

## ロケット搭載用窒素振動温度計測器の 開発に関する基礎研究

小山孝一郎\*<sup>1</sup>・川島 高弘\*<sup>2</sup>・水町勇一郎\*<sup>3</sup>・鈴木 勝久\*<sup>4</sup>・堤井 信力\*<sup>5</sup>

(1997年2月10日受理)

### Development of an Instrument to Measure Vibrational and Rotational Temperatures of Nitrogen Molecules

By

Koh-ichiro OYAMA\*<sup>1</sup>, Takahiro KAWASHIMA\*<sup>2</sup>, Yuichiro MIZUMACHI\*<sup>3</sup>,  
Katsuhisa SUZUKI\*<sup>4</sup> and Shinriki TEI\*<sup>5</sup>

**Abstract:** An instrument to measure vibrational and rotational temperature of molecular nitrogens in the lower thermosphere has been developed. The instrument consists of a photospectrometer and an electron gun. The following information has become clear during the development period.

1. Minimum resolution of the photospectrometer should be 1 nm to derive vibrational and rotational temperatures if a device function is known in advance. Vibrational temperature can be calculated from the curve fitting to the observed line spectrum.
2. The wave length range to be used is from 385 to 440 nm.
3. Accelerating voltage for an electron gun is recommended to be over 600 V so that Franck-Condon principle can be applied.
4. The instrument can also measure rotational temperature, which suggests the possibility to get neutral temperature in the lower thermosphere.

Laboratory experiment which was preliminarily carried out by using the instrument shows that vibrational temperature is elevated in the N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> gas mixture gas by solar EUV radiation.

### 概 要

下部熱圏における窒素振動温度を知るためのロケット搭載用観測器を開発するために方法の妥当性、技術的な可能性について室内実験を行った。観測器は窒素分子を電離する電子銃と電離された窒素分子から放出される光を分光するための分光計よりなる。これまでの開発過程で得られた知見と成果は以下のものであり、十分にロケット搭載用として開発できることが分かった。

---

\*<sup>1</sup> 宇宙科学研究所

\*<sup>2</sup> 東京大学

\*<sup>3</sup> 日立製作所

\*<sup>4</sup> 横浜国立大学

\*<sup>5</sup> 武蔵工業大学

- (1) ロケット実験における窒素振動温度の測定は必ずしも高分解能を持つ測定器が必要というのではなく、分光器の装置関数さえ既知であれば、実験後のデータ解析によって温度を測定できる。
  - (2) 測定波長域は385~440 nm とするが望ましい。
  - (3) 振動温度を正確に求めるためには、電子銃用の電子加速電圧は、フランクコンドン原理が成り立つ600 V以上でなければならない。
  - (4) 窒素振動温度とともに回転温度も測定できる。
- 開発された振動温度測定器を用いて窒素、酸素の混合大気に紫外線をあてると明らかな振動温度の上昇が見られた。

## はじめに

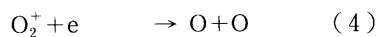
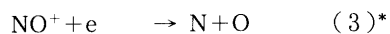
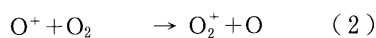
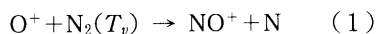
大気の主成分は窒素分子であり、いわゆる電離圏はこの大気が太陽紫外線を主なる電離源として生成されるものである。これまで電離圏における測定物理量は高度によって異なるが、一般的に最も研究の進んでいるE層下部からF領域に至る高度領域では、基本的には電子密度、電子温度、イオン密度、イオン温度、イオン組成、イオン及び電子のエネルギー分布、プラズマドリフト、中性ガス組成、中性大気温度、電場、磁場、及び、これらのパラメータのゆらぎ等であった。私達は一步踏み込んで、窒素振動温度を測定することを考えた。その理由は下記のように電離圏において、振動励起された窒素分子  $N_2(T_v)$  がその熱エネルギー収支、化学反応に及ぼす影響についてはこれまで理論的に評価されてきたが、オーロラ中での観測を除いて皆無であることによる。私達は振動励起された窒素の役割を実際に測定することなしには、その役割の議論を進めることは無意味であると信じ、振動温度を実際に測ることを目指して、測定器の開発を進め、ようやく搭載機器としてまとめるめどがついた。この論文では、まず、電離圏における振動励起された窒素分子の役割を記述した後、振動温度測定の原理、及びこの測定原理の正しさを検証した室内実験について述べる。

## 1. 宇宙空間における振動励起された窒素分子の役割

### 1.1 $N_2$ の振動温度が $O^+$ との反応に及ぼす影響

電離圏において窒素、酸素は以下のような反応でもって酸素イオンと再結合する。

すなわち、



ところが、(1)の反応は窒素振動温度  $T_v$  に大きく依存することが報告されている ( $O^+$ の温度にもよる)。すなわち、図1にみるように  $N_2$ の振動温度300 Kでは約  $2 \times 10^{-12}$ 、2,000 Kでは  $4 \times 10^{-11}$  ( $cm^3/sec$ ) と大きく変化する (Schmeltekopf *et al.*, 1967, 1968)。(3)の反応は(1)の反応に比べて約  $10^5$  倍速いので、電離層におけるプラズマ密度は  $O^+$  が  $N_2$  と反応する速さに大きく依存し、従って  $T_v$  が極めて重要な要素となる。

#### 1.1.1 F層の冬季異常 (Torr and Torr, 1980) への影響

Richards と Torr (1986a) は太陽活動度最大時の夏季に  $T_v$  が高くなるため、図2のように電離層  $F_2$  密度の減り具合が2倍になると報告している。図において実線は振動励起された窒素分子を考慮した時の酸素イオン密

\*  $NO^+ + e \rightarrow N + O$  の反応係数は  $4.2 \times 10^{-7} (300/T_v)^{0.85}$ , Torr and Torr (1979)

度である。

1.1.2 中緯度トラフ電子密度への影響

電離圏 F 領域における中緯度トラフ ('mid-latitude trough', あるいは 'main trough' と呼ばれる) はサブオーロラ帯電離圏で見られる興味深い現象である。このトラフの持つ性質については Galperin 他 (1990) と Roger 他 (1992) によってレビューされており、これまでいくつかの機構がこの電子密度の現象を説明するために提案されている (例えば Nishida, 1967)。

Knudsen (1974) はこのトラフは電離圏プラズマ対流の直接の結果であるとした。この機構は多くの大規模な電離層構造の数値計算に組み込まれてきた (Sojka and Schunk, 1989)。Schunk と Banks (1975) は図 3 のようにオーロラ中で  $N_2$  が熱圏の風によってトラフの赤道側の端に運ばれることを示唆した。振動励起された窒素分子  $N_2(T_v)$  の拡散時間は 200 km 以上の高度で約 5,000s であり、従って赤道方向に  $100 \text{ ms}^{-1}$  の輸送を考えると  $N_2(T_v)$  は酸素原子との quenching が起こる前に緯度にして約  $4^\circ$  移動する。この距離はトラフの平均的な幅にあたる。彼等は約 300 km の高度で  $T_v$  の最高温度は 1,400-2,000 K であることを示し、トラフでこのような温度であると  $O^+$  が著しく減少することを示した。Pavlov (1993) は Schunk と Banks の計算をより精密に行った。

1.1.3 電子温度への影響

$T_v$  によるプラズマ密度の変化は必然的に電子温度の変化を引き起こす。Richards と Torr (1986b) は前述した電子密度への  $T_v$  の影響とともに電子温度への影響を計算し、太陽活動度最大での高度 300 km での昼間の電子温度は振動励起された窒素分子を考えると、図 4 に示

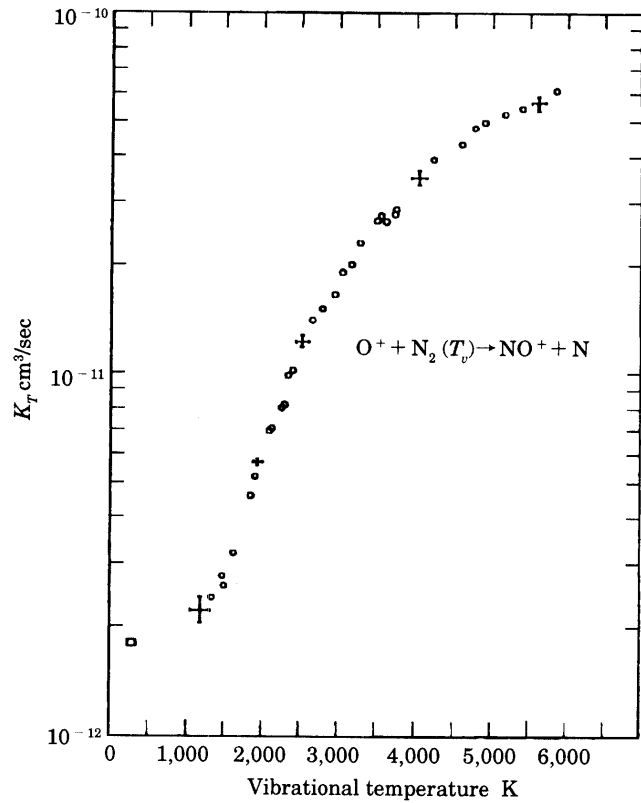


図 1  $O^+ + N_2(T_v) \rightarrow NO^+ + N$  の反応係数の  $T_v$  依存性 (Schmeltekopf. et al., 1967, 1968)

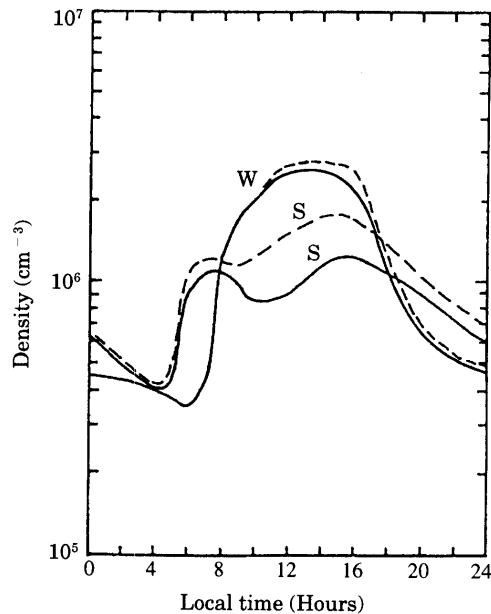


図 2 太陽活動度最大時における電離層  $F_2$  ピークにおける酸素原子イオンの日変化。実線は  $N_2$  の振動温度を考慮した時の酸素原子イオンで点線は考慮していない (Richard and Torr, 1986a)

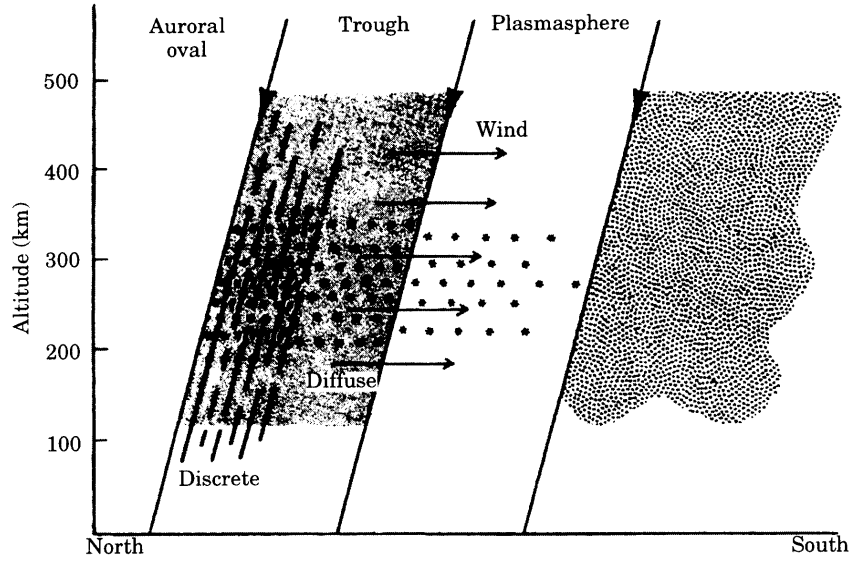


図3 トラフ生成機構の一案 (Shunk and Banks, 1975)

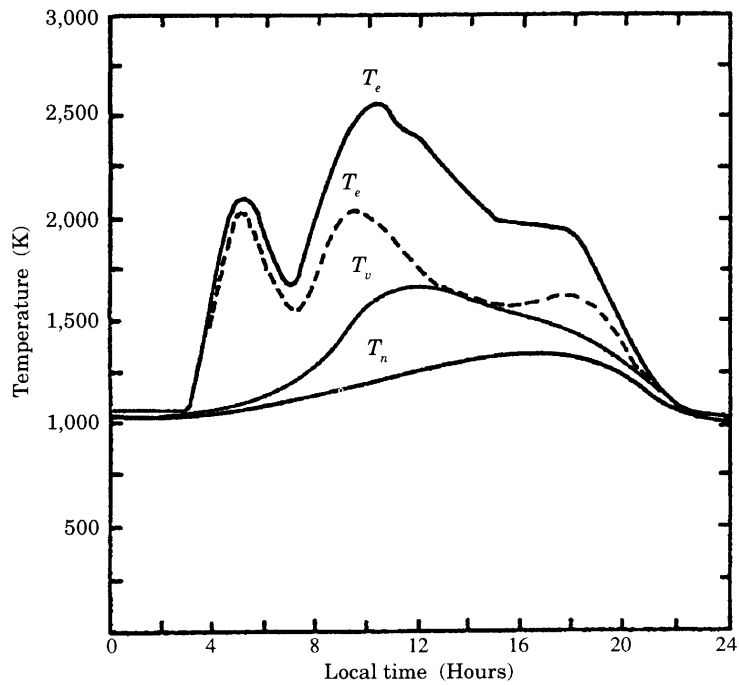


図4 太陽活動度最大の時の電子、中性ガス及び窒素振動温度の日変化 (Richards and Torr, 1986a)。実線の電子温度は振動励起した窒素分子の効果を考慮した値である (Richard and Torr, 1986a)

