

スペース・シャトルからの粒子放出実験 (SEPAC 計画)における原子分子過程

高 柳 和 夫

Atomic and Molecular Processes Associated with Experiments of
Particle Ejection from Space Shuttle (SEPAC Project)

By

Kazuo TAKAYANAGI

Abstract: Ionization, excitation and some other atomic processes which are relevant to the SEPAC project (proposed experiments for the first Space-Lab) are investigated. For the Electron Beam Accelerator experiment, the ionization rate, the emission rate of radiations from N_2 , N_2^+ , and O, and the time scale of these events are estimated. For the visible emissions from atomic oxygen, the collisional quenching effect is very important. For the MPD Arc-Jet experiment, emissions due to excitation of atmospheric constituents, excitations of positive ions in the ejected plasma, and emissions in recombination processes are briefly discussed.

概 要

SEPAC 計画に関連する原子過程を検討した。電子線加速実験については、電離や、 N_2 、 N_2^+ 、Oなどの発光を量的に推定し、またこれらの現象が見られるタイム・スケールを調べた。O原子の発光では quenching 効果が重大な影響を及ぼす。アーク・ジェット実験に対しては、大気成分およびプラズマ中の正イオンの励起、並びに再結合に伴う発光を論じた。

1. はじめに

スペース・シャトルを利用した実験結果に関連して、さきに低エネルギー電子 (10~100 eV) 降下による大気光の強度の見積りを行い、報告した[1]。その後、本研究所の大林辰蔵教授を主査とする研究班が学問的・技術的検討を重ね、第一次スペース・ラブでのいわゆる SEPAC (Space Experiments with Particle Accelerators) 計画の提案[2]をす
るに至った。これは 1~20 keV の電子線を大気中に打込む実験 (以下電子線加速実験と呼ぶ)

と、低電圧ではあるが大きな総エネルギー量をもつプラズマを大気中に放出する実験（以下アーク・ジェット実験と呼ぶ）とを中心にした計画である。そこで改めて、これらの実験が実施された場合に予想される電離や発光を概算してみた。本報告はその大要を示すものである。

2. 電子線加速実験における電離と発光

2.1 問題のあらまし

スペース・シャトルは高度 250 km で水平に飛ぶものとする。従って秒速約 8 km で移動する。このシャトルの上から、10 keV 程度のエネルギーを持つ電子線をパルスの的に放出する。パルスは電流にして 1 ~ 2 A, 持続時間 0.01 ~ 1 s の範囲である。電子を打出す方向はその地点での地磁気の磁力線となす角（ピッチ角）で指定される。電子線は空間電荷によって若干広がったあと、各電子はほぼ自由電子のように振舞い、磁力線のまわりのらせん運動をしながら降下するであろう。途中、大気分子と衝突して電離や励起を起こしエネルギーを失っていく。電離や発光の高度分布・時間変化を概算するのが本章の目的である。前の報告 [1] と同様、平均において降下電子のピッチ角 α は一定とみなし、（主に $\alpha = 0^\circ, 60^\circ$ で計算する）、連続減速の仮定の下に計算する。

2.2 降下電子の減速と侵入の深さ

連続減速の近似では、電子の軌道に沿ってのエネルギー E の減少率は

$$-\frac{dE}{dx} = \sum_{\ell} n(\ell) S_{\ell} \quad (1)$$

で与えられる。 $n(\ell)$ は ℓ 番目の大気成分の数密度、 S_{ℓ} は阻止断面積である。電子のエネルギーが 100 eV よりも充分高いとき、原子番号 Z の中性原子の阻止断面積は近似的に

$$S \cong 6.512 \times 10^{-14} \frac{Z}{E} \left\{ 2 \log \frac{E}{I} + 0.307 \right\} \text{ eV} \cdot \text{cm}^2 \quad (2)$$

で与えられる [3]。ただし E は eV 単位で表すものとし、 I は元素ごとにきまる定数、たとえば窒素原子では $I = 85$ eV, 酸素原子では $I = 89$ eV である。以下で問題とするエネルギー領域では、 $S_{\text{O}} \cong 1.1 S_{\text{N}}$ である。また、分子に対する阻止断面積はそれを構成する原子の阻止断面積の和で近似する。その結果 (1) の右辺は

$$n(\text{N}_2) S_{\text{N}_2} + n(\text{O}_2) S_{\text{O}_2} + n(\text{O}) S_{\text{O}} \rightarrow n_a S_{\text{N}} \quad (3)$$

で近似される。ここで

$$n_a = 2 n(\text{N}_2) + 2.2 n(\text{O}_2) + 1.1 n(\text{O}) \quad (4)$$

である。これを用いると、高度 h_0 から h まで降下する間にエネルギーが E_0 から E まで下ったとして、(1) から

$$\int_E^{E_0} \frac{dE}{S_N(E)} \cong \sec \alpha \cdot \sec \beta \int_h^{h_0} n_a(h) dh \quad (5)$$

を得る。ただし β は磁力線と鉛直方向のなす角で日本付近ではおよそ 40° 、そこで $\sec \beta = 1.305$ とおくことにする。 $h_0 = 250$ kmである。(4)式によって n_a を計算するのにCIRA 1965のモデルを用いる[4]。

阻止断面積の近似式(2)は100 eVあたりから下の E に対しては使えない。降下電子がこのエネルギー領域にはいつてくるのは多くの場合120 km以下の高度においてであり、そこでは N_2 分子が大気の主成分となっている。一方、40~100 eVでは $S_{N_2} \sim 1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ である[1]。そこで S_N としては100 eV以下ではほぼ一定値 $5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \cdot \text{eV}$ になっているものとする。また n_a の式(4)はそのまま用いることにする。 S_{O_1} , $\frac{1}{2} S_{O_2}$ がこの領域で S_N の1.1倍に等しくないため誤差は、 $n(O)$, $n(O_2)$ が $n(N_2)$ にくらべて小さくなるのであまり気にしなくてよい。また40 eV以下になってからの電離・励起は全体から見れば小さな寄与なので、 S_N を一定にしてしまったための誤差も我慢できる。これらの近似をすることによって(5)が引続き使えて計算は簡単になる。

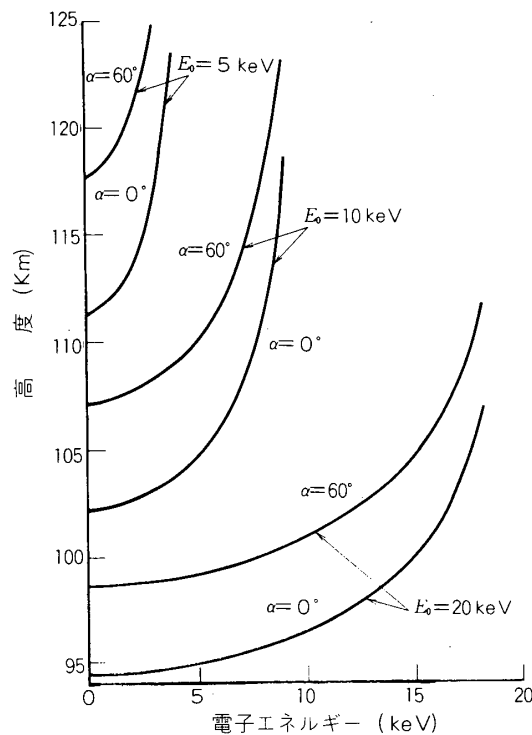
このようにして、 $E_0 = 5, 10, 20$ keV に対して求められた E と h の関係が第1図である。実際には衝突で α が絶えず変るから、はじめ E_0 と α が一定であっても、すべての電子が同じ深さまで侵入するわけではなく、第1図は一種の平均と見るべきものである。

2.3 電 離

前節の計算から dE/dh が得られるので、それといわゆる W 値とから

$$\frac{1}{W} \frac{dE}{dh} \quad (6)$$

によって単位高度差降下する間の電離(イオン対生成)数が近似的に求められる。 W は電子と正イオンの対を作り出すのに要する平均エネルギーで、その定義により、(6)は二次電子による電離も含んでいる。 W はエネルギー E があまり低くならない限りほぼ一定で、 N_2 では $W \cong 35$



