N_2$  PAR LES MÉTASTABLES DE L'ARGON. — Des mesures déjà effectuées dans les décharges [19] à [22] avaient montré la possibilité d'exciter le niveau  $v = 0$  de  $C^3\Pi_u$  de  $N_2$  par les métastables  $^3P_2$  et  $^3P_0$  de Ar. C'est pourquoi nous nous sommes proposés d'examiner si un plasma d'argon en écoulement à l'air libre peut exciter l'azote à la périphérie du jet. A une distance  $x = 1$  mm de la sortie de la tuyère l'émission atomique de l'argon s'observe sur un diamètre apparent  $d_1$  et celle des transitions (0-0), (0-1) et (0-2) de  $(2^+)$  de  $N_2$  sur un diamètre apparent  $d_2$  ( $d_2 > d_1$ ), ces

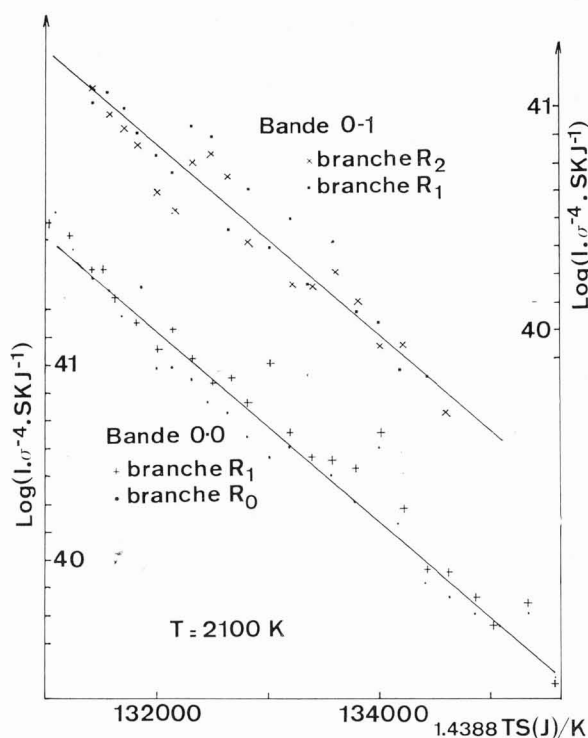


FIG. 7. — Graphique de Boltzmann pour les raies de rotation des branches  $R_0$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  des bandes (0-0) et (0-1) de  $(2^+)$  de  $N_2$  excitées par l'argon métastable. En abscisse TS représente l'énergie du niveau initial  $J$  en  $cm^{-1}$  et en ordonnée l'intensité  $I$  est prise en unités arbitraires et SKJ représente la force de raie.

diamètres étant naturellement fonction des caractéristiques des plasmas d'argon (débit et puissance). Les spectres émis par la couronne périphérique du jet ( $d = d_2 - h$ , avec  $h = 4/10$  mm, limite inférieure possible pour atteindre la structure fine avec notre appareillage) nous ont permis de mesurer les intensités absolues et relatives des raies de rotation  $R_0$ ,  $R_1$  et  $R_2$  de  $J = 20$  à 47 des bandes (0-0) et (0-1). L'application de la méthode du graphique de Boltzmann a alors montré que la distribution de population sur les niveaux de rotation est maxwellienne et que l'on peut ainsi déduire une température  $T_r$  de ces raies, et calculer la population du niveau  $v = 0$ . Par exemple, pour un plasma d'argon de 25 l/min, alimenté sous 200 A, et dont la température de « surface » ( $d_1 = 3,2$  mm) (déterminée à partir de la mesure de l'émission des raies de l'argon) à  $x = 1$  mm est de 9 600 K, nous avons obtenu (cf. Fig. 7) une température  $T_r$  de 2 100 K, alors que la température mesurée et extrapolée dans la même zone (2,1 à 2,5 mm de l'axe du jet) avec un thermocouple (Ir-Rh) est comprise entre 1 600 et 2 300 K. L'utilisation des formules (1), (4), (6), (13) nous permet de déterminer une population de l'état  $v = 0$  de  $C^3\Pi_u$  de  $N_2$  de  $2 \times 10^{10}$  part/cm<sup>3</sup>, alors que à l'ETL à 2 100 K la population ne serait que de  $4 \times 10^{-7}$  part/cm<sup>3</sup>.