すように最大で約 600 K 高くなることを示している。

#### 1.1.4 磁気嵐時の電離圏のふるまい

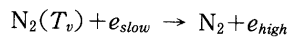
Pavlov (1994) はまた電離層嵐における  $O^+ + N_2(T_v) \rightarrow NO^+ + N$  の反応における  $T_v$  依存性を調べているがここでは解説しない。

#### 1.2 振動励起状態の窒素分子と熱電子とのエネルギーのやりとり

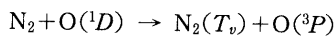
窒素分子の振動励起は特に下部電離層においては  $O(^1D)$ 、あるいは  $NO$  と  $N_2$  との衝突によるもの、及び、光電子あるいはオーロラ帯においては keV エネルギーレンジの電子によるものである。

私達がここで注目しているのは振動励起された窒素分子と電子とのエネルギーのやり取りである。窒素分子は電子との大きな衝突断面積を  $E \sim 2.3$  eV 付近にもち、これにより電子のエネルギーは窒素を振動的に励起するのに使われる。一方、窒素の振動温度が高いと、逆に窒素から電子へとエネルギーは移行する。すなわち、振動励起状態の窒素分子は振動温度の高低によって電子の熱源となったり冷却源となるという面白い性質を示すことになる。

高度 100 km 付近において電子温度  $T_e$  が中性ガス温度  $T_n$  より時に数 100 K も高いという観測事実は今もって説明されていない（高緯度での高度 100 km 付近での電子温度上昇はプラズマ不安定による加熱として説明されている (St. Maurice, 1987; Farley and Providakes, 1989)）。これを説明するために Walker (1968) は振動的に励起された窒素分子  $N_2(T_v)$  が熱的電子を加熱する以下の反応を提案した。



この場合の  $N_2(T_v)$  は  $O_2$  の解離によってできる  $O(^1D)$  (Harris and Adams, 1983) との衝突によるものとした。すなわち、



しかしながら、この考えは後に Walker 自身によって否定された (1969)。

一方、Ashihara 等 (1974) によると  $T_v = 3,000$  K を持つ窒素と熱電子との相互作用により  $T_n = 300$  K での電子温度は高度約 100 km 付近で 600 K となるとしている。更に Paniccia 等は図 5 に見るように  $T_v = 3,000 \sim$

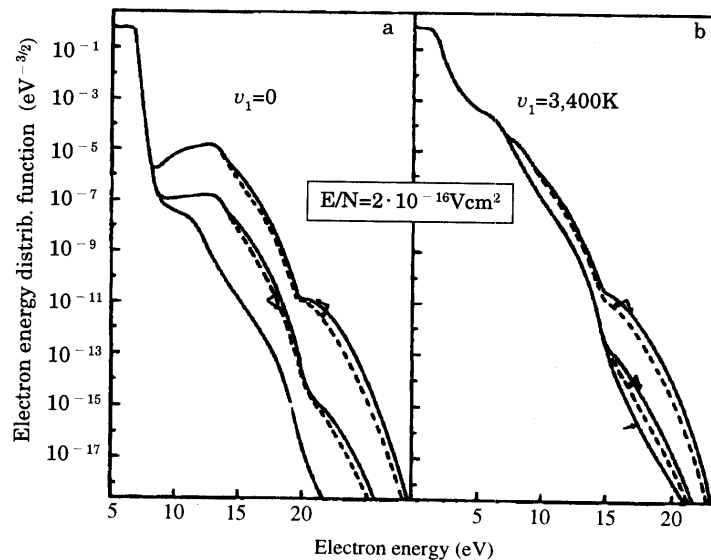


図 5 振動温度  $T_v$  が電子エネルギー分布に及ぼす影響。横軸は電子エネルギー、縦軸は分布関係、a は振動温度 0、b は振動温度 3,400 K (Paniccia *et al.*, 1986)

4,000 K の窒素ガスプラズマ中の電子は Super elastic collision (超弾性衝突) によってエネルギー分布に大きな変化を引き起こすことを報告している (Paniccia, 1986)。振動励起された  $N_2$  の Post discharge 中での電子エネルギーへの影響は Capitelli 等によって検討されている (Capitelli *et al.*, 1981)。また同じように Oyama 等 (1985) は観測 ロケット実験において、熱的電子のエネルギー分布が 0.3 eV 付近からマクスウェル分布よりずれ始めることを示すデータを得ている。雨宮等 (Amemiya and Shigeoka, 1991) もロケット実験による電子エネルギー分布の測定において、電子エネルギー 0.3 eV 付近に小さな肩を見つけている。

## 2. 窒素振動温度の計測

上に述べたように、宇宙空間において振動励起された窒素の役割を評価するにはまず、振動温度を測る必要がある。過去において宇宙空間における振動温度を測定する試みは数人の研究者によってなされてきた。過去に電子ビームによりオーロラ中で下部熱圏の  $N_2$  の  $T_v$  を測定する試みがなされたが  $T_v$  の上限を与えるのみに留まった (O'Neil *et al.*, 1974)。Kummler と Bortner (1972) は 150 km から 200 km における  $O^+$  の密度プロファイルを説明するために  $T_v$  は約 1,700 K であることを示した。一方、理論的に振動温度を計算することも試みられた (Newton *et al.*, 1974; Walker *et al.* 1969; Zalpuri and Oyama, 1991; Varnum, 1972; Jamshidi *et al.*, 1973; Kumer, 1977)。図 6 には Kummler と Bortner によってまとめられた振動温度を示した。ここでは将来、観測ロケットに搭載する測定器を作ることを目的として行った室内実験の結果について述べる。

### 2.1 振動温度 ( $T_v$ )、回転温度 ( $T_r$ ) の測定原理

$N_2$  及び  $N_2^+$  のポテンシャルカーブを図 7 に示す (Cartwright, 1978)。 $N_2$  及び  $N_2^+$  には幾種かの電子準位があり、各電子準位が振動準位、更に各振動準位が回転準位に分かれている。通常、 $N_2$  は基底電子状態である  $X^1\Sigma_g^+$  にある。各電子準位間を遷移する際、紫外～赤外域の各振動回転バンドを伴う。図 8 に  $N_2$  及び  $N_2^+$  の代表的な電子準位遷移スペクトルを示す。図 9 a に本研究に直接関係している振動レベルを示した。等核二原子分子では振動準位間が禁制なため、電子準位遷移にともなう振動回転バンドが振動回転状態の情報を得る有用な方法である。Hunter (1968) は電子衝撃によって  $N_2$  の基底状態  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  から  $N_2^+$  の励起状態  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  へ電離し、許容遷移  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+) \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_u^+)$  に伴う発光スペクトル (First Negative Band, 以後 1NG と略する)

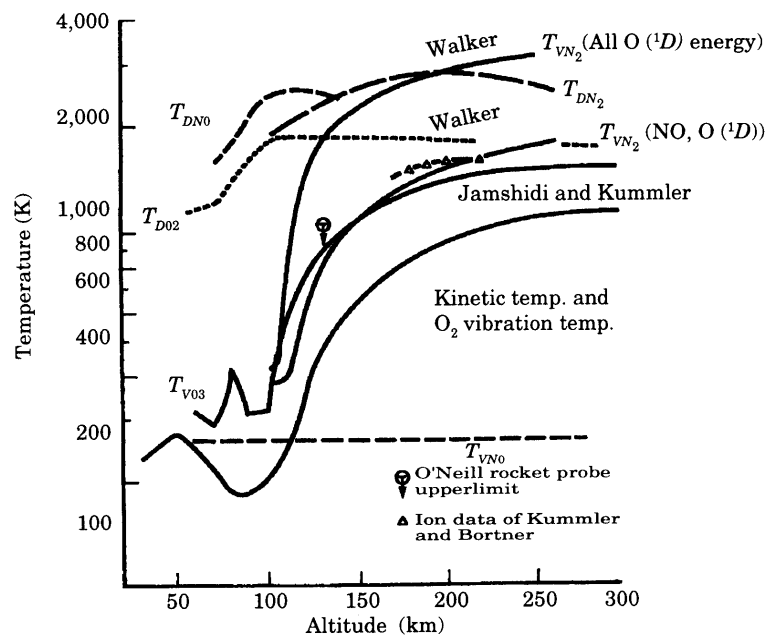


図 6 計算された  $T_v$  のまとめ (Kummler and Bortner, 1972)

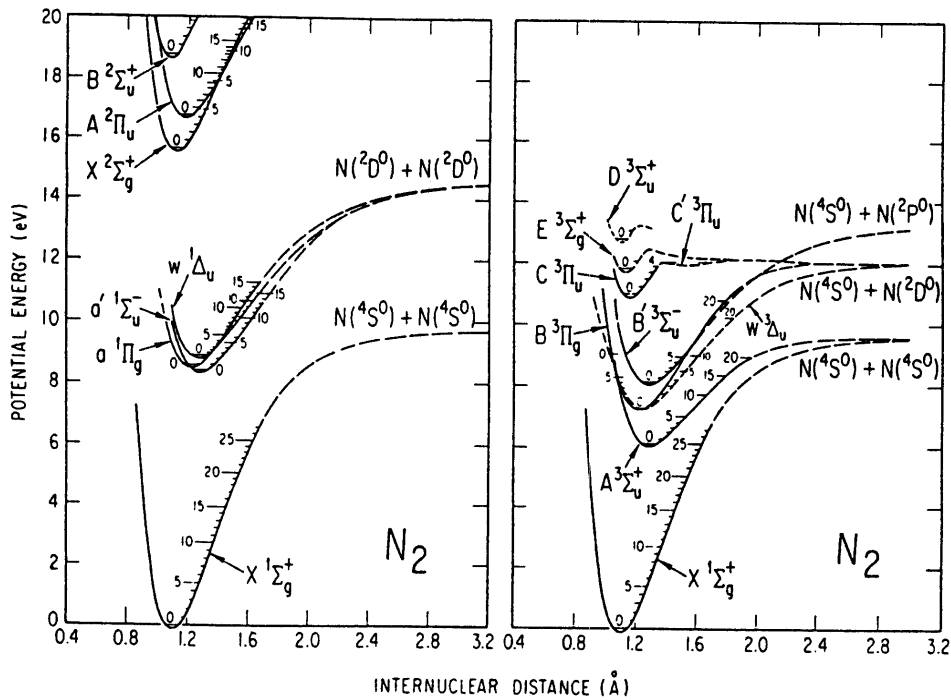


図7 窒素分子のトリプレット (右) 及びシングレット (左) 系における状態のポテンシャルカーブ (Cartwright, 1978)

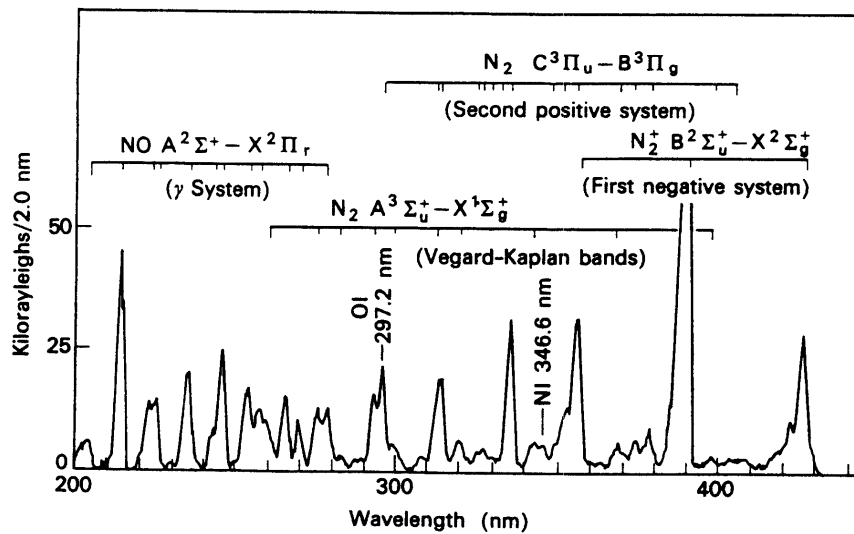


図8  $N_2$  及び  $N_2^+$  の代表的な電子準位遷移スペクトル (Barth)。本研究で対象にしているのは 1st Negative (0, 1) (427.8 nm) と (1, 2) (423.6 nm) である (Barth)

の振動回転構造を調べることで窒素振動温度 ( $T_v$ ), 窒素回転温度 ( $T_r$ ) を求めた。以降の議論は基本的には Hunter (1968) 及び Muntz (1962) に従う。また  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  状態の振動量子数, 回転量子数はそれぞれ  $v_1'', J_1''$  とし, また  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  状態は  $v', J'$ ,  $N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$  状態は  $v_2'', J_2''$  とする。 $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  において2原子分子のシュレディンガー方程式に原子核運動と電子運動が相互作用しないとす Born-Oppenheimer 近以を仮定して解くとエネルギー固有値は次のようになる。