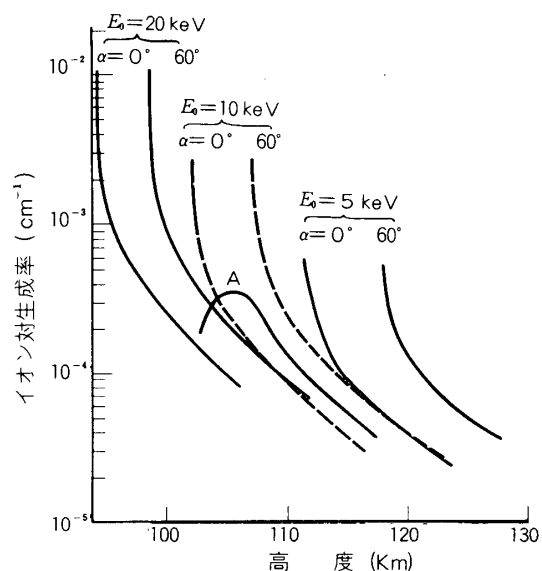
第1図 250 kmの高さからエネルギー E_0 で降下した電子のエネルギー変化。 α は平均のピッチ角。

eV, O_2 では $W \cong 31$ eV ということがわかっている [5]. エネルギー E が 100 eV 程度かそれ以下となると W を一定と見る近似は相当乱暴なものになる. しかしはじめのエネルギーが 10 keV 程度あるここでの問題では一つの電子が 300 位の電離を起こすことになり, 100 eV 以下での近似の悪さはそのうちの最後の二, 三の電離を変える程度であるから, 大勢には影響ないであろう. 電離がさかんに起こる高度 $h = 100 \sim 120$ km を見るとほぼ $2n(N_2) : \{2n(O_2) + n(O)\} = 3.6 : 1$ であるから, この比で上記二つの W を平均すると W の実効値は 34.1 eV となる. もっと上空, たとえば $h \sim 250$ km では, この比は 1 : 1 に近くなり, 平均は $W \cong 33$ eV となるが, この変更による差は小さい. 近似式 (6) によって求めた電離の高度分布を第 2 図に示す.

この図で, たとえば $E_0 = 10$ keV, $\alpha = 0^\circ$ の曲線を見ると, $h \sim 102$ km のごく薄い層の中で 10^{-3} cm^{-1} を超える密度で電離を起こすように思われる. しかし, 現実の α はある分布を持っている. $\alpha \sim 0^\circ$ のものはごく一部の電子に過ぎない. ほかの α についても同様である. そのため広がった α の分布について平均すれば, それほど際立った高い電離密度は期待できなくなる. $E_0 = 10$ keV で, $\alpha \leq 60^\circ$ では電子の速度分布が等方的, $\alpha > 60^\circ$ のものはほとんどないとして平均してみると, 第 2 図の曲線 A のようになる. もっと大きな α まで分布していれば極大値はさらに少し下る.

α の分布を仮定して計算した例には上山氏のもの [6] がある. 今回と共通した E_0 としては 10 keV における電離の計算が同氏によって報告されている. 同氏の計算で $h_0 = \infty$ であることなどの違いを考慮に入れると今回の計算との間に矛盾はない.

さて, 第 2 図の結果をもとに単位体積当りの電離を求めるには, 電子線源の強さや飛行速度なども与えないといけない. 1 A の電流を 1 秒間出すパルスを考えると, 6×10^{18} 個の電子が放出されることになる. 仮に電子源が動かず止まっているとすると, この電子線は空間電荷により (E_0 および放出の際の開きの角にもよるが) 15 m 前後の半径にまで広がり, さらに拡散によってゆっくり広がり続ける [7]. ここでは 110 km 付近に到達したとき半径 20 m 程度になるとしよう. この電子線の照射を受ける空間の各点では平均して 1 cm^2 当たり 5×10^{11} 個の電子の通過が予想される. さて, 現実には電子線の源はシャトルに乗っていて速度 $v \sim 8 \text{ km s}^{-1}$ で水平に動いているから, 各点が電子照射を受ける時間は 1 秒で



第 2 図 入射電子 1 個が高度 1 cm 降下する間に作るイオン対の数. 曲線 A は $E_0 = 10$ keV で, ピッチ角 α が 60° 以下に限られ, その範囲では等方的分布として平均した電離生成率.

はなくてせいぜい $40 \text{ m/v} \sim 5 \text{ ms}$ 止りであり、その間に降ってくる電子総数も $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ を超えることはないであろう。第2図によると $E_0 = 10 \text{ keV}$ の場合 $h \sim 106 \text{ km}$ で単位体積当りの電離数が最大になるが、そこでは 10^6 cm^{-3} を少し超える程度である。多くの場所ではこの数を下廻る。 E_0 を下げると電離密度の極大はさらに低下する。それで、電離層電子密度の顕著な増加を狙うのであれば、 E_0 は 10 keV かそれ以上とし、またはもともとの電離層の電子密度が低くなっている夜間に実験するのが最も効果的である。

2.4 タイム・スケール

(1) 電子照射時間 前節の概算により、大気中の一定の場所が電子照射を受ける時間は 5 ms を超えることはない。これは飛翔体の速度と電子線の広がりできまっておき、パルスの長さにはよらない。パルスの長さは照射を受ける面積を変えるのにきく。

(2) 電子減速時間 一つの電子が、たとえば 10 keV から 100 eV にまで減速される時間は

$$t = \sec \alpha \cdot \sec \beta \int_{h_1}^{h_0} \frac{dh}{v_e(h)} \quad (7)$$

によって計算される。 h_1 は 100 eV になるときの高度、 v_e は高度の関数と見た電子速度で、第1図および、ここでは省略したもっと高い場所での同様の関係から求められる。その結果は、

$$\begin{array}{ll} \alpha = 0^\circ & \text{で} \quad t = 3.4 \text{ ms} \\ & 60^\circ & \text{で} \quad 6.6 \text{ ms} \end{array}$$

である。これらの時間の大部分は、 10 keV から 9 keV 位になるまでの間に 130 km もの大きな高度差を飛ぶことに費される。 $E_0 = 20 \text{ keV}$ では、これに相当する時間が $2.5, 4.9 \text{ ms}$ となり、 $E_0 = 5 \text{ keV}$ では $4.6, 7.7 \text{ ms}$ となる。

(3) 熱電子になるまでの時間 100 eV 程度になった入射電子や電離で作られた2次電子（はじめから 100 eV 以下のものが大部分）が 10 eV 程度になるのに要する時間は高度にもよるが、 $h \sim 110 \text{ km}$ あたりとすれば 0.1 ms 以下である。（ $S_N \geq 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ eV}$, $n_a \sim 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, また $10 \sim 100 \text{ eV}$ での電子の速度 $v_e = 2 \sim 6 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ により、 100 eV から 10 eV になるのに要する時間は $90/n_a S_N v_e \leq 0.1 \text{ ms}$ 。）

10 eV からさらに減速して 1 eV 程度になるのには、O原子の $^1D, ^1S$ 状態、 O_2 分子のa, b状態、それに N_2 分子の振動などの励起が主なエネルギー損失過程となる。これらの励起の断面積はかなりよくわかってきているので、阻止断面積の大よその値はすぐに求められ、上と同じ 110 km あたりなら数 10 ms で 1 eV 程度になる。しかし、 100 km よりも上空では 1 eV 以下のエネルギー領域での効率のよい励起過程はなく、あまりエネルギーを失わないうちに降下電子同士、およびこれらの電子ともともとあった電離層電子との間でエネルギー交換が進み、大気温度よりもかなり高温の電子気体がひとまず作られ、それが徐々に冷えていくものと考えられる。

(4) 再結合時間 前節でわかったように、作り出される電離はせいぜい 10^6 cm^{-3} の程度であり、その程度なら電子照射時間 ($< 10 \text{ ms}$) の間に再結合が進行することは考えなくてよい。

日中の電離層に電子線を入射させ、瞬間的に電子数密度 n_e を n_0 という値にまで上げて、あと放置したとすると

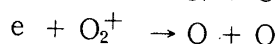
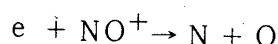
$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha_e n_e^2 \quad (8)$$