4. Conclusion. — Les mesures d'intensité tant absolues que relatives de  $(1^-)$  de  $N_2^+$  et (0-0) de  $(2^+)$  de  $N_2$  nous permettent de déterminer la température d'un plasma d'azote produit par un générateur à arc soufflé à 15 % près entre 10 000 et 5 000 K. Cependant, il semble qu'en deçà de 7 000 K l'ETL n'est plus réalisé.

L'excitation de l'état  $v = 0$  de  $C^3\Pi_u$  de  $N_2$  par un plasma d'argon en écoulement à l'air libre permet de vérifier que la distribution des populations sur les niveaux de rotation est maxwellienne et d'en déduire des températures de rotation comprises en 1 300 et 2 800 K suivant le régime de fonctionnement du générateur, ainsi que des surpopulations très importantes (de l'ordre de  $10^{16}$  à 2 000 K).

#### Bibliographie

- [1] FAUCHAIS, P., Etude des propriétés thermodynamiques des plasmas produits par un générateur à arc. Thèse de Doctorat ès Sciences Physiques. Université de Poitiers (1968).
- [2] BARONNET, J. M., Etude comparative des méthodes de mesure de la température de rotation-vibration de la molécule  $N_2^+$  dans un plasma d'azote produit par un générateur à arc. Université de Poitiers (1971).
- [3] BARONNET, J. M., ANDRES, F., FAUCHAIS, P., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci., Paris* 272B (1971) 102.
- [4] BARONNET, J. M., FAUCHAIS, P., *J. Physique* 32 (1971) C 5b-58.
- [5] TATUM, J. B., *Astrophys. J.* 14 (1967) 21.
- [6] HERZBERG, G., *Molecular Spectra and Molecular Structure. Tome 1 Spectra of Diatomic Molecules.* (D. Van Nostrand Company, New York) 1950.
- [7] NICHOLLS, R. W., *J. Atmos. Ter. Phys.* 25 (1963) 218.
- [8] BENNETT, R. G., DALBY, F. W., *J. Chem. Phys.* 31 (1959) 434.
- [9] ECKERT, H. V., KELLY, F. L., OLSEN, H. N., *J. Appl. Phys.* 39 (1968) 1846.
- [10] DESEQUELLES, J., DUFAY, M., POULIZAC, M. C., *Phys. Lett.* 27A (1968) 96.
- [11] FINK, E., WELGE, K. H., *Z. Naturforsch* 19A (1964) 1193.

- [12] KOVACS, I., *Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules* (Academic Press, London) 1970.
- [13] CHILDS, W. H. J., *Proc. Roy. Soc. London* **137** (1932) 641.
- [14] BUDO, A., *Z. Physik* **98** (1936) 437.
- [15] VENABLE, W. H. Jr, SHUMAKER, J. B. Jr, *JQSRT* **9** (1969) 1215.
- [16] FAUCHAIS, P., BARONNET, J. M., BAYARD, S., ANDRES, F., Contribution de l'ion N<sup>-</sup> à l'émission continue d'un plasma d'azote à 4 955 Å. Colloque du Centenaire de la Société Française de Physique. *J. Physique* **34** (1973). Suppl. au n° 11-12, C2-137.
- [17] RICHTER, J., *Z. Astrophys.* **61** (1965) 57.
- [18] WIESE, W. L., SMITH, M. W., GLENNON, M. B., *Atomic Transition Probabilities*, NBS, National Standard Reference Data Series, 4 (U. S. Gov. Printing Office, Washington, D. C.) 1966.
- [19] DESCHAMPS, J., RICARD, A., Transfert d'excitation dans les mélanges Ar-N<sub>2</sub>, Colloque du Centenaire de la Société Française de Physique. *J. Physique* **34** (1973). Suppl. au n° 11-12, C2-123.
- [20] BOURENE, M., LE CALVE, J., *J. Chem. Phys.* **58** (1973) 1452.
- [21] SETSER, D. W., STEDMAN, D. M., COXON, J. A., *J. Chem. Phys.* **53** (1970) 1004.
- [22] CALO, J. M., AXTMANN, R. C., *J. Chem. Phys.* **54** (1971) 4961.