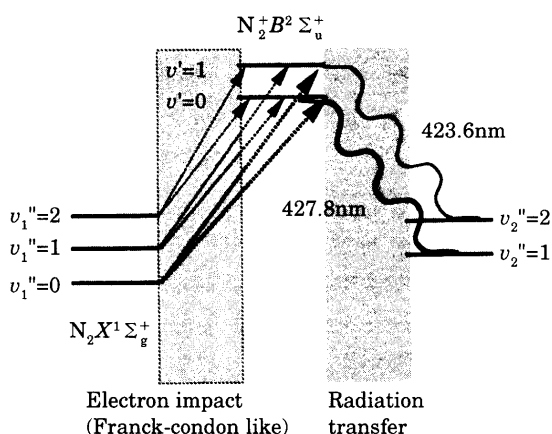


図9a 本研究に直接関係している窒素分子振動レベル

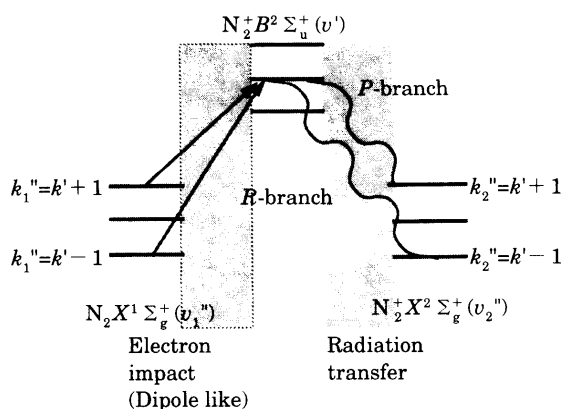


図9b 本研究に関係している回転レベル

$$\begin{aligned}
 U(v_1'', J_1'') &= \omega_e \left( v_1'' + \frac{1}{2} \right) - \omega_e \chi_e \left( v_1'' + \frac{1}{2} \right)^2 \dots \dots \dots [\equiv G_{v_1'']} \\
 &+ B J_1'' (J_1'' + 1) - D J_1''^2 (J_1'' + 1)^2 \dots \dots \dots [\equiv F_{J_1'']} \\
 &- \alpha_e \left( v_1'' + \frac{1}{2} \right) (J_1'' + 1) \dots \dots \dots [\equiv K_{v_1'', J_1''}] \\
 &= G_{v_1''} + F_{J_1''} + K_{v_1'', J_1''}
 \end{aligned}$$

$\omega_e, \omega_e \chi_e, B, D$  は分子常数である。 $G_{v_1''}$  は振動準位、 $F_{J_1''}$  は回転準位、 $K_{v_1'', J_1''}$  は振動回転相互作用の準位である。 $\alpha_e$  は小さく振動回転相互作用は無視し、振動分布と回転分布は別々の分布に従うとする。振動分布、回転分布がそれぞれにおいて熱平衡状態にあれば  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  の振動分布、回転分布はボルツマン分布に従う。つまり実験データを解析するとき振動温度、回転温度を独立に決定できる。振動温度、回転温度の定義は以下で与えられる (Herzberg, 1950)。

特定の振動準位の占有数 (population),  $N_{v_1''}$  は

$$\begin{aligned}
 N_{v_1''} &= \frac{N_0}{Q_{v_1''}} \exp\left(-\frac{hcG_{v_1''}}{\kappa T_v}\right) \\
 G_{v_1''} &= \omega_e \left( v_1'' + \frac{1}{2} \right) - \omega_e \chi_e \left( v_1'' + \frac{1}{2} \right)^2 \tag{2-1}
 \end{aligned}$$

となる。ここで  $N_0$  は基底状態のすべての分子の population,  $\kappa$  はボルツマン常数,  $h$  はプランク常数,  $c$  は光速,  $Q_{v_1''}$  は規格化定数,  $T_v$  は振動温度である。同様に特定の振動準位  $v_1''$  における回転準位の population,  $N_{v_1'', J_1''}$  は

$$\begin{aligned}
 N_{v_1'', J_1''} &= \frac{N_{v_1''}}{Q_{J_1''}} (2J_1'' + 1) \exp\left(-\frac{hcF_{J_1''}}{\kappa T_r}\right) \\
 F_{J_1''} &= B(J_1'' + 1) - D^2(J_1'' + 1)^2 \tag{2-2}
 \end{aligned}$$

である。 $Q_{J_1''}$  は規格化定数,  $T_r$  は回転温度,  $F_{J_1''}$  は回転準位である。

次に基底状態  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  から電子衝撃によって  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  へ電離することを考える。Born 近似を仮定すれば入射電子エネルギーが十分大きければ入射電子と窒素分子の相互作用時間は短く、電離に要する時間の間、窒素分子の原子核運動が静止しているとみなせる。従って光電離と同様に基底状態と電離状態の振動準位間には Franck-Condon の原理が成り立つとみなせる。つまり  $N_2(X^1\Sigma_g^+) v=v_1''$  にある分子が  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+) v=v'$  へ遷移する確率は  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  と  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  の波動関数の重なり積分の二乗に比例する。重なり積分の二乗を一般に Franck-Condon factor という。



$$q(v_1'', v') = \left| \int \Psi_{v_1''} \Psi_{v'} dr \right|^2 \quad (2-3)$$

ここで  $q(v', v_1'')$  は Franck-Condon factor,  $\Psi_{v_1''}$ ,  $\Psi_{v'}$  はそれぞれ  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  と  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  の波動関数である。 $N_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  の Franck-Condon factor は過去に数々の研究者が実験的, 理論的に考察しており (Gilmore *et al.*, 1992; Bates, 1949; Nicholls, 1962; Shemanski and Broadfoot, 1971), Hunter (1968) では Bates (1949) の Franck-Condon factor が用いられている。通常, Franck-Condon factor は 10% 程度の誤差を含んでいる。回転準位間の遷移に関してはやはり入射電子エネルギーが十分大きければ双極子 (dipole) 的遷移を行う。つまり  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  で  $J=J_1''$  にある分子が  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  の  $J=J'$  に遷移する際,  $J'=J_1'' \pm 1$  を満たす回転準位のみ許される。一般に  $J'=J_1''+1$  の遷移を R-branch,  $J'=J_1''-1$  の遷移を P-branch と呼ぶ。遷移確率は以下に示される Honl London factor に比例する (Herzberg, 1950)。

$$\begin{aligned} S_R(J_1'', J') &= \frac{J_1''+1}{2J_1''+1} = \frac{J'}{2J'-1} \quad (\text{R-branch}) \\ S_P(J_1'', J') &= \frac{J_1''}{2J_1''+1} = \frac{J'+1}{2J'+3} \quad (\text{P-branch}) \end{aligned} \quad (2-4)$$

$N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  で  $v=v'$ ,  $J=J'$  にある分子の population  $N_{v', J'}$  は, 振動状態に関しては  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  のあらゆる振動状態にある分子から Franck-Condon factor に比例する確率で励起され, 回転状態に関しては  $k'+1$  か  $k'-1$  の回転状態にある分子のみから励起されるので以下のようなになる。

$$\begin{aligned} N_{v', J'} &= N_i R \sum_{v_1''} \frac{N_{v_1'', J_1''+1} S_P(J_1'', J') + N_{v_1'', J_1''-1} S_R(J_1'', J')}{\theta} \\ \theta &= \sum_{J_1''} [N_{v_1'', J_1''+1} S_P(J_1'', J') + N_{v_1'', J_1''-1} S_R(J_1'', J')] \end{aligned} \quad (2-5)$$

分母  $\theta$  は規格化の定数である。 $N_i$  は 1 秒間に電子ビームで電離されてできる  $N_2^+$  の数密度である。 $R$  は branching ratio で電離する際,  $N_2^+$  は  $X^2\Sigma_g^+$ ,  $A^2\Pi_u$ ,  $B^2\Sigma_u^+$  の 3 つの電子状態に至るが  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$  に入る割合を示す。 $R$  は 100 eV 以上の入射電子に対し一定値をとり,  $X^2\Sigma_g^+ : A^2\Pi_u : B^2\Sigma_u^+ = 0.56 \pm 0.05 : 0.35 \pm 0.03 : 0.09 \pm 0.02$  となる (Goembel and Doering, 1994)。周囲の窒素分子の数密度を  $N_0 [\text{cm}^{-3}]$ , 電子ビーム中の電子数密度を  $n [\text{cm}^{-3}]$ , 電子ビーム電子の速度を  $v [\text{cm/s}]$ , 電子ビーム断面積を  $S [\text{cm}^2]$ , 窒素分子の全電離断面積を  $\sigma [\text{cm}^2]$  として  $N_i$  は次式で与えられる (Stewart, 1955)。

$$N_i [\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}] = N_0 \sigma n v \quad (2-6)$$

ビーム電流値が  $i = S e n v$  であることから  $N_i$  は以下のようなになる。

$$N_i = \frac{N_0 \sigma i}{S e} \quad (2-7)$$

次に  $B_2(v', J') \rightarrow X_2(v_2'', J_2'')$  の発光過程を考える。

特定の振動回転スペクトルの単位体積当たりの光子放出率 (volume emission rate) は (2-5) に更に遷移確率をかけて

$$N_{v_2'', J_2''}^{v', J'} = N_{v', J'} \frac{A(v', v_2'') S(J', J_2'')}{\sum_{v_2''} \sum_{J_2''} A(v', v_2'') S(J', J_2'')} \quad (2-8)$$

で与えられる。 $A(v', v_2'')$  は遷移確率,  $S(J', J_2'')$  は  $B_2(v', J') \rightarrow X_2(v_2'', J_2'')$  の Honl London factor であり, (2-4) で  $J_1''$  を  $J_2''$  に代えたときと同じである。(2-1), (2-2), (2-6), (2-7) を (2-8) に代入して以下のようなになる。

$$N_{v_2'', J_2''}^{v', J'} = (\text{ion production rate}) \times (\text{vibrational structure}) \times (\text{rotational structure})$$

$$\text{ion production rate} : N_i = \frac{N_0 \sigma i}{S e}$$

$$\begin{aligned} \text{vibrational structure} &: \frac{1}{Q_{v_1''}} \frac{A(v', v_2'')}{\sum_{v_2''} A(v', v_2'')} \sum_{v_1''} \left[ q(v', v_1'') \exp\left(-\frac{hcG_{v_1''}}{\kappa T_v}\right) \right] \\ \text{rotational structure} &: \frac{1}{Q_{J_1''}} \left\{ J' \exp\left(-\frac{hcF_{J'-1}}{\kappa T_r}\right) + (J'+1) \exp\left(-\frac{hcF_{J'+1}}{\kappa T_r}\right) \right\} S(J', J_2'') \end{aligned} \quad (2-9)$$

(2-9) より ion production rate より数密度が、vibrational structure より振動温度が、rotational structure より回転温度が算出できる。具体的には  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  の振動準位の異なる2つの振動回転スペクトル  $1NG(v'=0 \rightarrow v_2''=1)$  (以降  $1NG(0, 1)$  と略) と  $1NG(1, 2)$  の強度比から求めることができる。

$$\frac{N_{v'=0 \rightarrow v_2''=1}}{N_{v'=1 \rightarrow v_2''=2}} = \frac{\frac{A(0, 1)}{\sum_{v_2''} A(0, v_2'')} \sum_{v_1''} \left[ q(0, v_1'') \exp\left(-\frac{hcG_{v_1''}}{\kappa T_v}\right) \right]}{\frac{A(1, 2)}{\sum_{v_2''} A(1, v_2'')} \sum_{v_1''} \left[ q(1, v_1'') \exp\left(-\frac{hcG_{v_1''}}{\kappa T_v}\right) \right]} \quad (2-10)$$

(2-10) から計算した  $1NG(0, 1)$  と  $1NG(1, 2)$  の強度比と振動温度の関係を図10に示す。Franck-Condon factor は Gilmore他 (1992), Bates (1949), 及び Nicholls (1962) を用いた時をそれぞれ示した。 $N_2X_1\Sigma_u^+$  において振動準位間隔は 0.29 eV であり、 $v_1''=0$  から  $v_1''=1$  に熱的に励起するのに必要とされる温度 (特性振動温度) は  $hc\omega_e/\kappa=3,390$  K である。従って 500 K 以下の温度ではほとんど振動励起されず、図10に示すとおり振動温度に対しはほぼ一定となる。従って 500 K 以下では温度分解能はほとんどない。高度 100 km で予想される振動温度は中性ガス温度 $\sim$ 200 K に近いとすると、この高度では高い精度で式 (2-10) の比を測定する必要がある。ところで上記の方法で振動温度、回転温度を求めるには  $N_2^+(B_2\Sigma_u^+)$  において発光する前に衝突による消光 (quenching), あるいは回転、振動分布の再配分がおきてはならない。 $N_2^+(B_2\Sigma_u^+)$  の寿命は 60 ns (Dufayard, *et al.*, 1974) に対し、 $10^{-4}$  Torr, 300 K での気体分子の平均自由行程は約 10 cm で並進緩和時間は 0.2 ms, 回転緩和時間 (回転温度が並進温度に等しくなる時間) は並進緩和時間の10倍程度、振動緩和時間は並進緩和時間の $10^{10}$ 倍である (Rapp and Kassal, 1969)。従って電離した分子が発光前に衝突により振動、回転分布の再配分を受ける可能性はごく少ない。

## 2.2 計算機シミュレーションによるスペクトル解析

$1NG(0, 1)$  と  $1NG(1, 2)$  から振動温度、回転温度を求める際、以下の問題点がある。

- (1) 回転温度を  $1NG(0, 1)$  を形成する個々の回転スペクトルから求めるには回転スペクトルを分解する必要がある。そのために分光器の波長分解能は 0.01 nm 以下が必要とされロケット搭載可能な小型分光器では事実上不可能である。
- (2) 回転温度が高い ( $\sim$ 500 K 以上) 場合、 $1NG(0, 1)$  と  $1NG(1, 2)$  が重なり、 $1NG(0, 1)$  と  $1NG(1, 2)$  の比