である。 q は太陽光による電離生成率、 α_e は有効再結合係数。 (8) を $t = 0$ で $n_e = n_0$ という初期条件の下で解けば

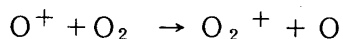
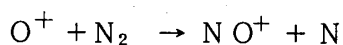
$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_e}{q}} \log \left\{ \frac{n_e + \sqrt{q/\alpha_e}}{n_e - \sqrt{q/\alpha_e}} \cdot \frac{n_0 - \sqrt{q/\alpha_e}}{n_0 + \sqrt{q/\alpha_e}} \right\} = \alpha_e t. \quad (9)$$

α_e が温度によらない定数であれば $\sqrt{q/\alpha_e}$ は電子線照射前の電離層の電子数密度に等しいが、実は温度上昇に伴って α_e が減少するので、 $\sqrt{q/\alpha_e}$ はもともとの n_e よりも 2~3 倍大きい値になっていると思われる。例として、 $\alpha_e = 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $\sqrt{q/\alpha_e} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $n_0 = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ としてみると、 n_e が初期値の半分に減少するのに約 10 秒、 $\frac{1}{3} n_0$ になるのにさらに 10 秒位かかる。 n_e の減少としてはこのほかに磁力線方向への電子とイオンの拡散があるが、イオンの速度が秒速 1 km 以下であり、また 110 km あたりでのイオンの平均自由行程が 10 m 程度であることを考えると、はじめの 10 秒間に拡散の影響が大きく現れるとは思われない。

電子の再結合の相手は主として NO^+ , O_2^+ などの分子イオンで、解離性再結合



が起こる。電子温度 $T_e \sim 300 \text{ K}$ での再結合係数 α_e は $2 \sim 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ の大きさで、 T_e が増せば α_e は減少する [8]。いま考えている問題では、電子線照射直後の電子温度は大気温度より相当高いであろう。しかし 2000 K になっても α_e は $5 \sim 7 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 程度の値は保っている。また入射電子線によって作られるイオンの中には原子イオン O^+ もあり、これは電子と再結合しにくい、電離密度が大きくなる 110 km あたりから下では 1 秒たたないうちに N_2 や O_2 と衝突して反応し



のようにそれぞれ分子イオン NO^+ , O_2^+ になってしまうので [9] [10]、再結合係数には影響しない。

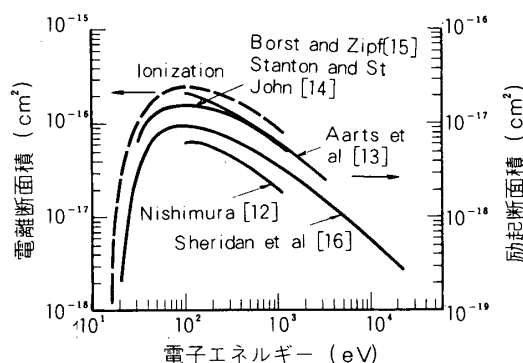
つぎに、もし実験が夜間行われ、もともとの電子密度が無視できるほど小さいとすると、(8) で $q = 0$ となり、

$$n_e = \frac{n_0}{1 + \alpha_e n_0 t} \quad (10)$$

この場合についても $n_0 = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ としてみると, n_e が $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$ になる時間は前記の日中の場合と大差ない. そこで再結合による n_e の減少のタイム・スケールは数10秒ということになる.

2.5 N_2 , N_2^+ の発光

自然界のオーロラのスペクトルを見ると [11], 赤色光から赤外にかけての N_2 , N_2^+ のスペクトルでは N_2 の first positive bands ($\text{B}^3\Pi_g \rightarrow \text{A}^3\Sigma_u^+$) と N_2^+ の Meinel bands ($\text{A}^2\Pi_u \rightarrow \text{X}^2\Sigma_g^+$) が特に顕著である. このうち前者は三重項状態の励起によるもので, 主に 100 eV 以下の低エネルギー電子の衝突によって生じるものである. 他方, 青色の光から紫外にかけては, N_2 の second positive bands ($\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g$) と Vegard-Kaplan bands ($\text{A}^3\Sigma_u^+ \rightarrow \text{X}^1\Sigma_g^+$) (これらも比較的低エネルギーの電子によって励起される), それに N_2^+ の first negative bands ($\text{B}^2\Sigma_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Sigma_g^+$) が顕著である. first negative bands の中では波長 3914 Å の (0,0) band が特に強く, この band system 全体の強度の半分位がこの band に集っている. 電子と N_2 の衝突における 3914 Å band の励起断面積は多くの方が実験室で測定しているが, 得られた値の間にはかなりの開きがある (第3図参照). しかし近似的には電離断面積の $1/20 \sim 1/25$ くらいとして見積ってよいであろう. それで § 2.3 の電離数にこの比をかけることによって直ちに 3914 Å の発光量を概算することができる. なお, 電子源を同時に出た一群の電子による発光の持続時間はせいぜい数 ms であるから, 観測される発光は時間と共にどんどん場所を変えて電子線パルスの時間的長さだけ続くであろう. $E_0 = 10 \text{ keV}$ とすると 1 個の電子の電離総数はおおよそ 300, 3914 Å 光子の放出数は 12~15, したがってもしパルスが 1 A, 1 秒間続く とすると電子総数が 6×10^{18} であることから $7 \sim 9 \times 10^{19}$ 個の光子が主に高さ 110~120 km の間, 水平距離 8 km, 時間にして 1 秒の間に放出されることになる. (B 状態に励起された N_2^+ が発光するまでの平均寿命は 60 ns 程度で極めて短いから瞬間的に光を出すと思ってよい.)



第3図 N_2 に電子を衝突させるとき first negative (0,0) band (3914Å) が励起される断面積. 縦軸目盛は右側を使用. 比較のために示した電離断面積 [17] は左側目盛使用.

2.6 Oの発光

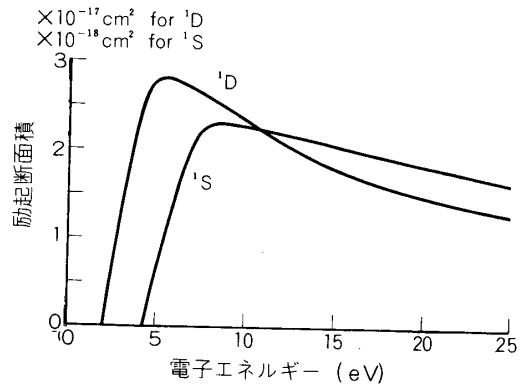
前の報告[1]で扱ったように波長1304, 5577, 6300, 8446 Å などの光が放出されることになるが, このうち可視部にある5577 Å (green line) と6300 Å (red line) の励起について考えることにしよう.

第4図に示すように電子衝突によって酸素原子が¹Dまたは¹S状態に励起される過程の有効断面積は低エネルギーで極大を持っており, 15 eV 以上になると¹D励起の断面積は 2×10^{-17} cm² 以下, ¹Sの励起断面積はさらに1桁小さくなり他の励起や電離過程との競争で負けてしまう. それに120 km

から上にあるO原子の数は 10^{17} cm⁻²の程度であるから, 断面積が高エネルギーまで 10^{-17} cm²程度であると, 角 $\alpha \approx 0$, $\beta \approx 0$ で通過距離がのびることを考慮しても1個の電子は120 km以上で,¹D状態を2~3回励起する程度, 実際には断面積はエネルギーが高くなると小さくなるから励起回数をもっと少ない. 結局,¹Dや¹Sの励起は一次電子ならそれが低空へ降りてきて低エネルギーになってから, あとは主として電離で作られた二次電子によって励起されることがわかる.

N₂は250 km以下では終始Oと同程度かそれ以上の密度で存在しているが, この分子は9 eVあたりから下のエネルギーの電子では電子状態の励起が急速に起こりにくくなる. ただし3.5 eVよりも低くなると振動励起が大きな確率で起こり主要なエネルギー損失過程となる. またO₂は上空では少ないが130 kmあたりから下ではOと同程度ある. この分子のA, C状態の励起断面積は5~6 eVから上でOの¹D励起と同程度と思われ, さらにエネルギーが高くなるとB状態が強く励起されるようになる. エネルギーの低いところではa状態, b状態が励起可能であるがその断面積は小さく, 大きいほうのa¹Δgの励起断面積でもOの¹Dの $\frac{1}{3}$ 位である.

¹Dおよび¹Sの正確な励起確率はこれらの断面積の値のほか, 電離で作られる二次電子のエネルギー分布も考慮して計算されなければならない. しかし大体的見当をつけるには, 3.5 eVから5~6 eVまでのエネルギー範囲にとび込んだ電子は $\frac{1}{2}$ 以上, 5~6 eVから8~9 eVまでの間でも $\frac{1}{3}$ に近い確率で¹Dを励起すると思われることから, すべての二次電子が平均して $\frac{1}{3}$ 位の確率で¹Dを励起するものと見てよいであろう. O₂の少ない150 km以上では効率はまだ少し高まる. 他方,¹S状態の励起は, 5 eV以下のエネルギー領域ではほとんど起こらず, 5~6 eV領域では¹Dの2.5%位, 6~7 eVでも¹Dの10%には達しないからすべての二次電子で平均すると 10^{-2} 程度の確率で(つまり100個につき1回)励起されると思ってよいであろう.



第4図 電子衝突による酸素原子の¹D, ¹S状態の励起断面積 (Henry et al [18]).

ところでこのようにして励起されたO原子がすべて発光するわけではない。衝突による quenching が極めて重要である。それはこれらの状態が寿命の長い準安定状態であるためである。(O原子の遷移確率については付録を参照のこと。)励起されたもののうち実際に発光するものの割合は

$$P_{\lambda} = \frac{A_{\lambda}}{\sum_{\lambda} A_{\lambda} + k_q} \quad (11)$$

で与えられる。 A_{λ} は6300 Å, 5577 Å など特定の波長の光を出す自然放出確率, 分母の和は問題にしている励起状態からの全発光確率を意味する。具体的には¹S状態の場合, 5577 Å のほかに確率は小さいが2972 Åの光も出し得るのでそれを考慮すべきである。衝突による quenching rate k_q は

$$k_q = k(O)n(O) + k(O_2)n(O_2) + k(N_2)n(N_2) \quad (12)$$

で与えられ, $k(X)$ は原子または分子Xによる quenching の係数である。¹Dおよび¹Sに対する $k(X)$ は多くのXに対して実験室で測定されている。それらは必ずしも一致していないので今後測定値の詳細な評価・比較, あるいは再測定が必要であると思われる。¹Dの quenching について, ここではDavidson たち[19]の値

$$k(O_2) = 4.1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$k(N_2) = 3.0 \times 10^{-11} \quad "$$

を用いる。これらは室温での値である。110~120 km での大気温度は室温とそう大きくは変わらないのでそのまま使ってもよいが, 一般に $k(X)$ は温度が上ると増加する傾向があるので,

第1表 quenching 効果を表わす因子P

高度	発光波長	6300 Å (*)	5577 Å	
			(i) **)	(ii)
250 km		0.24	0.94	0.93
200		5.6 (-2) ***)	0.94	0.90
160		9.9 (-3)	0.94	0.88
140		2.9 (-3)	0.94	0.72
130		1.3 (-3)	0.93	0.61
120		4.4 (-4)	0.92	0.45
110		1.1 (-4)	0.85	0.24
100		2.0 (-5)	0.61	0.11

*) 正確には6300 Åと6364 Åの2本より成る。

***) (i)は $k(O) = 1.8 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ としたとき。

(ii)は $k(O) = 1.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ としたときの値。

****) 5.6 (-2)は 5.6×10^{-2} を意味する。

温度の高い上空での $k(X)$ は上記の値より若干大きいと考えるべきであろう。

つぎに 1S 状態の quenching については Atkinson と Welge [20] の値を利用すると、

$$k(O_2) = 4.9 \times 10^{-12} \exp(-856/T) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$k(N_2) < 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

である。 $k(O)$ については古くは $1.8 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ という小さな値が長らく信用されていたが、Felder と Young [21] は $7.5 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ であると報告、さらにごく最近になって Slinger と Black [22] は

$$k(O) = 5.0 \times 10^{-11} \exp(-307/T) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

を得ている。300 K では $1.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ となる。 1S は 1D より寿命が短いので quenching の効果も比較的小さいが、それでも $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ というような大きな $k(O)$ になると quenching を無視できなくなる。

以上の数字を用いて計算した P の値を第1表に示す。これを使って実際の発光率がおおよそどの位になるのかを調べてみよう。 $E_0 = 10 \text{ keV}$, $\alpha = 60^\circ$ の場合を例にとると、6300 Å では高度が下るにつれて 1D の励起が急速に多くなるが同時に quenching の効果も急速に大きくなり、結局のところ発光率はあまり高度によらない。すなわち、110~120 km でも 200 km でも単位高度差間で1個の入射電子によって作り出される発光は $1 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ の程度である。これに反し 1S の quenching は 1D の場合ほど極端でないから $k(O)$ として $1.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ という大きい値を使った場合でも上空よりは低いところの方が 5577 Å の発光率が高い。上と同じ E_0 , α に対し 200 km では $4 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1}$ 程度で 6300 Å より少ないが、110~120 km では $2 \sim 6 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ となって 6300 Å より多くの光子を放出する。しかも 1S の方が 1D より 100 倍も寿命が短いから、電子線照射の直後の1秒間で見れば 200 km の上空でも 5577 Å のほうが強く光る。

自然のオーロラと違って電子照射が短時間で終わってしまうので、6300 Å のように長時間かかって出てくる光は弱くなってしまふ。その点、前節の 3914 Å のほうが瞬間的に強く光って観測には適している。

3. アーク・ジェット実験における発光

3.1 問題のあらまし

こんどは大量のプラズマを短時間に放出する実験について考える。用いる気体としては He, Ar, N₂ などが考えられている。それぞれの場合、He⁺, Ar⁺, N⁺ イオンが同数の電子と共に放出される。その量は1パルス当り 10^{20} 電子・イオン対程度で、これが 2 ms 位の間にとび出す。出た直後の電子温度はエネルギーにして 10 eV 程度、イオンは 100 eV 程度と予想されている [2]。エネルギーは高くてもイオンは重いからその速度は 10^7 cm s^{-1} にも達しない。そのためイオンによって大気分子を励起することはあまり期待できない。またイオンと大気分子の間の電荷移動に伴う励起もあまり効率がよいとは思われない。結局発光としては

- (1) 電子による大気分子の励起
- (2) 電子によるイオンの励起
- (3) 電子とイオンの再結合

の三つの過程によるものが主要であろう。

発光の種類を論じる前に、10 eV 程度のエネルギーをもつ電子がそのエネルギーのかなりの部分を持ったまま 150 km かそれ以下の低空にまで到達することは稀であることを示しておこう。まず、いろいろな高度における電子の平均自由行程 L を

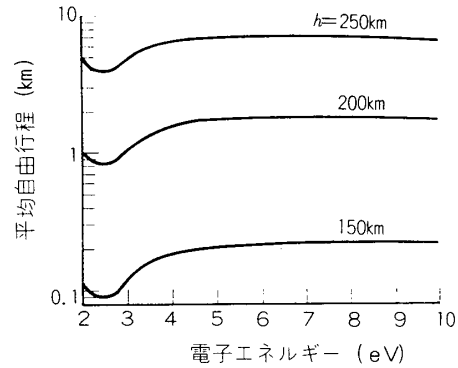
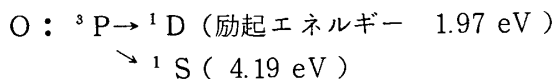
$$\frac{1}{L} = \sigma_m(\text{N}_2)n(\text{N}_2) + \sigma_m(\text{O}_2)n(\text{O}_2) + \sigma_m(\text{O})n(\text{O}) \quad (13)$$