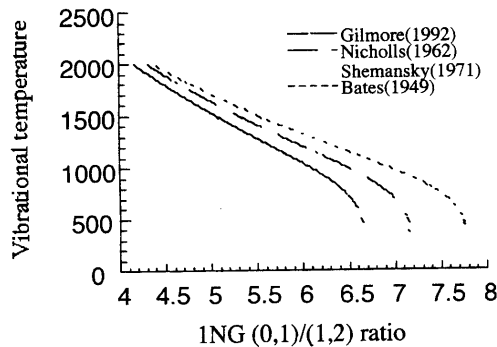


図10 振動温度と  $1NG(1, 2)/1NG(0, 1)$  の相関

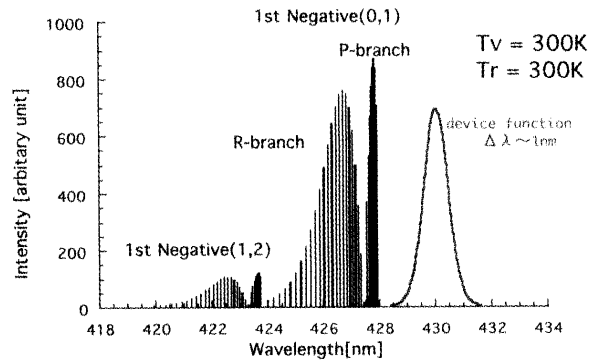


図11 装置関数を考慮しないときのシミュレーションスペクトル。  $T_v=300$  K,  $T_r=300$  K

が振動温度で決まる本来の値からはずれる。

(3) 2nd Positive Band (1, 5) [426.8 nm] が 1NG(0, 1) に重なる。

以上の理由から計算機シミュレーションによって小さな波長分解能でも回転温度の算出を可能とし上記の(2), (3)の影響を入れることを試みた。図11に分光器の分解能を考慮せず、振動温度=300 K, 回転温度 300 K のときの 1NG(0, 1), 1NG(1, 2) の振動回転スペクトルを示す。Franck-Condon factor と遷移確率は Gilmore 他 (1992) によった。また回転スペクトル波長は Dick (1978) によった。それぞれの振動回転スペクトルは R-branch を構成する比較的まばらな回転スペクトル群と P-branch を構成する密集した回転スペクトル群からなる。実際のスペクトルは上記の振動回転スペクトルに 1 nm 程度の分解能の分光器の装置関数 (device function) を掛けた波形である。装置関数とは単色光を分光器に入力した際の出力波形である。装置関数を  $h(\lambda)$  とすると単色光は  $\delta$  関数で示されるので  $\delta$  関数の公式から

$$h(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda') \delta(\lambda - \lambda') d\lambda'$$

となる。上式は見方を換えれば  $\delta$  関数と装置関数の畳み込み (convolution) を行うと装置関数が再現されることを意味する。同様に入力関数と出力関数の関係は以下のように定義できる。

$$g(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda') f(\lambda - \lambda') d\lambda'$$

振動回転スペクトルは  $\delta$  関数の集まりであるため

$$f(\lambda) = \sum_i N_i \delta(\lambda - \lambda_i)$$

となる。 $\lambda_i = \lambda_{v_2', J_2', v_2'', J_2''}$ ,  $N_i = N_{v_2', J_2', v_2'', J_2''}$  はそれぞれ  $N_2^+(B^2 \Sigma_u^+) \rightarrow N_2^+(X^2 \Sigma_g^+)$  に伴う波長及びその波長に相当する volume emission rate を波長の短い順に並び替えたものである。以上から

$$g(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda') \sum_i N_i \delta(\lambda - \lambda_i - \lambda') d\lambda' = \sum_i N_i \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda') \delta(\lambda - \lambda_i - \lambda') d\lambda' = \sum_i N_i h(\lambda - \lambda_i)$$

である。(2-6) を考慮すれば

$$g(\lambda) = (\text{device function}) \times (\text{ion production rate}) \times (\text{vibrational structure}) \times (\text{rotational structure})$$

となり、スペクトルプロファイルは装置関数幅、回転温度、振動温度、数密度を変数とする変数分離型で表される。すなわち逆にスペクトルプロファイルが与えられた場合、それぞれの変数が独立に決定できることを意味す

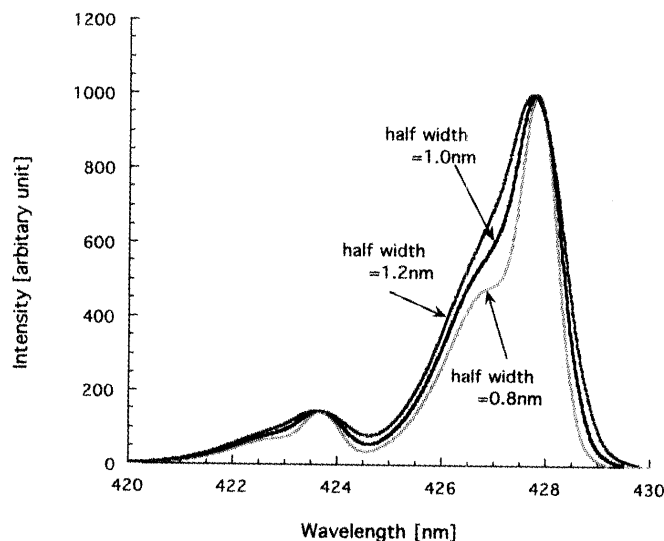


図12 装置関数幅を変えたときのスペクトル変化

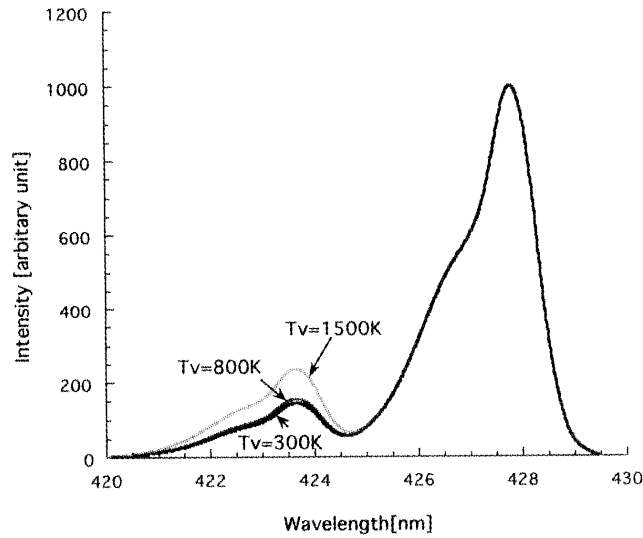


図13 振動温度を変えたときのスペクトル変化

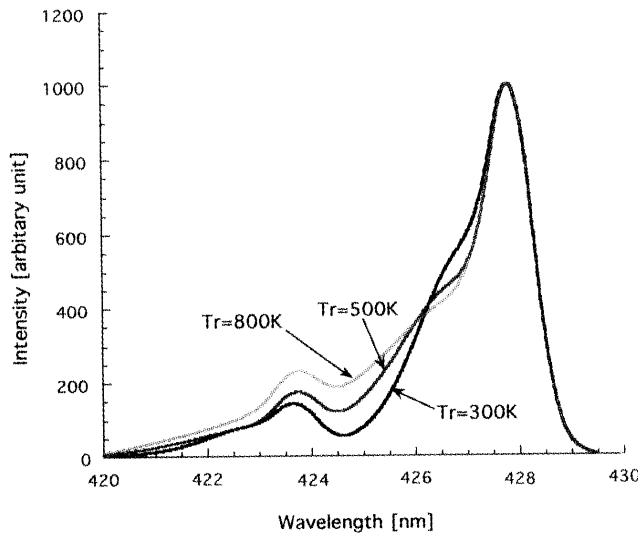


図14 回転温度を変えたときのスペクトル変化

る。実際に計算したスペクトルプロファイルの結果を、図12に装置関数の半値幅、すなわち分光器の分解能を変えた場合、図13に振動温度を変えた場合、図14に回転温度を変えた場合についてそれぞれ示した。図中、特に断りがない場合、振動温度 300 K、回転温度 300 K、装置関数幅 1 nm とする。装置関数は Gauss 型を仮定した。また図13、図14ではスペクトルプロファイル変化の様相を見やすくするため  $1\text{NG}(0, 1)$  のスペクトル強度を一定とした。図12ではスペクトル全体が広がっていく様子がみえる。図13では振動温度が上昇すると  $1\text{NG}(1, 2)$  が 100 K を超えたあたりから相対的に大きくでる様子が分かる。また図14では回転温度が上昇すると各バンドの R-branch が特に大きく変化し、温度が高くなるほどより高い回転準位にまで励起されることを反映して R-branch が短波長側に伸びていく様子が分かる。また回転温度が高くなるにつれ  $1\text{NG}(0, 1)$  の裾が  $1\text{NG}(1, 2)$  に重なる様子も分かる。一方 P-branch は変化が見られない。これは P-branch のスケールが 0.5 nm 程度で装置関数のスケールより小さいことに起因する。以上のように振動温度、回転温度、装置関数幅を変化させた場合、スペクトルプロファイルはそれぞれの変数に固有な変化を行う。振動温度、回転温度の決定は回転温度、振動温

度、装置関数幅を動かして実験スペクトルと計算機によるスペクトルの残差の二乗が最小になる値を探し最適値とした。

### 3. 室内実験

2章で述べた測定原理の検証を行うため室内実験を行った。

図15に室内実験の測定器系の配置図を示す。十字型パイレックスガラス製チェンバーをロータリーポンプとクライオポンプで排気して、チェンバー内に大気あるいは乾燥窒素ガスを封入し真空度を  $10^{-3} \sim 10^{-4}$  Torr にした。チェンバー中に電子銃を組み込み、電子ビームを容器内の窒素ガスに照射して発光させガラス壁面を通して分光器で測定した。パイレックスガラスの透過特性は 360 nm より長波長側では透過率がほぼ一定 (92%) であるため、360 nm 以下の波長を測定しなければ支障がない。電子ビームと分光器スリットの距離は約 30 cm である。分光器は JOVIN 製 HR-320 (分数 2.5 nm/mm, 回析格子刻数 1,200 本/mm, f 値 5.0, ブレーズ波長 130-800 nm) を用い、検出器には浜松ホトニクス製イメージインテンシファイア付きリニアフォトダイオードアレイ IMD 4560 (チャンネル数 512, 1 素子の大きさ 0.025 (w) × 2.5 (H) mm) を用いた。IMD 4560 からの出力は AD 変換されパソコンに RS-232C を介して取り込んだ。図16にスリット幅 0.5 mm で測定した水銀 404.66 [nm] の輝線の出力波形を示す。分光器のスリット面に水銀光が一様に入射するよう、スリットの前面に光拡散ガラスをおいた。また 404.66 [nm] と 407.78 [nm] の 2 本の水銀ランプのスペクトルを用いて波長の校正を行った。これより求めた分散値は 2.3 nm/mm で、図16のスペクトルの半値幅は 1.14 nm であった。図16の波形を装置関数  $h(\lambda - \lambda_0)$  として以後の解析に用いた。

図17に電子銃の詳細を示す。電子を放出するカソードとしてニッケル板に酸化バリウムを添付したものを用い、ヒーターで熱することにより熱電子を放出する。カソードには  $-100$  V  $\sim$   $-2$  kV の負電圧がかけられ接地してあるメッシュ状のアノードに向かい熱電子が加速され、アノードをとおり抜けた電子がビームを形成する。ビームエネルギーはカソードに掛ける電圧に等しい。

以上のように電圧をかければカソードに高電圧をかけても接地されたアノードによってカソードによる電界が

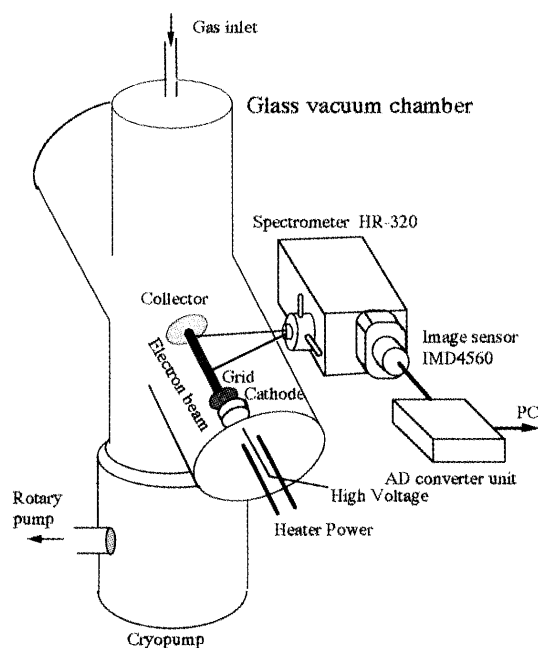


図15 実験配置図

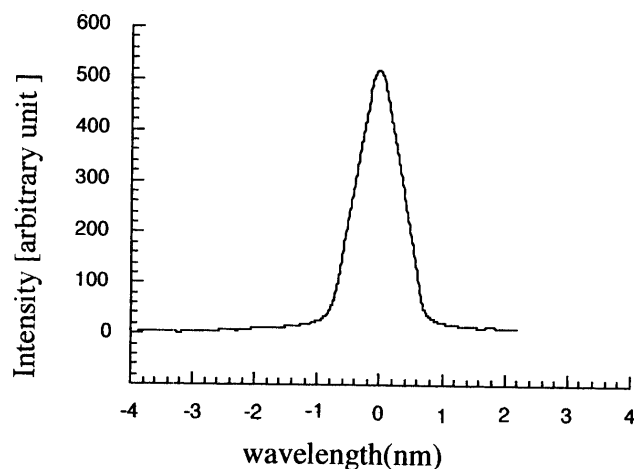


Figure 16 Spectrum of mercury lamp 404.66 [nm]