によって計算してみると第5図のようになる。

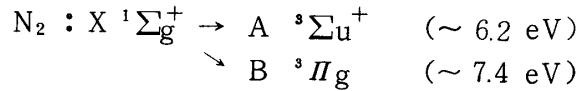
$\sigma_m(X)$ は大気成分 X に対する運動量移動 (momentum transfer) 断面積である。250 km から 150 km まで下降するには大気密度の大変違ったところを通過することになるので、簡単のためその間の代表値として 200 km における 6~8 eV 電子に対する平均自由行程 $L \sim 2$ km を採用し、また主要なエネルギー損失過程は O 原子の ^1D 状態の励起であるとしよう。200 km で $n(\text{O}) \sim 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ である。また 3~10 eV で ^1D の励起断面積 σ_{ex} は $2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ より大きい。1回の励起で約 2 eV を失うので 4回励起を起こしたらもう励起の能力はなくなる。その間平均して正味どれだけの距離を進むかということ $4/\sigma_{\text{ex}} n(\text{O})$ で、これは 700 km 以下である。これは L の 350 倍に当るから、random walk の考えを適用すれば直線距離にして $\sqrt{350} L \sim 37$ km 程度しか進めない。われわれの問題では地磁気があるので少し厄介であるが、磁力線に沿っての運動についてはほぼ同じと思ってよいであろう。250 km から 150 km までのうち上半分はいま採用した代表的密度より稀薄であるが下へ進むにつれ大気は濃くなる。また O 原子の ^1D のほかにも、O の ^1S や N_2 の二、三の状態が励起可能なので、平均減速率はもっと大きくなる。これらを考慮すると、大部分の電子は 250 km から 150 km へ降下する途中でそのエネルギーの大半を失うものと結論できる。この結果から大気組成のうちの O_2 は励起の対象として問題にならないことがわかる。

3.2 電子による大気分子の励起

10 eV 以下の電子によって励起可能な主要過程は



第5図 高度 150, 200, 250 km における 2~10 eV の電子の平均自由行程



である。

酸素の励起断面積は第4図に示した。N₂のA, B状態の励起は電子エネルギーが9 eV以上になると10⁻¹⁷ cm²を超える大きな断面積をもつ。A状態は準安定で1秒前後の寿命をもつ。B状態は振動状態により若干の差があるがおよそ5 μsほどの寿命でA状態に移り波長1 μ前後の first positive band の光を出す。10 eV以上ではそのほかに a¹Π_g という状態の励起も重要になってくる[23]。そこで9~12 eVあたりでは主にN₂のAまたはB状態を励起, 9 eV以下ではOの¹D, ¹Sを励起, 3.5 eVあたりから下ではN₂の振動励起でエネルギーを失う。結局3.5~9 eVの範囲にはいった電子は¹Dと¹Sを合せて酸素原子を1~2回は励起すると思ってよいであろう。¹Sから出る5577 Åの発光は第1表に示したように150 km以上ならあまり quenching の影響を受けないが,¹Dからの6300 Åは250 kmでも大きな影響を受ける。なお, quenching rate をk_qとすると, 励起状態の寿命はτ (= 1/∑ A_λ)ではなく

$$\frac{1}{\frac{1}{\tau} + k_q} = \frac{\tau}{1 + \tau k_q} \quad (14)$$

となることを注意しておこなう。たとえば200 kmの高さでの6300 Åの強度は148秒ではなく8秒ほどで1/e倍に減少してしまう。

3.3 電子によるイオンの励起

イオン源に用いる気体として現在考えられているのはHe, Ar, N₂などであるが, 稀ガスを用いるとイオンの励起エネルギーが相当高いので, 10 eV以下の電子では励起されない。(第2表参照)

第2表 稀ガス原子イオンの最低励起エネルギー

イオン	励起過程	励起エネルギー
He ⁺	1s → 2s, 2p	40.8 eV
Ne ⁺	2s ² 2p ⁵ → 2s 2p ⁶	26.9
Ar ⁺	3s ² 3p ⁵ → 3s 3p ⁶	13.5
Kr ⁺	4s ² 4p ⁵ → 4s 4p ⁶	13.5
Xe ⁺	5s ² 5p ⁵ → 5s 5p ⁶	11.3

これに反しもしN₂を用いると, イオンは大部分N⁺であろうが, このイオンは基底状態(2p² ³P)の上1.90 eVのところから2p² ¹D状態を, また4.05 eVに2p² ¹S状態を持つ

ていて励起されやすい。自然に放置すれば 1D 状態の寿命は250秒ほどで 6548Å または 6584Å の光を出す。他方, 1S 状態は寿命0.90秒で、主に 5755Å の光を出して 1D 状態へ移る。分子イオン N_2^+ が混っていれば約3eVのエネルギーで $B^2\Sigma_u^+$ が励起され、first negative bandsの光が観測されることになるが、実際のイオン源では分子イオンは少ないであろう。

N^+ の励起確率を§3.2で扱ったO原子の励起とくらべてみる。電子衝突による N^+ の励起断面積にはいくつかの理論計算がある[18][24~27]。一般に低エネルギー電子により正イオンを状態 n から n' へ励起する断面積は

$$\sigma(n \rightarrow n') = \frac{\pi}{k_n^2 \omega_n} \Omega(n, n') \quad (15)$$

の形に書かれる。 k_n は入射電子の波数 [$\pi/k_n^2 = \pi a_0^2 \times (13.6\text{ eV}/E)$, E は入射電子のエネルギー, $\pi a_0^2 = 8.80 \times 10^{-17}\text{ cm}^2$], ω_n は状態 n の縮退度(統計的重み), $\Omega(n, n') = \Omega(n', n)$ はcollision strengthと呼ばれる無次元の量で、かなりのエネルギー範囲にわたって近似的に定数と見ることが出来る。Henryたちの計算[18]を参考にすると, N^+ の励起では

$$\sigma(^3P \rightarrow ^1D) \simeq \frac{40}{E(\text{eV})} \times 10^{-17}\text{ cm}^2 \quad (E > 1.90) \quad (16)$$

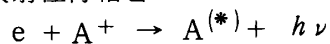
$$\sigma(^3P \rightarrow ^1S) \simeq \frac{5.3}{E(\text{eV})} \times 10^{-17}\text{ cm}^2 \quad (E > 4.05) \quad (17)$$

とおける。 $E(\text{eV})$ はeV単位で表した入射エネルギーである。これを第4図のOの励起断面積とくらべると、同程度であることがわかる。高度200~250 kmでOの数密度は 10^9 cm^{-3} 前後であるから、シャトルから放出されたプラズマの密度が 10^9 cm^{-3} を超えている間は N^+ のほうが大気のOよりも多く励起される。しかし N^+ の励起状態 1D と 1S はOの場合と同様準安定で、光を出すのに時間がかかり、その前に次節で示すように O_2 と反応して別のイオンになってしまう可能性も大きい。

3.4 電子とイオンの再結合による発光

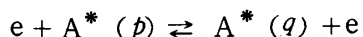
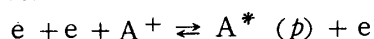
一般に電子と正イオンの再結合には以下の四つの種類がある。

(i) 放射性再結合



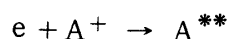
(ii) 衝突-放射性再結合

(i)のほか



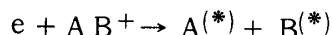
のような衝突過程が重要な寄与をする。

(iii) 2電子性再結合



A^{**} は2電子励起状態である。

(iv) 解離性再結合 (分子イオンの場合)



以下、 A^+ が N^+ である場合を中心にしてこれらの再結合の速さを調べてみよう。まず放射再結合(i)は $e + N^+$ の場合につきの式で近似されるような速度定数をもつ[28]。

$$\alpha_{\text{rad}} \cong 4.1 \times 10^{-13} (10^4 / T_e)^{0.608} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (18)$$

ただし T_e は電子温度である。問題は、再結合で作られた中性N原子のうちどの位が励起状態にあり、発光の可能性をもっているかである。 T_e が 10^4 K付近では上式から、 $\alpha_{\text{rad}} \sim 4.1 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ であるが、このうち $1.8 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ほどが基底状態への再結合で残りが励起状態への再結合である[28]。水素原子での計算例から見て、温度が上昇すると基底状態への再結合の割合が増すが、いま問題にしている10 eV位の電子(温度にして 10^5 Kあたり)ではなお再結合の半数程度は励起状態を作り出し、一つまたはいくつかの光子を放出することが期待される。しかしその中に可視部の光がどの位含まれるかなど詳細についてはまだはっきりした数値は得られていない。