図16 分光器の装置関数

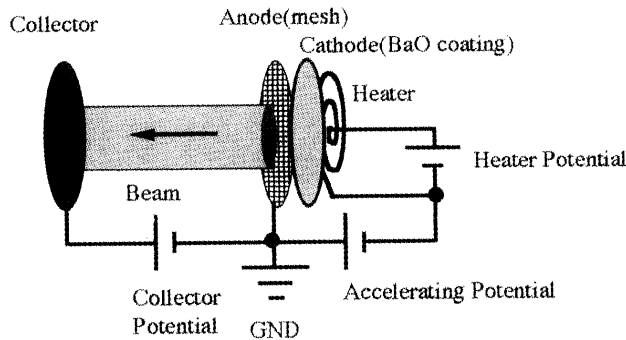


図17 電子銃/コレクター回路図

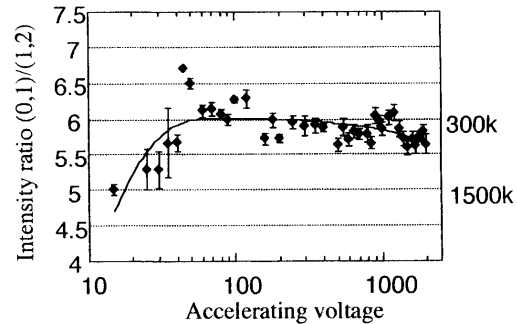


図18 1NG(0, 1)/(1, 2) の比と入射電子エネルギーの相関

シールドされるので、電子ビームは電場のない空間を走ることができ電子銃の電極が形成する電場の影響をなくすることができる。電子ビームはコレクターによって捕集される。コレクターに 40 V 程度の電圧をかけコレクター表面から放出された 2 次電子をコレクターに戻すようにした。電子銃の加速電圧は 100 V ~ 2 kV でビーム電流値は 1 ~ 10 mA である。

### 3.1 振動温度測定 of 検証

2 章で述べたとおり 1NG(0, 1) と 1NG(1, 2) のスペクトル強度比より式 (2-10) を用いて振動温度を求めるためにはビーム電子による電離励起過程で Franck-Condon の原理が成り立つ必要がある。過去の  $N_2$  への電子衝撃、イオン衝撃に伴う発光スペクトル分析から 1NG(0, 1) と 1NG(1, 2) の発光スペクトル強度比は入射電子エネルギーをある一定以上にすると Franck-Condon の原理で予想される値に近づくことがいわれている (Moore and Doering, 1969; Birley, 1974)。従って測定原理の検証に当たり入射電子エネルギーが最も大きな要素である。図18に入射電子エネルギーを変えて 1NG(0, 1) と 1NG(1, 2) の比と入射電子エネルギーの相関を調べた結果を示す。左側の縦軸は 1NG(0, 1) と 1NG(1, 2) の比、右側縦軸は Franck-Condon の原理が成り立つとして求めた振動温度である。振動温度を求めるにあたり  $N_2(X_1\Sigma_g^+ \rightarrow N_2^+(B_2\Sigma_u^+))$  の Franck-Condon factor は Gilmore 他 (1992) を用いた。また装置関数 (図16) と convolution を行うことにより 1NG(0, 1)/(1, 2) の比が変化する効果、回転温度が高いことによる 1NG(0, 1) R-branch の裾が 1NG(1, 2) に重なる効果は 2 章で述べた計算機シミュレーションにより補正した。この際、実験データに最適な計算機スペクトルは回転温度 350 K のときであった。図18より強度比は 50 eV まで急激に増加し 70 eV あたりから一定となり、更に加速電圧をあげていくと徐々に比が下がることが分かる。この様子を解析するため以下のようなフィッティング関数を考えた。

$$y = (6.03 \pm 0.061) \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{x}{9.92}\right) \right\} - 1.89 \times 10^{-4}x \quad (R=0.662)$$

$y$  は 1NG(0, 1)/(1, 2) 比,  $x$  は加速電圧 (Volt),  $R$  は相関係数である。右辺第一項は、高エネルギー極限では Franck-Condon 原理に従い一定値に近づく傾向を表す。第 2 項は加速電圧を上げていくと、2 次電子などの影響により逆に低エネルギー電子が増える効果を示している。上式から推察できる重要な点は第 2 項を省いた際に高エネルギー極限では比が  $6.03 \pm 0.061$  に近づくことである。これは図23で回転温度 = 350 K, 振動温度  $\leq 400$  K の際の値, 5.96 (Shemansky and Broadfoot (1971)) に従った場合) 及び 5.81 (Gilmore 他 (1992)) に従った場合) と一致する。以上の考察から、Franck-Condon 原理は 70 eV 近辺から成り立つといえる。この事実は入射電子エネルギー 100 eV のとき、Coincidence 法で  $N_2^+(A^2\Pi_u)$  の振動分布をを測定し Franck-Condon の原理が成り立つとした Doering 他 (1994) の報告とも矛盾しない。また他の 1NG Band, 1NG(0, 1) と 1NG(2, 3) の比と加速電圧の相関を調べた結果を図19に示す。図18と同様に比が 100 eV 近辺でピークを迎え、更に高エ

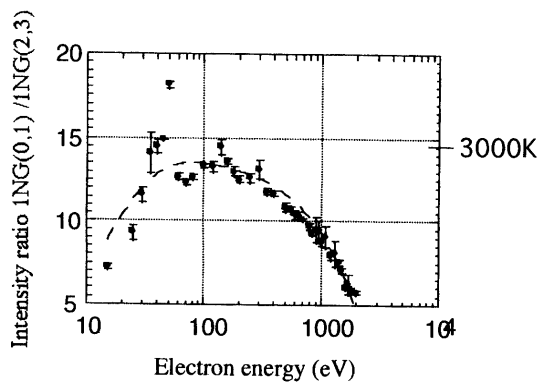


図19 I(NG(0,1))/I(2,3)の比と入射電子エネルギーの相関

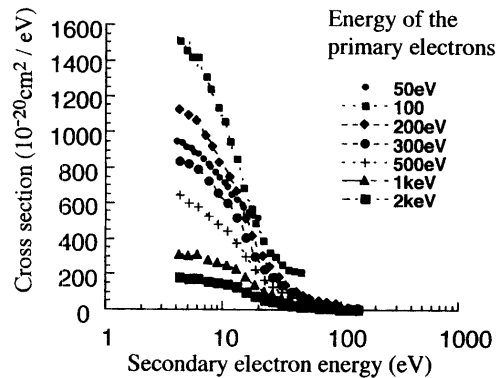


図20 窒素分子の電離に伴う2次電子のエネルギー分布 (Opal 他, 1972)

エネルギー側では下がる傾向にある。図18と同じく 100 eV より低いエネルギー領域の傾向を高エネルギー領域まで外挿すると I(NG(0,1))/I(NG(2,3)) 比が $\sim 14$ に近づく。このときは換算振動温度は実に $\sim 3,200$  K となり全く Franck-Condon の原理が成り立っていない。このことから I(NG(2,3)) Band を振動温度決定に使用するの好ましくないといえる。

ところで高エネルギー極限では Franck-Condon 原理が成り立つはずが図18, 図19とも 200 V 近辺から比が下がりはじめ Franck-Condon 原理から逆に遠ざかる傾向が見られる。この原因について電子ビームエネルギーを上げるほど1次のビーム電子がコレクター表面をたたいて2次電子を放出させる効果が大きくなると述べた DeLeeuw と Davies (1969) の説がある。また窒素分子の電離に伴う2次電子放出も考えられる。

図20に窒素分子に入射電子エネルギーを 50 eV から 1 keV まで変えて電離した時の2次電子のエネルギースペクトルを示す。ほとんどの2次電子は 100 eV 以下であることが分かる。窒素分子が2次電子により更に電離され I(NG) Band を発した場合、その電離過程は図18の結果から Franck-Condon 原理を満たさないと考えられる。従って2次電子が1次のビーム電子に混合していることを検証することは非常に重要である。検証の方法として I(NG) Band 群と同じ波長領域波長領域 (360 nm $\sim$ 450 nm) に現れる 2nd Positive Band (以後 2PG と略す) 群が I(NG) Band 群に比べ2次電子領域に大きな発光断面積をもつことを利用した。図21に我々による I(NG(0,0)) の相対的発光断面積の測定結果と Borst (1970) による絶対発光断面積の値, 図22に我々による 2PG(0,2) の相対的発光断面積の測定結果と Burns (1969) の値を載せた。

測定方法は以下に示す。 $\sigma v', v_2''$  を発光断面積,  $I v', v_2''$  をスペクトル強度あるいは volume emission rate,  $i$  はビーム電流値として (2-8) より

$$\sigma v', v_2'' \propto I v', v_2'' / i$$

が成り立つので相対的な発光断面積は各バンド強度を電子ビーム電流値で割った値から求めることができる。実験データは I(NG(0,0)) は Borst と Zipf (1970), 2PG(1,2) は Shaw と Campos (1983) のピーク値で規格化した。2PG は図7のポテンシャルカーブ図に示したとおり,  $N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g)$  に伴う発光スペクトルである。2PG Band は I(NG) Band と違い電離しない窒素分子からの発光スペクトルのため低エネルギー電子によって励起される確率が高い。過去の測定は 1st Negative Band は 100 eV 近辺に 2nd Positive Band は 20 eV 近辺に発光断面積のピークを持つことが示されている。今回の測定では I(NG(0,0)) はより低エネルギー側, 2PG(0,2) はより高エネルギー側にピークがみられた。これはコレクターが電子ビーム電流をうまく測っていないためか, あるいはコレクターからの2次電子放出が原因と思われる。逆に 2PG が観測されるようであれば観測の対象としている空間領域に 100 eV 以下の比較的低エネルギーの電子が支配的であることを意味する。図23に 2PG(0,2) と I(NG(0,0)) の強度比と入射電子エネルギーの比を示した。実線は Burns 他 (1969) と Borst と Zipf (1970)

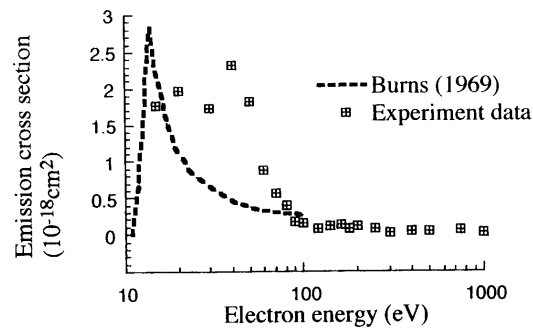


図21 2P(0, 2) Bandの発光断面積  
真空度  $9.09 \times 10^{-4}$   
ビーム電流 3.2-3.41 mA

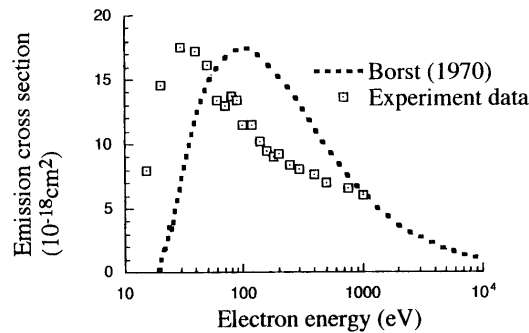


図22 1N(0, 0) Bandの発光断面積  
真空度  $9.0 \times 10^{-4}$  Torr  
ビーム電流 3.2-3.41 mA

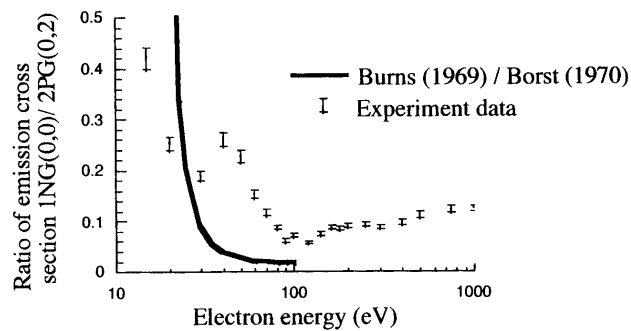


図23 1N(0, 0) Bandの発光断面積と2PG(0, 2)の発光断面積の比  
真空度  $9.0 \times 10^{-4}$  Torr  
ビーム電流 3.2-3.41 mA

の比、点は図21、及び22で測定したスペクトルと同じ実験で得られたスペクトルから得た実験値である。図23より Burns 他 (1969) と Borst と Zipf (1970) によれば 100 eV を超えるような高いエネルギーを持った入射電子ではほとんど 2PG は測定されないことが分かる。しかし図23の実験値では 100 eV を超えたあたりから再び 2PG が増加している。すなわち図18で高エネルギー領域で Franck-Condon の原理がなりたたない原因は高エ



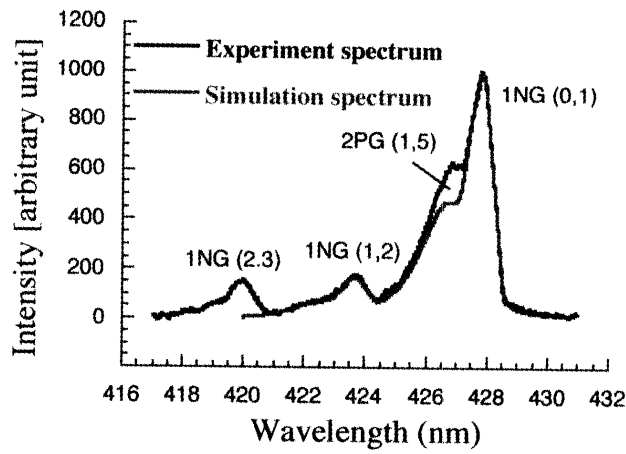


図24 a 入射電子エネルギー 15 eV の時の 1NG (0, 1) と 1NG(1, 2) のスペクトル

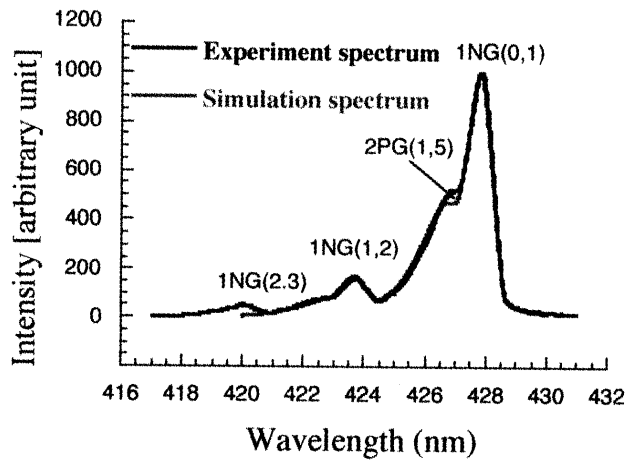


図24 b 入射電子エネルギー 70 eV の時の 1NG (0, 1) と 1NG(1, 2) のスペクトル

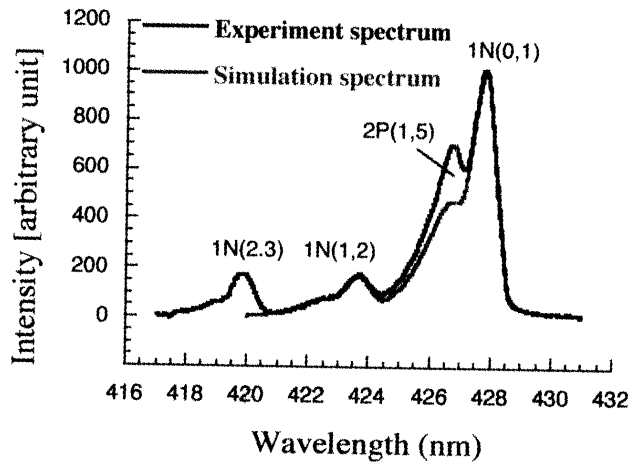


図24 c 入射電子エネルギー 2 keV の時の 1NG (0, 1) と 1NG(1, 2) のスペクトル

エネルギーのビーム電子に混じり低エネルギー電子が存在することに起因すると結論できる。

### 3.2 回転温度測定の見直し

回転温度を求めるには原理上の問題として2章でのべたとおり dipole 的励起がされていることが必要である。しかし Hernandez 他 (1982) は電子衝撃の際厳密には dipole 励起がされず, dipole 励起を仮定した。Muntz の方法では回転温度測定に原理的誤差が含まれることを示した。Nakajima は  $N_2(X_1\Sigma_g^+) \rightarrow N_2^+(B_2\Sigma_u^+)$  の電離過程では入射電子エネルギーが $\sim 800$  eV 以下では回転準位の高い領域で dipole 励起で予想される確率 (Honl London factor) より高い確率で励起されることを示した。従って回転温度検証に際しても入射電子エネルギーが重要なパラメーターとなるため入射電子エネルギーを変えて回転温度測定を行った。しかし対象としている  $1NG(0, 1)$  は  $2PG(1, 5)$  が重なるため, 入射電子エネルギーが 70 eV 以下であるような条件, あるいは前述のように2次電子など低エネルギー電子が存在する 1 keV 以上であるような条件では  $2PG$  band 群が強く出て  $1NG$  のスペクトルプロファイルが崩れる。このような状況では実験データに計算機によるシミュレーションスペクトルを回転温度をパラメーターとして最適フィットさせて回転温度を求める手法を取るため回転温度は正確に求められない。この様子を図18において入射電子エネルギーが 15 eV, 70 eV, 2 keV のとき実験スペクトルと計算機スペクトルの適合度を図24 a, b, c にそれぞれ示す。

図26 b の実験スペクトルは図23で入射電子エネルギーが 70 eV のときは  $2PG$  Band 群が強く出ないことに対応し  $1NG(0, 1)$  の R-branch の裾に重なる  $2PG(1, 5)$  強度は小さくシミュレーションスペクトルとの適合度はいい。このとき回転温度は 350 K であった。図26 a ではビーム電子エネルギーが小さいことから, 図26 c では前述のとおり2次電子など低エネルギー電子が存在することから  $2PG(1, 5)$  が大きく現れたため回転温度が  $1NG(0, 1)$  のスペクトルプロファイルから求められない。図26 a, 図26 c のシミュレーションスペクトルは図26 b と同様回転温度は 350 K と想定した。従って以上の理由から入射電子エネルギーを変えて回転温度を求めるには  $2PG$  band の重なりが少ない  $1NG(0, 0)$  を用いる。

しかし  $1NG(0, 0)$  の R-branch の裾にもわずかだが  $2PG(3, 6)$  が重なる。このため  $2PG(3, 6)$  を避けるため以下の方法を用いた。R-branch は回転温度に依存するが P-branch は回転温度に依存しないことは 2.1 測定原理の項で述べた。図14で示されたとおり P-R branch の強度比は回転温度が変化すれば変わる。従って入射電子エネルギーと P-R branch の強度比の相関をみた。この方法は Deleeuw と Davies (1972) が干渉フィルターを付

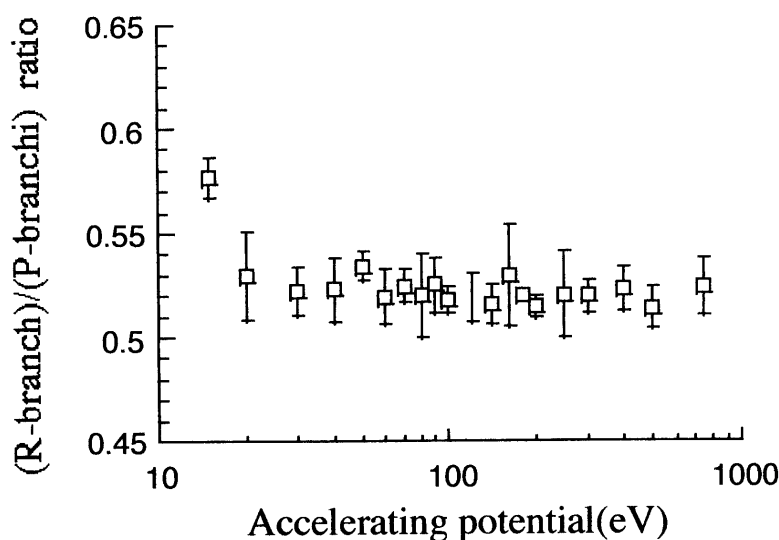


図25 入射電子エネルギーと  $1NG(0, 0)$  の P-branch と R-branch の比

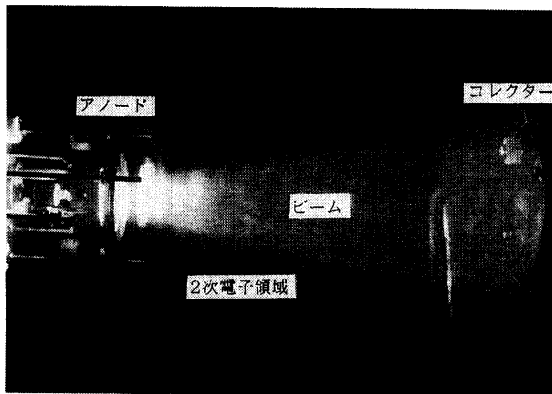


図26(a) 電子ビームによる窒素分子の発光。コレクター電圧 10 V

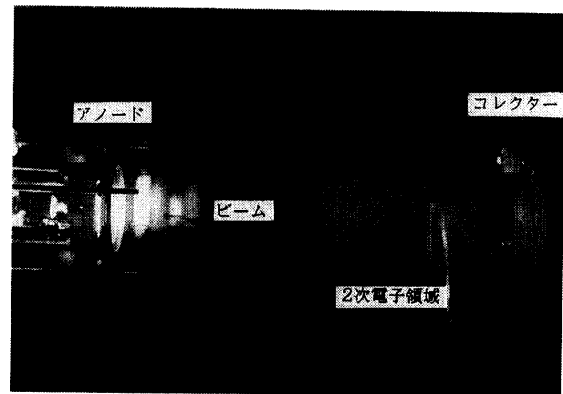


図26(b) 電子ビームによる窒素分子の発光。コレクター電圧 1 kV

けた 2 本の光電子増倍管の出力から 1NG (0, 1) の P-branch のピークと [426.94 nm] と R-branch の裾 [4,253.8 nm] の比を測定し回転温度を求めた方法に近い。図25に入射電子エネルギーと P-branch のピーク値と R-branch のピーク値の比の相関を示した。図25では入射電子が 20~30 eV くらいから比がかわらなくなる。従って回転分布は入射電子エネルギーが十分大きければ回転分布に変化がないといえ、また振動温度ほどには 2 次電子など低エネルギー電子の影響は受けないといえる。次に対象としている 1NG (0, 1) に 2PG (1, 5) が重なった場合に、埋もれている 2PG (1, 5) の強度を見積もり、1NG (0, 1) Band から差し引いて回転温度を求めることを考える。図26(a), 図26(b)に電子ビームによってチェンバー内の窒素分子を電離発光させているときの写真を示す。真空度は  $2 \times 10^{-4}$  Torr, 入射電子エネルギーは 1 kV である。コレクター電圧が(a)が 10 V, (b)が 1 kV である。図26(a)において円錐状に広がった青色の電子ビームの周囲にスカート状に赤紫色の領域が広がっているのが分かる。この赤紫色の領域が 2 次電子領域と思われる。図26(b)においてコレクター電圧を上げると赤紫色の領域はコレクター側に引き寄せられた。図26(b)の状況下で、アノード側とコレクター側に分けて分光測定をし、波長 370~400 [nm] 付近のアノード側分光特性を図27(a)に、コレクター側分光特性図を27(b)に示した。黒羅紗紙を用いて他の領域からの発光を遮断し対象としている領域のみ見えるようにした。

図27(a)では赤紫色領域のないアノード側では 2PG Band はほとんど見られないが、図27(b)において、コレクター近辺の赤紫領域で 2PG Band が顕著にでていることがわかる。2PG Band が低エネルギー領域に大きな発光断面積をもっていること、コレクター電圧をあげると容易に電界の影響を受けてコレクター側に引き寄せられた

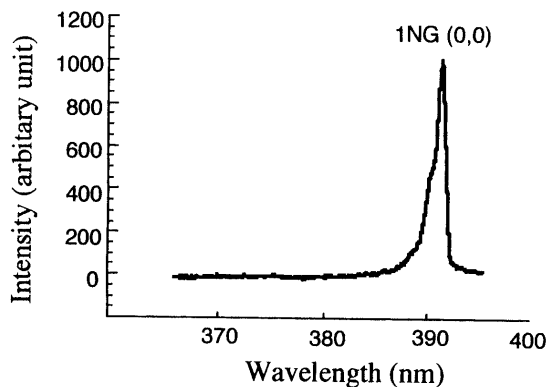


図27(a) 図26(b)の状況下でのアノード側の 1NG (0, 0) 付近の分光スペクトル

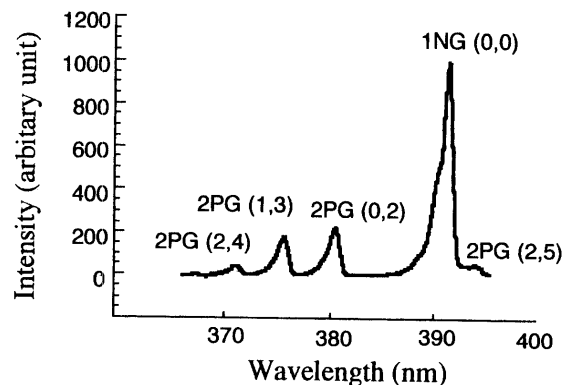


図27(b) 図26(b)の状況下でのコレクター側の 1NG (0, 0) 付近の分光スペクトル

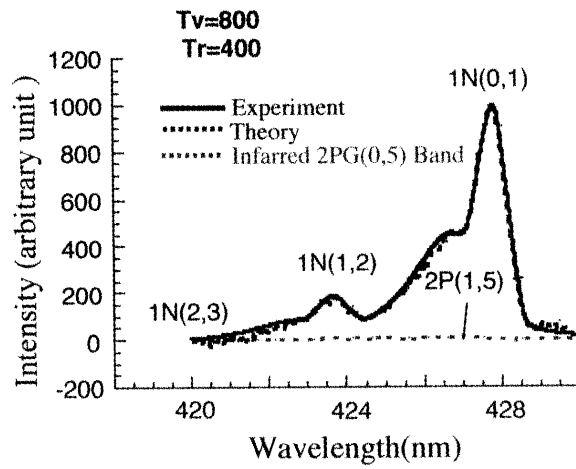


図28(a) 図27(a)と同じ条件。ただし 1NG(0, 1) 付近

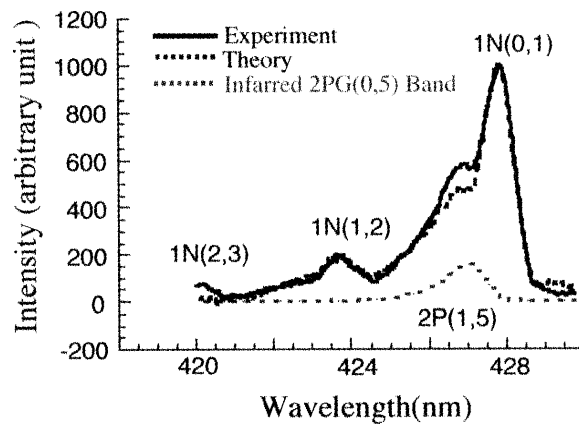


図28(b) 図27(b)と同じ条件。ただし 1NG(0, 1) 付近

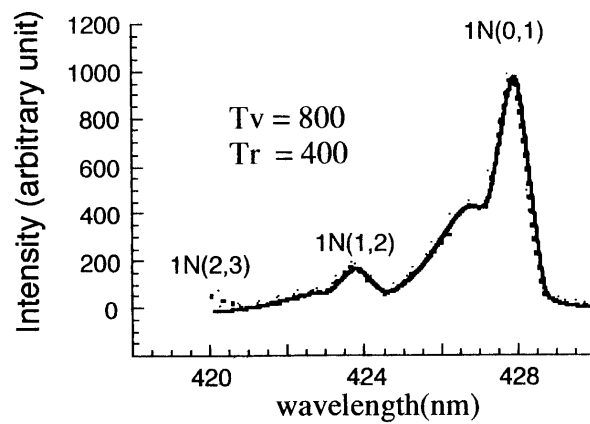


図28(c) 図28(b)において 1NG(0, 1) から 2PG(1, 5) を差し引いた。

ことから、赤紫領域は低エネルギー電子領域であり1次電子衝撃に伴うコレクターからの2次電子であると思われる。次にターゲットにしている1NG(0, 1), 1NG(1, 2)のスペクトルプロファイルが2次過程によって受ける影響を調べた。図28(a)にアノード側、図28(b)にコレクター側の1NG(0, 1), 1NG(1, 2)の分光特性を示す。図28(b)では1NG(0, 1)のR-branchと重なって2PG(1, 5)が存在するため、回転温度が正確に求められない。従って2PG(1, 5)の強度を見積もり1NG(0, 1)のR-branchから差し引く必要がある。(2-9)式において、発光過程では上側振動準位( $v'$ )が等しい2つの振動回転バンド強度比は $N_2^+(X^1\Sigma_g^+(v=v'))$ 状態の振動分布や励起過程によらず正確に $N_2(C^3\Pi_u(v=v')) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g(v=v'))$ の遷移確率の比に等しい。従って2PG(1, 3)の強度から2PG(1, 5)の強度を推定できる。すなわち