He^+ や Ar^+ でも事情は似たようなものであろう。なお He^+ の場合(18)に相当する近似式は[28]

$$\alpha_{\text{rad}} \cong 4.3 \times 10^{-13} (10^4 / T_e)^{0.672} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (19)$$

つぎに、(ii)については窒素プラズマでの直接のデータはないが、水素プラズマにおける計算[29]があるので、大よその見当はつけられる。それによると、衝突効果が無視できなくなり、再結合係数の実効値が α_{rad} から目立ってはずれてくるのは

$$T_e = 250 \text{ K} \quad \text{なら} \quad n_e > 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

$$2000 \text{ K} \quad \text{なら} \quad n_e > 10^9 \text{ cm}^{-3}$$

$$8000 \text{ K} \quad \text{なら} \quad n_e > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

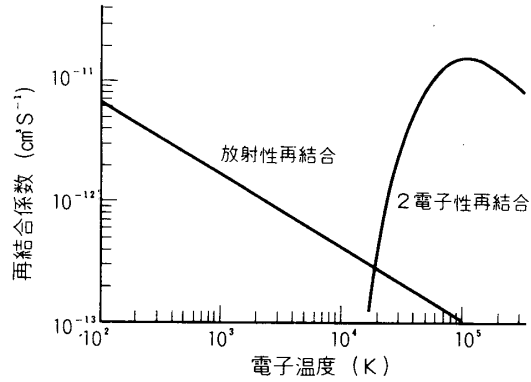
のときである。アーク・ジェット実験では、はじめ n_e が大きいとそのときは T_e も高く、 T_e が数千度になったときは n_e も小さくなっているであろうから、(ii)がとくに重要であるとは思われない。

2電子性再結合(iii)については多くの理論計算(たとえば[30]~[33])があるが、 $e + \text{He}^+$ 、 $e + N^+$ に対しては前掲の文献[28]に近似式が出している。それによると

$$\alpha_{\text{di}}(\text{He}^+) \cong 1.9 \times 10^{-3} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{4.7 \times 10^5}{T_e}\right) \left\{1 + 0.3 \exp\left(-\frac{9.4 \times 10^4}{T_e}\right)\right\} \quad (20)$$

$$\alpha_{di}(N^+) \cong 5.2 \times 10^{-4} T_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{1.3 \times 10^5}{T_e}\right) \left\{ 1 + 3.8 \exp\left(-\frac{4.8 \times 10^4}{T_e}\right) \right\} \quad (21)$$

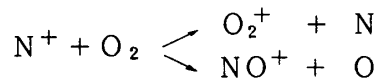
$\alpha_{rad}(N^+)$ と $\alpha_{di}(N^+)$ を第6図で比較してある。これで見ると $T_e \sim 10^5$ K では2電子性再結合のほうが重要である。しかもこの方式の再結合では必ず励起状態にある原子が作られるから可視部の発光を伴う可能性も大きい。しかしアーク・ジェット実験ではこの過程もあまりききそうにない。なぜかという、 $T_e \sim 10^5$ では多くの電子が10eV 前後のエネルギーをもつので、 N^+ 、 O 、 N_2 などを励起する非弾性衝突が起こりやすく、再結合しないうちにエネルギーを失ない電子温度が下ってしまうからである。 N^+



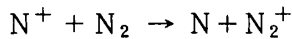
第6図 $e + N^+$ における放射性および2電子性再結合係数の比較

の励起だけを考えても $2 \sim 10$ eV の電子に対して速度と断面積 (16) との積は $v \sigma_{ex} > 5 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1} \times 4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ となり、 $\alpha_{di} \sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ より2桁も大きい。 N^+ のほかの励起や大気成分 O 、 N_2 の励起を入れると非弾性衝突はもっと頻繁になり、すぐに 10^4 K 以下になってしまうであろう。 He^+ や Ar^+ では2電子性再結合が重要な温度がもっと高くなる (これらのイオンが低いエネルギーに励起準位をもたないことによる) ので、 $T_e \sim 10^5$ K ではやはり重大な影響を与えることはない。

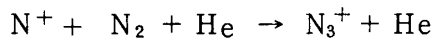
最後に解離性再結合(IV)であるが、 He^+ や N^+ のままではもちろんそのような過程は不可能で、まずイオンが分子イオンになる必要がある。まず N^+ について見ると反応



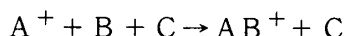
が $7 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 位の速度定数で起こり、これにはあまり温度依存性がない [9] [34] [35]。



は1eVほど吸熱で、低エネルギーでは起こらない。 N^+ イオンが冷える前にどの位イオン・分子反応を起こすかは調べられていない。3体衝突では



の速度定数が $4 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ (室温) である [36]. 一般にこの種の3体衝突による結合反応の速度は温度が下るにつれてゆっくり増加する. また第3体が He でなく N_2 や O である場合, N^+ が結合する相手が N_2 でなく O_2 や O である場合も, 速度定数は同程度と考えてよい. 実際, 希ガス同士の場合を除けば,



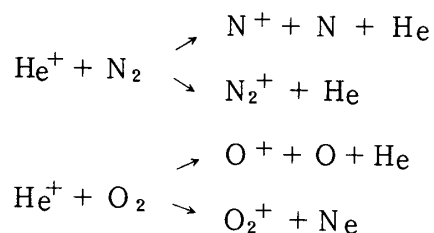
の速度定数は $10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ 程度であるものが多い. 希ガス同士の場合はこれよりかなり小さく, A, B, C がすべて Kr, またはすべて Xe の場合に $10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [37], すべて Ne の場合に $10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ 程度 [38] の値が報告されている.

さて, そこで 150 km 以上の上空を考えると, 大気分子の数密度は 10^{11} cm^{-3} 以下であるから, 1個の N^+ が3体衝突で分子イオンになるはやすきは $(10^{11})^2 \times 10^{-29} \text{ s}^{-1}$ 以下である. 一方, O_2 の密度は 150 km で $4.8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 200 km で $3.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ あるから, N^+ が O_2 と反応して O_2^+ または NO^+ を作り出すはやすきは

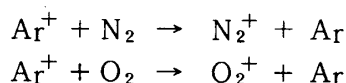
$$\begin{aligned} 150 \text{ km で } & \sim 3.4 \text{ s}^{-1} \\ 200 \text{ km で } & \sim 0.25 \text{ s}^{-1}, \end{aligned}$$

したがって N^+ は秒の程度の時間内に2体衝突によって分子イオンになることになる. 分子イオンになれば電子の再結合係数は § 2.4 で扱ったように $10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 程度になり, (i) の放射性再結合よりもはるかに速い. 電子と分子イオンとの解離性再結合で作られる中性原子のあるものは励起状態にありうるが, 必ず励起状態にあり可視部の光を出すという保障はない. エネルギー的に見て $e + \text{O}_2^+$ から作られる O の励起状態は ^1D か ^1S , $e + \text{NO}^+$ から生じうる励起原子は $\text{N}(^2\text{D})$ か $\text{O}(^1\text{D})$ であって, いずれも準安定状態である. $\text{O}(^1\text{S})$ が作られて 5577 \AA の光を出す場合を除けば発光前に衝突でエネルギーを失う確率が極めて大きい. したがって再結合ごとに必ず光子が一つ放出されるとして発光強度を推定するとかなりの過大評価となる.

以上 N^+ イオンの場合について考えてきたが, He^+ や Ar^+ でも同様である. He^+ では



の反応速度定数はどちらも大きくて $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 程度あり,



は少し遅いが, それでも $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 近い速度定数をもっている [9]. He^+ の場合 N^+ が作られれば前述の N^+ の場合に戻る. O^+ の場合は分子イオンが変わるのがさらに遅く, N_2

との反応で $10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, O_2 との反応で $10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ 程度である [9][10]

3.5 アーク・ジェット実験での発光

§ 3.1 で述べたように, この実験ではおよそ 10^{20} 個の電子とイオンが ms くらいの短時間のうちに放出される. 放出されるイオンの速度は 10^6 cm s^{-1} 以上であり, 電子の平均速度はもっと大きい. また, 地球磁場の中でのイオンの Larmor 半径は $10 \sim 100 \text{ m}$ である. そこで放出後 10 ms を経過した頃には, プラズマは磁力線に垂直な方向で 100 m 程度に広がり, 磁力線方向にも同程度広がっているであろう. そのあとは側方への広がりあまり増加せず主として磁力線方向に広がり続けるであろう. そこで電子およびイオンの密度は, 放出後 10 ms で平均 10^8 cm^{-3} 程度, 0.1 s 後で $10^6 \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 程度と推定される. この間, イオンは大気分子と何回も衝突し, 1 s くらいのうちに平均エネルギーは 1 eV 以下になるであろう.