$$2PG(1, 5) = \frac{A(1, 5)}{A(1, 3)} 2PG(1, 3)$$

となる。

図28(b)に推定した2PG(1, 5)のスペクトルプロファイルを示した。図28(b)で2PG(1, 5)の重なりを考慮して差し引いたスペクトルを図28(c)に示す。その結果、回転温度400 Kでこれは2次電子を被らないアノード側の回転温度に等しい。振動温度は800 Kとなった。以上から2次電子が存在しても回転温度測定に及ぼす原理的な影響は小さく、2PG(1, 3)を測定しておけば2PG(1, 5)を推定して1NG(0, 1)から2PG(1, 5)を差し引けばいいことがわかった。しかし振動温度は2次電子の存在によりFranck-Condon的励起がなされないため高く見積もられた。

#### 4. 結 論

ロケット搭載用窒素振動分布測定器を開発するにあたり、次の点が見つかった。

1. 計算機シミュレーションを実行することで観測ロケット搭載が可能な分解能が1 nm程度の小型分光器で回転温度を求めることが可能となった。
  2. 振動温度測定が可能な電子ビームのエネルギー領域(Frank-Condonの原理がなりたつ範囲)は本研究の機器では70~300 eVであることがわかった。このとき振動温度は室温を反映して $\leq 500$  Kであることが分かった。
  3. ビーム電子のコレクター表面への衝突あるいは窒素分子の電離に伴う2次電子がビーム電子に混入するとFrank-Condon的励起がされない。コレクターをファラデーカップにするなど2次電子の放出を押さえる対策が必要である。
  4. 回転温度測定に関しては入射電子エネルギーに対する依存性は見られなかった。回転温度は350~450 Kと室温に近かった。やや高めに測定されたのはチャンバーのガラス壁がカソードからの放射熱やビーム照射を受けて暖められた可能性が考えられる。より大型のチャンバーで実験し壁の影響をなくすことが必要である。
  5. 2次電子が存在すると2PG(1, 5)が1NG(0, 1)に重なるがデータ解析の段階で重なりを差し引けば回転温度に関しては決定できることが分かった。
  6. 振動温度測定には1NG(0, 1)及び1NG(1, 2)を用い回転温度測定には1NG(0, 0) また2次電子検出用に2PG(1, 3)を用いるため波長域は360 nm~430 nmをカバーするのが望ましい。
- また今後、本測定器をロケット搭載型にするにあたり今後、次の点に留意することが必要である。
1. 振動温度、回転温度、数密度測定の校正が可能な実験機器の開発が望まれる。
  2. 実際のフライトでは打ち上げ後、1分足らずで観測が開始されるため電子銃近辺でのoutgasを除く目的で電子銃全体を真空封じする必要がある。
  3. ロケット衝撃波が測定に及ぼす影響が未知数であるため搭載機器を用いて超音速風洞実験を行うのが望ま

しい。

4. 電子ビームがコレクターに捕集しきれないとロケット胴体から電子が失われていくため胴体は正に荷電しビームが放出されにくくなる現象（チャージアップ現象）が起きる可能性がありチャージアップの度合いを確かめる必要がある。
5. スペクトルのフィッティングで回転温度分解能は今のところ 50 K であるため精度を上げる必要がある。

## 謝 辞

本研究のために基礎的室内実験を行った元武蔵工業大学学生、鈴木 茂（現在、東北電力）、田辺肇君（現在、NTT）に謝意を表す。電子銃を用いる窒素振動温度測定の妥当性については市川行和教授、市村 淳助手に多くの助言をいただいた。浜松フォトニクス(株)電子管事業部にはイメージインテンシファイアーについて多くの助言をいただいた。この実験は宇宙科学研究所の搭載機器基礎開発費および特定研究費を用いて行われた。

## 参 考 文 献

- Ahmed, M., N<sub>2</sub> Vegard-Kaplan band system in aurora rotational temperatures and vibrational populations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **31**, 1259-1271, 1969.\*
- Amemiya, H., and Y. Shiguoka, Effect of vibrational temperature of nitrogen on the electron energy distribution data, *J. Geomag. Geoelectr.*, **43**, 871-881, 1991.
- Ashihara, O., and K. Takayanagi, Velocity distribution of ionospheric low-energy electrons, *Planet. Space. Sci.*, **22**, 1201-1217, 1974.\*
- Bailey, G., and R. Sellek, A mathematical model of the Earth's plasmasphere and its application in a study of He<sup>+</sup> at L = 3, *Ann. Geophys.*, 171-190, 1990.\*
- Bates, D.R., The intensity distribution in the nitrogen band systems emitted from the earth's upper atmosphere, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **196** (A), 217-250, 1949.
- Birley, J. H., Formation of N<sub>2</sub>+B<sub>2</sub>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup> and N<sub>2</sub>C<sub>3</sub>Π<sub>u</sub> in collisions of H<sup>+</sup> and H with N<sub>2</sub>, *Phys. Rev., A*, **10** (2), 550-562, 1974.
- Bleekrode, R. A., Study of the spontaneous emission from CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He-H<sub>2</sub> laser discharges, C<sub>3</sub>Π<sub>u</sub>-B<sub>3</sub>Π<sub>g</sub> emission bands of N<sub>2</sub>, *J. Quantum Electr.*, **5** (2), 57-60, 1969.\*
- Borst, W. L., and E. C. Zipf, Cross section for electron-impact excitation of the (0, 0) first negative band of N<sub>2</sub><sup>+</sup> from threshold to 3 keV, *Phys. Rev., A*, **1** (3), 834-840, 1970.
- Breig, E. L., M. E. Brennan, and R. J. McNeal, Effect of atomic oxygen on the N<sub>2</sub> vibrational temperature in the lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **78** (7), 1225-1228, 1973.\*
- Burns, D. J., F. R. Simpson, and J. W. Moccenkey, Absolute cross sections for electron excitation of the second positive bands of nitrogen, *J. Phys.*, B2, 52-64, 1969.\*
- Capitelli, M., C. Gorse, and A. Ricard, Influence of super elastic vibrational collisions on the relation of the electron energy distribution function in N<sub>2</sub> post discharge regions, *J. Physique-Lett.*, **42**, 469-472, 1981.
- Carlson, H. C. Jr., and G. P. Mantas, An experimental test of the ionosphere electron gas cooling rate by excitation of the fine structure of the ground state of atomic oxygen, *J. Geophys. Res.*, **87** (A6), 4515-4524, 1982.\*
- Cartwright, D. C., Vibrational populations of the excited states of N<sub>2</sub> under auroral conditions, *J. Geophys. Res.*, **83** (A2), 517-531, 1978.
- Chen, J. C. Y., Theory of subexcitation electron scattering by molecules, excitation and de-excitation of molecular vibration, *J. Chem. Phys.*, **40** (12), 3513-3521, 1964.\*
- CIRA, COSPAR International Reference Atmosphere, Akademie-Verlag Berlin, 1972.\*
- Deleeuw, J. H., and W. E. R. Davies, Measurement of temperature and density in the upper atmosphere using an electron beam, *Can. J. Phys.*, **50**, 1044-1051, 1972.
- Deleeuw, J. H., and W. E. R. Davies, Simultaneous measurement of temperature and density by an electron beam luminescence technique, *Small Rocket Instrumentation Techniques*, North-Holland Publ. Comp., 144-151, 1969.
- Dick, K. A., W. Beneshe, H. M. Crosswhite et al., High resolution spectra of bands of the first negative group of ionized molecular nitrogen, *J. Molecular Spectroscopy*, **69**, 95-108, 1978.\*

- Doering, J. P., L. Goembel, and J. Yang, Vibrational distribution of  $N_2^+ A_2 \Pi_u$  from 100 eV electron impact on  $N_2$ , *J. Geophys. Res.*, **99** (A3), 3931-3933, 1994.
- Dufayard, J., J. M. Negre, and O. Nedelec, Perturbation effects on lifetimes in  $N_2^+$ , *J. Chem. Phys.*, **61** (9), 3614-3618, 1974.
- Engelhardt, A. G., A. V. Phelps, and C. G. Risk, Determination of molecular transfer and inelastic collision cross section for electron in nitrogen using transfer coefficients, *Phys. Rev.*, **135A**, 1566-1574, 1964.\*
- Farley, D., and J. Providakes, The variation with  $T_e$  and  $T_i$  of the velocity of unstable ionospheric two-stream waves, *J. Geophys. Res.*, **94** (A11), 15415-15420, 1989.
- Fuller-Rowell, T. J., D. Rees, S. Quegant and R. J. Moffett, Numerical simulation of the sub-auroral F-region trough, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **53**, 529-540, 1991.\*
- Galperin, Y. I., L. D. Sivtseva, V. M. Filippov and V. L. Khalipov, Subauroral high-latitude ionosphere, Nauka, Novosibirsk, 1990 (in Russian).
- Geltman, S., and K. Takayanagi, Excitation of molecular rotation by slow electrons, II, *Phys. Rev.*, **143**(1), 25-30, 1966.\*
- Goembel, L., J. Yang., and J. P. Doering, Direct experimental measurement of electron impact ionization-excitation branching ratios 2. Angular distribution of secondary electrons from  $N_2$  at 100 eV, *J. Geophys. Res.*, **99**, 17477-17481, 1994.
- Gilmore, F. R., R. R. Laher, and P. J. Espy, Franck-Condon factor, r-centroid, electronic transition moments, and Einstein coefficient for many nitrogen and oxygen band systems, *J. Chem. Ref. Data*, **21**, 1005-1121, 1992.\*
- Harris, R. D., and G. W. Adams, Where does the  $O(^1D)$  energy go?, *J. Geophys. Res.*, **88** (A6), 4918-4927, 1983.
- Hernandez, S. P., P. J. Dagdigian, and J. P. Doering,  $N_2$  Rotational energy distributions in cold, supersonic beams from electron excited fluorescence measurements of  $N_2^+$ , *Chem. Phys. Lett.*, **91** (5), 409, 1982.
- Hernandez, S. P., P. J. Dagdigian, and J. P. Doering, Experimental verification of the breakdown of the electric dipole rotational selection rule in electron impact ionization-excitation of  $N_2$ , *J. Chem. Phys.*, **77** (12), 6021-6026, 1982.\*
- Herzberg, G., Molecular spectra and molecular structure 1, Spectra of diatomic molecules, D. Van Nostrand Company, Inc., 208, 1950.\*
- Herzberg, G., Molecular spectra and molecular structure 4, constants of diatomic molecules, D. Van Nostrand Company, Inc., 1979.\*
- Hirabayashi, A., and A. Ichimura, Vibrational-level distribution in electron-impact excitation of the  $N_2 C_3 \Pi_u$  state : Its disagreement with the Franck-Condon approximation, *J. Phys. Soc. Japan*, **60** (3), 862-867, 1991.\*
- Hultqvist, B., and L. Liszka, The high latitude ionosphere above the E-layer, in Magnetosphere-Ionosphere interactions, Universitetsforlaget. Oslo, 65-74, 1972.\*
- Hunter, W. W. Jr., Investigation of temperature measurements in 300° to 1,100°K low-density air using an electron beam probe, NASA TN D-4500 (internal Report), 1968.
- Ichikawa, Y., Electron collisions with  $N_2$ ,  $O_2$  and  $O$  : What we do and do not know *Advances in Atomic, molecular, and Optical Physics*, **33**, 253-274, 1994.\*
- Ichikawa, Y., M. Hayashi, A. Ichimura, K. Onda, K. Sakimoto, K. Takayanagi, Cross section for collision of electrons and photons with nitrogen molecules, *J. Phys. Ref. Data*, **15** (3), 1986.\*
- Jamshidi, E., E. D. Fisher, and R. H. Kummler, Vibrational temperature of  $N_2$  in the E and F regions, *J. Geophys. Res.*, **78** (27), 6151-6166, 1973.
- Knudsen, W. C., Magnetospheric convection and the high-latitude  $F_2$  ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1046-1055, 1974.\*
- Koisonov, V. A., and A. Skovorodko, Calculation of the Frank-Condon factors for the processes involved in the excitation of the molecular bands of the first negative system of nitrogen and carbon monoxide, *Opt. Spectrosc.*, **34** (1), 344, 1973.\*
- Kosoruchkina A. D., and E. S. Trekhov, Method for determining the vibrational temperature of the  $X^1 \Sigma_g^+$  state of the nitrogen molecule, *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **20** (5), 679-681, 1976.\*
- Kumer, J. B., Atmospheric  $CO_2$  and  $N_2$  vibrational temperatures at 40-to 140-km altitude, *J. Geophys. Res.*, **82** (16), 2195-2202, 1977.\*
- Kummler, R. H., and M. H. Bortner, Vibrational temperature in the E and F regions, *Space Res.* **XII**, 711-719, 1972.
- Lassette, E. N., Inelastic scattering of high energy electrons by atmospheric gases, *Canadian J. Chem.*, **47**, 1733-1747, 1969.\*
- Lawton, S. A., and A. V. Phelps, Excitation of the  $b^1 \Sigma_g^+$  state of  $O_2$  by low energy electrons, *J. Chem. Phys.*, **69** (3), 1055-1068, 1978.\*

- Lofthus, A., and Paul H. Krupenie, The Spectrum of Molecular Nitrogen, *J. Phys. Chem., Ref. Data*, **6**, No 1, 1977.\*
- McNeal, R. J., M. E. Whitson, Jr., and G. R. Cook, Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited nitrogen by atomic oxygen, *J. Geophys. Res.*, **79** (10), 1527-1531, 1974.\*
- Mentzoni, M. H., and R. V. Row, Rotational excitation and electron relaxation in nitrogen, *Phys. Rev.*, **130** (6), 2312-2316, 1963.\*
- Miller, N. J. The main electron trough during the rising solar cycle, *J. Geophys. Res.*, **75**, 7175-7181, 1970.\*
- Moore, J. H., Jr., and John P. Doering, Vibrational excitation in ion-molecule collisions:  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $He^+$ ,  $N^+$ ,  $Ne^+$  and electrons on  $N_2$ , *Phys. Rev.*, **177**, 218-223, 1969.
- Morgan, J. E., L. F. Phillips, and H. I. Schiff, Studies of vibrationally excited nitrogen using mass spectrometric and calorimeter-probe techniques, *Disc. Faraday Soc.*, **33**, 118-127, 1962.\*
- Muntz, E. P., Static temperature measurement in a flowing gas, *The Phys. Fluids*, **5** (1), 80-90, 1962.
- Nagata, T., A. Nakajima, T. Kondow, and K. Kuchitsu, Nascent rotational distribution of  $N_2^+(X_2\Sigma_g^+)$  produced by electron-impact ionization of  $N_2$  in a supersonic beam, *J. Chem. Phys.*, **87** (11), 1, 6507-6512, 1987.\*
- Nakajima, A., Electron impact ionization, PhD thesis, Chapter 2.\*
- Nebel, H.,  $CO_2$  non-local thermodynamics equilibrium radiative excitation and infrared dayglow at  $4.3\ \mu m$ : Application to Spectral Infrared Rocket Experiment data, *J. Geophys. Res.*, **99**, 10409-10419, 1994.\*
- Newton, G. P., J. C. G. Walker, and P. H. E. Meijer, Vibrationally excited nitrogen in stable auroral red arcs and its effect on ionospheric recombination, *J. Geophys. Res.*, **79**, 3807-3818, 1974.
- Nighan, W. L., Electron energy distribution and collision rates in electrically excited  $N_2$ , CO and  $CO_2$ , *Phys. Rev.*, **A2** (5), 1989-2000, 1970.\*
- Nicholls, R. W., Laboratory astrophysics, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **2**, 433-439, 1962.
- Nishida, A., Average structure of the storm-time change in the polar topside ionosphere at sunspot minimum, *J. Geophys. Res.*, **72**, 6051-6061, 1967.
- O'Malley, T. F., Simple model for the high energy reaction of  $O^+$  ions with  $N_2^+$ , *J. Chem. Phys.*, **52** (6), 3269-3277, 1970.\*
- O'Neil, R. R., Vibrational temperature and molecular density of thermospheric nitrogen measured by rocket-borne electron beam induced luminescence, *J. Geophys. Res.*, **79** (13), 1942-1957, 1974.
- Oyama, K-I., K. Hirao, P. M. Banks, and P. R. Williamson, Is  $T_e$  equal to  $T_n$  at the height of 100 to 120 km?, *Planet Space Sci.*, **28** (3), 207-211, 1980.\*
- Oyama, K-I., K. Hirao, P. M. Banks, and P. R. Williamson, Nonthermal components of low energy electrons in the ionospheric E and F region, *J. Geomag. Geoelectr.*, **35**, 185-200, 1983.\*
- Oyama, K-I., and K. Hirao, Energy gain of supra-thermal electrons from the excited neutral gases, *J. Geomag. Geoelectr.*, **37**, 913-926, 1985.
- Opal, C. B., E. C. Beaty, and W. K. Peterson, Table of secondary-electron-production cross section, *Atomic Data, Academic Press*, **4**, 209-253, 1972.
- Paniccia, F., C. Gorse, J. Bretagne, and M. Capitelli, Electron energy distribution functions in molecular nitrogen, The role of super elastic electronic collisions in discharge and postdischarge conditions, *J. Appl. Phys.*, **59**, 4004-4006, 1986.
- Pavlov, A. V., The role of vibrationally excited nitrogen in the formation of the mid-latitude ionization trough, *Ann. Geophys.*, **11**, 479-484, 1993.
- Pavlov, A. V., The role of vibrationally excited nitrogen in the formation of the mid-latitude ionospheric storms, *Ann. Geophys.*, **12**, 554-564, 1994.
- Pendleton, W. R., Jr., Departure of  $N_2^+(B_2\Sigma_u^+, v'=2$  and  $3)$  vibrational population from Franck-Condon prediction in the case of energetic  $e-N_2(X_1\Sigma_g^+, v=0)$  collision, *J. Chem. Phys.*, **56** (12), 6260-6262, 1972.\*
- Phelps, A. V. Rotational and vibrational excitation of molecules by low-energy electrons, *Rev. Mod. Phys.*, **40** (2), 399-410, 1968.\*
- Phillips, D. M., Determination of gas temperature from unresolved bands in the spectrum from nitrogen discharge, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, 507-520, 1975.\*
- Piper, L. G., and William J. Marinelli, Determination of non-Boltzman vibrational distribution of  $N_2(X, v'')$  in He/ $N_2$ , microwave-discharge afterglow, *J. Chem. Phys.*, **89** (5), 2918-2924, 1988.\*
- Piper, L. G., The excitation of  $N_2(B_3\Pi_g, v=1^{-12})$  in the reaction between  $N_2(A_3\Sigma_u^+)$  and  $N_2(X, v>5)$ , *J. Chem. Phys.*, **91** (2), 864-873, 1989.\*



- Poliakoff, E. D., S. Kakar, and R. A. Rosenberg, Continuum channel coupling of shape resonances in  $N_2$ , *J. Chem. Phys.*, **96** (4), 2740-2744, 1992.\*
- Rapp, D., and T. Kassal, The theory of vibrational energy transfer between simple molecules in nonactive collisions, *Chem. Rev.*, **69**, 61, 1969.
- Richards, P. G., D. G. Torr, A factor of 2 reduction in theoretical  $F_2$  peak electron density due to enhanced vibrational excitation of  $N_2$  in summer at solar maximum, *J. Geophys. Res.*, **91** (A10), 11331-11336, 1986a.
- Richards, P. G., D. G. Torr, and W. A. Abdou, Effects of vibrational enhancement of  $N_2$  on the cooling rate of ionospheric thermal electrons, *J. Geophys. Res.*, **91** (A1), 304-310, 1986b.
- Robben, F., and L. Talbot, Measurements of rotational temperatures in a low density wind tunnel, *Phys. Fluids*, **9** (4), 644-652, 1966.\*
- Robben, F., L. Talbot, Experimental study of the rotational distribution function of nitrogen in a shock wave, *Phys. Fluids*, **9** (4), 653-662, 1966.\*
- Roger, A. S., R. J. Moffett, and S. Quengant, The role of ion drift in the formation of ionization troughs in the mid- and high-latitude ionosphere—a review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **54**, 1-30, 1992.
- Romick, G. J., V. Degen, and W. J. Stringer, The altitude profile of the  $N_2^+$  first negative rotational temperature in an auroral arc, *J. Geophys. Res.*, **83** (A1), 91-96, 1978.\*
- Shaw M. and J. Campos, Emission Cross Section of the Second Positive and First Negative Systems of  $N_2$  and  $N_2^+$  Excited by Electron Impact, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **30** (1), 73-76, 1983.
- Schmeltekopf, A. L., F. C. Fehsenfeld, G. I. Gilman, and E. E. Ferguson, Reaction of atomic oxygen ions with vibrationally excited nitrogen molecules, *Planet. Space Sci.*, **15**, 401-406, 1967.
- Schmeltekopf, A. L., E. E. Ferguson, and F. C. Fehsenfeld, Afterglow studies of the reaction  $He^+$ ,  $He(23S)$ , and  $O^+$  with vibrationally excited  $N_2$ , *J. Chem. Phys.*, **48** (7), 2966-2973, 1968.
- Schultz, G. J., Vibrational excitation of  $N_2$ , CO and  $H_2$  by electron impact, *Phys. Rev.*, **135** (A4), 988-994, 1964.\*
- Schunk, R. W., and P. M. Banks, Auroral  $N_2$  vibrational excitation and electron density trough, *J. Geophys. Res.*, **2** (6), 239-242, 1975.
- Shemansky, D. E., and A. L. Broadfoot, Excitation of  $N_2$  and  $N_2^+$  system by electrons-1 Absolute transition probabilities, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **11**, 1385-1400, 1971.
- Shemansky, D. E., and A. L. Broadfoot, Excitation of  $N_2$  and  $N_2^+$  system by electrons-2 Excitation cross sections and  $N_2$  1PG low pressure afterglow, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **11**, 1401-1439, 1971.
- Shepherd, G. G., and F. W. Thirkettle, Magnetospheric dayside cusp : A topside view of its 6300-angstrom atomic oxygen emission, *Science*, **180**, 737-739, 1973.\*
- Sojka, J. J., and R. W. Schunk, Theoretical study of the seasonal behavior of the global ionosphere at solar maximum, *J. Geophys. Res.*, **94**, 6739-6749, 1989.
- Stanton, P. N., and R. M. John, Electron excitation of the first positive bands of  $N_2$  and of the first negative and meinel bands of  $N_2^+*$ , *J. Opt. Soc. Amer.*, **59** (3), 252-260, 1969.\*
- Sternglass, E. J., Backscattering of Kilovolt electrons from solids, *Phys. Rev.*, **95** (2), 345-359, 1954.\*
- Stewart, D. T., Electron excitation function of  $N_2^+$  bands, the airglow and aurorae, Eds. E. B. Armstrong and A. Dalgarno, 283, Pergamon Press, London, 1955.
- St.-Maurice, J.-P., A unified theory of anomalous resistivity and Joule heating effects in the presence of ionospheric E region irregularities, *J. Geophys. Res.*, **92** (A5), 4533-4542, 1987.
- Stubbe, P., and W. S. Varnum, Electron energy transfer rates in the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **20**, 1121-1126, 1972.\*
- Tabche-Fouhaile, A., K. Ito, I. Nenner, H. Frohlich, and P. M. Guyon,  $N_2^+$  (A-X) and  $N_2^+$  (B-X) fluorescence excitation spectra by photon impact, *J. Chem. Phys.*, **77** (1), 182-188, 1982.\*
- Taylor, H. A., Parametric description of thermospheric ion composition results, *J. Geophys. Res.*, **78**, 315-319, 1973.\*
- Taylor, R. L., and S. Bitterman, Survey of vibrational excitation data for processes important in the  $CO_2$ - $N_2$  laser system, *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 26-47, 1969.\*
- Torr, D. G., and M. R. Torr, Chemistry of the thermosphere and ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 797-839, 1979.\*
- Torr, D. G., M. R. Torr, and P. G. Richards, Causes of the F region winter anomaly, *Geophys. Res. Lett.*, **7** (5), 301-304, 1980.
- Varnum, W. S., Enhanced  $N_2$  vibrational temperature in the thermosphere, *Planet. Space Sci.*, **20**, 1865-1873, 1972.
- Vincenti, W. G., and C. H. Kruger, Introduction to physical gas dynamics, 2nd edition, 204, Krieger Publishing Co.

Malabar, Florida, 1967.\*

Waite, J. H.,  $N_2$  Vibrational distribution in aurorae, *Planet. Space. Sci.*, **27**, 901-903, 1979.\*

Walker, C. G., Electron and nitrogen vibrational temperature in the E-region of the ionosphere, *Planet. Space. Sci.*, **16**, 321-327, 1968.

Walker, C. G., R. S. Stolarski, and A. F. Nagy, The vibrational temperature of molecular nitrogen in the thermosphere, *Ann. Geophys.*, **25** (4), 831-839, 1969.

Wallace, L. V., and R. W. Nicholls, The interpretation of intensity distribution in the  $N_2$  second positive and  $N_2^+$  first negative band systems, *J. Atmos. Terr. Phys., Res. Notes*, **7** (1/2), 101-105, 1955.\*

Walls, F. L., and G. H. Dunn, Measurement of total cross sections for electron recombination with  $NO^+$  and  $O_2^+$  using ion storage techniques, *J. Geophys. Res.*, **79** (13), 1911-1915, 1974.\*

Zalpur, K. S., and K.-I. Oyama, Electron temperatures in the E-region of the ionosphere, *ISAS Report*, (641), 1991.

## 和文

南 茂夫, 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版社, 1986.\*

\* 本論文では引用しなかったが, 有用であった論文.