この間にどのような過程による発光が期待できるだろうか. まず窒素プラズマの場合, N^+ イオンは (高度により多少変るが) 秒の程度の時間内に分子イオンになってしまう. それ以前にかなり多数の N^+ イオンが電子衝突で励起される. 3 eV 以上なら電子の速度は $v_e > 10^8 \text{ cm s}^{-1}$, 励起断面積 σ_{ex} は ^1S 状態でも $0.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ 以上 [(17) 式]. そこで電子密度 n_e が終始 10^8 cm^{-3} 以上なら $v_e \sigma_{ex} n_e$ は $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 以上, したがって N^+ のうちの千分の一か百分の一くらいは ^1S 状態に, もっと沢山のもの ^1D に励起される. しかし ^1D 状態は 250 s もの長い寿命をもつので, 発光前にイオン・分子反応を起こしてしまうのが大部分と思われる. (O^+ と N_2 との反応の場合, O^+ が ^2D 状態に励起されていると基底状態のときよりも 10 倍以上も速く反応して NO^+ イオンが作られることがわかっている [10].) ^1S 状態にある N^+ は寿命 1 s 弱で発光し 5755 \AA の光が観測されるのであろう.

一方電子は大気原子・分子を励起する. quenching の効果が顕著な O 原子の 6300 \AA の光と, あまり quenching で弱められない 5577 \AA の光とは (励起断面積の違いを考慮すると) 同じくらいの強さに見えるであろう. 最初の電子温度がやや高めになっていれば N_2 の発光も若干見られるかもしれない.

1 s 後には電子も大部分 1 eV 以下のエネルギーになってしまうので, あとは再結合に伴う弱い発光が残るだけである.

He^+ , Ar^+ の場合は低い励起状態を持たないことからイオンの発光は期待できない. その分だけ大気中の O 原子の発光が見られるであろう.

昭和51年7月5日 新設部 (宇宙科学)

付録 酸素原子の遷移確率

O 原子が励起状態から光を出して下の状態へ遷移する確率は Wiese らの遷移確率表 [39] に多数集められているが, この本が出されてからの 10 年間に新しい測定や計算が多数報告されているので, ここにそれを集録しておく. まず, ここで登場するエネルギー準位を第 4 表に示す. ([39]による.)

第3表 酸素原子のエネルギー準位

電 子 配 置	励起エネルギー
$2p^3 3s \ ^1P_1^\circ$	14. 3721 eV
" $\ ^3P_0^\circ$	14. 1252
" $\ ^3P_1^\circ$	14. 1245
" $\ ^3P_2^\circ$	14. 1231
" $\ ^1D_2^\circ$	12. 7285
" $\ ^3D_1^\circ$	12. 5417
" $\ ^3D_2^\circ$	12. 5407
" $\ ^3D_3^\circ$	12. 5392
" $\ ^3S_1^\circ$	9. 5214
" $\ ^5S_2^\circ$	9. 1461
$2p^4 \ ^1S_0$	4. 1898
" $\ ^1D_2$	1. 9674
" $\ ^3P_0$	0. 0281
" $\ ^3P_1$	0. 0197
" $\ ^3P_2$	0. 0000

(破線から上には他にも多数の準位がある。上のほうの準位は電離エネルギー13.6 eVを超えている。)

O原子のスペクトル線の中でも可視部にあつておなじみのものの一つは赤線(6300 Å)である。 1D 状態がこの光を出して基底状態 3P へ落ちる平均寿命は古くから110sとされてきた。たとえば1954年に出た文献[11]でこの数値が引用されている。この根拠は1940~1952年の間に行われた三つの理論計算である。一方、Wieseらの表[39]では148sという数値が示してあり、引用されているのは1951~1960年の間に出た4篇の理論の論文である。その後、電子計算機が発達し広く科学計算に使われるようになってからは新しい計算の報告はない。これに反し緑色の光(5577 Å)を放出する確率については最近になって実験も計算も行われており、いずれも誤差は4~5%と称している。そのほか共鳴線(1302~6 Å)などについても多くの報告がある。これらの値をまとめたのが第4表である。このほか赤外線域についてはBiemontとGrevesse[39]が多数の遷移の確率を集録している。

第4表 酸素原子の遷移確率

遷 移	波長 (Å)	遷移確率 (s ⁻¹)	寿 命 *	文献 **)
2p ⁴ ³ P - 2p ⁴ ¹ D ₂	6300.2	—	110 s	[11] †
2p ⁴ ³ P ₂ - 2p ⁴ ¹ D ₂	6300.2	5.1 (-3) } ^{***)}	148 s	[40] †
2p ⁴ ³ P ₁ - 2p ⁴ ¹ D ₂	6363.9	1.64 (-3)		
2p ⁴ ¹ D ₂ - 2p ⁴ ¹ S ₀	5577.4	—	0.74 s	[11] †
"	"	1.34	0.75 s	[40] †
"	"	1.3 ± 0.4	0.77 s	[41]
"	"	1.183	0.845 s	[46] †
"	"	1.31 ± 0.05	0.76 s	[49]
2p ⁴ ³ P ₁ - 2p ⁴ ¹ S ₀	2972.3	0.067	14.9 s	[40] †
2p ⁴ ³ P ₂ - 2p ³ 3s ³ S ₁ °	1302.2	2.1 (8)	4.8 ns	[40] †
"	"	3.3 (8)	3.0 ns	[47]
2p ⁴ ³ P ₁ - 2p ³ 3s ³ S ₁ °	1304.9	1.3 (8)	7.7 ns	[40] †
"	"	2.0 (8)	5.0 ns	[47]
2p ⁴ ³ P ₀ - 2p ³ 3s ³ S ₁ °	1306.0	0.41(8)	24 ns	[40] †
"	"	0.66(8)	15.2 ns	[47]
2p ⁴ ³ P - 2p ³ 3s ³ S ₁ °	1302-6	—	1.7 ± 0.2 ns	[42]
"	"	—	1.8 ± 0.3 ns	[43]
"	"	(from λ 1302)	1.8 ± 0.2 ns	[45]
"	"	(from λ 1306)	1.7 ± 0.2 ns	[45]
"	"	—	1.79 ± 0.17 ns	[48]
"	"	—	1.70 ± 0.14 ns	[51]
"	"	—	3.0 ± 1.0 ns	[52]
2p ⁴ ¹ S ₀ - 2p ³ 3s ¹ P ₁ °	1217.6	2.0 (8)	5.0 ns	[40] †
"	"	1.8 (8)	5.6 ns	[47]
"	"	—	0.90 ± 0.10 ns	[48]
2p ⁴ ¹ D ₂ - 2p ³ 3s ¹ D ₂ °	1152.1	4.5 (8)	2.2 ns	[40] †
"	"	—	1.9 ± 0.2 ns	[45]
"	"	5.5 (8)	1.82 ns	[47]
"	"	—	1.77 ± 0.14 ns	[48]
"	"	—	1.97 ± 0.10 ns	[51]
2p ⁴ ³ P - 2p ³ 3s ³ D°	989-990	—	1.8 ± 0.5 ns	[44]
"	"	—	3.94 ± 0.22 ns	[48]
2p ⁴ ³ P ₂ - 2p ³ 3s ³ D ₃ °	988.8	2.3 (8)	平均 4.3 ns	[40] †
" ³ P ₁ - " ³ D ₂ °	990.2	1.7 (8)		
" ³ P ₀ - " ³ D ₁ °	990.8	1.2 (8)		
" ³ P ₂ - " ³ D ₂ °	988.7	0.58(8)		
" ³ P ₁ - " ³ D ₁ °	990.1	0.95(8)		
" ³ P ₂ - " ³ D ₁ °	988.6	0.066(8)		

$2p^4 \ ^3P - 2p^3 3s \ ^3P^{\circ}$	878-880	—	$0.92 \pm 0.09 \text{ ns}$	[48]
$2p^4 \ ^3P_2 - 2p^3 3s \ ^3P_2^{\circ}$	877.9	2.4 (8)	平均 3.1 ns	[40] †
" $\ ^3P_1 - \text{"} \ ^3P_1^{\circ}$	879.0	0.79 (8)		
" $\ ^3P_2 - \text{"} \ ^3P_1^{\circ}$	877.8	1.3 (8)		
" $\ ^3P_1 - \text{"} \ ^3P_0^{\circ}$	879.0	3.2 (8)		
" $\ ^3P_1 - \text{"} \ ^3P_2^{\circ}$	879.1	0.83 (8)		
" $\ ^3P_0 - \text{"} \ ^3P_1^{\circ}$	879.6	1.1 (8)		
$2p^4 \ ^3P_2 - 2p^3 3s \ ^5S_2$	1355.6	1.3 (3)	$595 \ \mu\text{s}$	[40] †
$2p^4 \ ^3P_1 - 2p^3 3s \ ^5S_2$	1358.5	3.8 (2)		
$2p^4 \ ^3P - 2p^3 3s \ ^5S_2$	1356-9	—	$185 \pm 10 \ \mu\text{s}$	[50]
"	"	—	$192 \ \mu\text{s}$	[53] †
"	"	—	$170 \pm 25 \ \mu\text{s}$	[54]

*) 遷移の upper level の寿命. 遷移確率の欄に数値がなく寿命だけ書いてあるものは, upper level の decay time を測定したもの.

**) † 印は理論計算, それ以外は実測.

***) $5.1(-3) = 5.1 \times 10^{-3}$

参 考 文 献

- [1] 高柳和夫: 宇宙航空研究所報告 10, 235 (1974).
- [2] T. Obayashi: A proposal for scientific experiments for the first spacelab mission; Space experiments with particle accelerators; SEPAC (1976).
- [3] M. J. Berger and S. M. Seltzer: In *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, National Academy of Sciences - National Research Council, Washington, D. C., p. 205, (1964).
- [4] CIRA (*COSPAR International Reference Atmosphere*) 1965, North-Holland Publishing Co., Amsterdam.
- [5] See, e.g., U. Fano, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 13, 1 (1963).
- [6] H. Kamiyama: *J. Geol. Geomag.*, 19, 27 (1967).
- [7] Y. Kiwamoto, N. Kawashima and T. Obayashi, to be published.
- [8] J. N. Bardsley and M. A. Biondi: *Adv. Atom. Mol. Phys.*, 6, 1 (1970).
- [9] E. E. Ferguson: *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 12, 159 (1973).
- [10] Y. Kaneko and N. Kobayashi: *J. Phys. Soc. Japan*, 36, 1649 (1974).
- [11] たとえば J. W. Chamberlain and A. B. Meinel: In *The Earth as a Planet*, ed. G. P. Kuiper, University of Chicago Press, p. 514 (1954).
- [12] H. Nishimura: *J. Phys. Soc. Japan*, 24, 130 (1968).
- [13] J. F. M. Arts, F. J. de Heer and D. A. Vroom: *Physica* 40, 197 (1968).
- [14] P. N. Stanton and R. M. St. John: *J. Opt. Soc. Amer.*, 59, 252 (1969).
- [15] W. L. Borst and E. C. Zipf: *Phys. Rev. A* 1, 834 (1970).
- [16] W. F. Sheridan, O. Oldenberg and N. P. Carleton: *J. Geophys. Res.*, 76, 2429 (1971).
- [17] D. Rapp and P. Englander-Golden: *J. Chem. Phys.*, 43, 1464 (1965).
- [18] R. J. W. Henry, P. G. Burke and A. L. Sinfailam: *Phys. Rev.*, 178, 218 (1969).
- [19] J. A. Davidson, C. M. Sadowski, H. I. Schiff, G. E. Streit, C. J. Howard, D. A. Jennings and A. L. Schmeltekopf: *J. Chem. Phys.*, 64, 57 (1976).
- [20] R. Atkinson and K. H. Welge: *J. Chem. Phys.*, 57, 3689 (1972).
- [21] W. Felder and R. A. Young: *J. Chem. Phys.*, 56, 6028 (1972).

- [22] T. G. Slanger and G. Black: *J. Chem. Phys.*, **64**, 3763 (1976).
- [23] R. T. Brinkmann and S. Trajmar: *Ann. Geophys.*, **26**, 201 (1970).
- [24] H. E. Saraph, M. J. Seaton and J. Shemming: *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A264**, 77 (1969).
- [25] A. R. G. Jackson: *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)*, **6**, 2325 (1973).
- [26] S. Ormonde, K. Smith, B. W. Torres and A. R. Davies: *Phys. Rev.*, **A8**, 262 (1973).
- [27] H. E. Saraph and M. J. Seaton: *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)*, **7**, L36 (1973).
- [28] S. M. V. Aldrovandi and D. Pequignot: *Astron. and Astrophys.*, **25**, 137 (1973).
- [29] L. C. Johnson and E. Hinnov: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **13**, 333 (1973).
- [30] A. Burgess: *Astrophys. J.*, **139**, 776 (1964); **141**, 1589 (1965).
- [31] A. Burgess and H. P. Summers: *Astrophys. J.*, **157**, 1007 (1969).
- [32] B. W. Shore: *Astrophys. J.*, **158**, 1205 (1969).
- [33] A. Burgess and A. S. Tworkowski: *Astrophys. J.*, **205**, L105 (1976).
- [34] Y. Kaneko, N. Kobayashi and I. Kanomata: In *Recent Developments in Mass Spectroscopy*, eds. K. Ogata and T. Hayakawa, University of Tokyo Press, p. 944, (1970).
- [35] R. Johnson, H. L. Brown and M. A. Biondi: *J. Chem. Phys.*, **52**, 5080 (1970).
- [36] T. D. Märk and H. J. Oskam: *Phys. Rev.* **A4**, 1445 (1971).
- [37] D. Smith, A. G. Dean and I. C. Plumb: *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)*, **5**, 2134 (1972).
- [38] A. P. Vitols and H. J. Oskam: *Phys. Rev.*, **A5**, 2618 (1972).
- [39] E. Biemont and N. Grevesse: *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **12**, 217 (1973).
- [40] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon: *Atomic Transition Probabilities*, Vol. I, Hydrogen through neon, NSRDS-NBS 4-1 (1966).
- [41] J. W. McConkey and J. A. Kernahan: *Nature* **220**, 1017 (1968); *Planet. Space Sci.*, **17**, 1297 (1969).
- [42] M. Druetta and M. C. Poulizac: *Phys. Letters*, **33A**, 115 (1970).
- [43] C. -L. Lin, D. A. Parkes and F. Kaufman: *J. Chem. Phys.*, **53**, 3896 (1970).
- [44] R. B. Hutchison: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **11**, 81 (1971).
- [45] I. Martinson, H. G. Berry, W. S. Bickel and H. Oona: *J. Opt. Soc. Amer.*, **61**, 519 (1971).
- [46] C. Nicolaides, O. Sinanoglu and P. Westhaus: *Phys. Rev.*, **A4**, 1400 (1971).
- [47] W. R. Ott: *Phys. Rev.*, **A4**, 245 (1971).
- [48] W. H. Smith, J. Bromander, L. J. Curtis, H. G. Berry and R. Buchta: *Astrophys. J.*, **165**, 217 (1971).
- [49] A. Corney and O. M. William, *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)*, **5**, 686 (1972).
- [50] C. E. Johson: *Phys. Rev.*, **A5**, 2688 (1972).
- [51] C. C. Lin, D. J. G. Irwin, J. A. Kernahan, A. E. Livingston and E. H. Pinnington: *Can. J. Phys.*, **50**, 2496 (1972).
- [52] J. V. Mallow and J. Burns: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **12**, 1081 (1972).
- [53] C. A. Nicolaides: *Chem. Phys. Letters*, **17**, 436 (1972).
- [54] W. C. Wells and E. C. Zipf: *Phys. Rev.*, **A9**, 568 (1974).