窒素準安定励起分子密度のクエンチングによる制御の検討

学生員 植松 克之 (武蔵工業大学)

正員 湯本 雅恵 (武蔵工業大学)

正員 堺 孝夫 (武蔵工業大学)

Control of population of excited nitrogen molecules by mixing hydrogen in low pressure discharge

Katsuyuki Uematsu, Member, Motoshige Yumoto, Member and Takao Sakai, Member

(Musashi Institute of Technology)

The authors have studied on surface treatment of PTFE by a low pressure discharge. It is deduced that excited nitrogen molecules contribute to introduce polar components on the surface. To confirm the speculation, we tried to change population of metastable nitrogen $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ by quenching precursor $N_2(B^3\Pi_g)$ with hydrogen molecule. The decrease of relaxation time which indicates a change of excited molecule and measured by emission spectroscopy using a time after glow method was obtained.

As a result, the relaxation times of $N_2(B^3\Pi_g)$ and $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ decreased to 55% and 20% respectively, when mixing ratio of hydrogen was 3%. It was also deduced that hydrogen atom may take a part in a quenching process of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$.

キーワード：低気圧放電、窒素準安定励起分子、制御、クエンチング、タイムアフタグロー法、緩和時間

1. はじめに

半導体集積回路の微細パターン化・大口径化・高精度化が進む中で、微細加工の重要な役割を担っているドライエッチングをはじめ、プラズマCVDによる薄膜形成、材料の表面改質、さらには環境浄化プロセスなどにもプラズマが利用されており、多くの研究が行われている [1]。そして、その研究はプラズマの解析とともに反応の制御にも及んでいる。例としてプラズマエッチングでは、プラズマ中のイオン化率の上昇とエッチングの高い異方性を達成するために低圧力の放電が必要となり、それにともなうプラズマ密度の低下といった問題を解消するために、ECR放電、誘導結合放電といったプラズマ密度を向上させる方式が用いられるようになっている。これは、電子と気体原子分子との衝突頻度を制御する手法である [2]。また、プラズマ中の荷電粒子のみならず電氣的に中性で化学的に活性な粒子（ラジカル種、励起種）の制御についての研究も行われている [3]。

ところで、パッシェンカーブの気圧 p と電極間距離 d との積 pd の値が、パッシェンミニマムよりも小さい領域での放電（以下低気圧放電と呼ぶ）は、電極間の E/n が高くなることから、高いエネルギー準位に励起された粒子が生成されるといわれている [4]。

著者らはこの放電を用いてPTFE（ポリ四フッ化エチレン：Poly-tetra-fluoro-ethylene）の表面処理を行い、酸素等の極性基の表面への導入について研究を行ってきた。

その結果、酸素雰囲気よりも、不活性なガス中に微量の酸

素が混入した雰囲気では処理すると、多くの酸素含有極性基を導入できることが確認されている [5]。

また、処理雰囲気の主体としては、He、Ne、Arガスを用いた処理よりも、 N_2 ガスで処理すると濡れ性が向上し、極性基が顕著に増えるといった結果が得られた。

したがって、PTFEへの極性基導入には窒素分子のイオン N_2^+ 、励起分子 N_2^* および、それらからの光が寄与すると考えた。そこで、イオンビーム照射装置を用いてイオン N_2^+ と励起分子 N_2^* の相対的な比を変えて処理を行ったところ、イオン N_2^+ の照射量を抑えた条件では極性基が多く導入され、イオンはむしろ破壊原因ではないかと示唆できる結果が得られた [6]。

放電空間から試料へ到達する時間を考慮すると、励起分子 N_2^* の中でも比較的放射寿命が長い準安定励起分子の寄与が予想された。特に、放射寿命が1.3~2.6sといわれ [7]、PTFEの炭素-フッ素間の結合力約5eV [8] より大きいポテンシャルエネルギー約6.2eVを持つ準安定励起分子 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ に着目した。

したがって、放電パラメータをあまり変えずに、イオンの密度に対する $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度を制御することが出来れば、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の表面処理への寄与を議論することが可能であろう。そこで、その制御手法として、放電空間にクエンチングガスを混入して、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度を変化させることを考えた。この密度の変化は、これまで報告された反応速度定数をもとにある程度予想できるであろうが、本論

文では、 E/n の高い低気圧放電といった、電子エネルギーが非平衡な領域でのクエンチングガス混入に伴う $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度の変化を実験的に確かめることを目的とし、そのために行った発光分光分析の結果についてまとめる。

2. 研究の原理および実験方法

<2・1> 準安定励起分子密度の制御 図1に $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の生成断面積 [9] を示す。図中の“A”は電子衝突による直接励起断面積、“B+C”は $N_2(B^3\Pi_g)$ および $N_2(C^3\Pi_u)$ からのカスケード遷移による励起断面積、“A+B+C”は各々を足し合わせたものである。これらを比較すると、20~30eVのエネルギーを持つ電子が多く生成されやすい[4]、放電空間全体が高い E/n となる低気圧放電では、直接励起に比べて上準位からのカスケード遷移による生成の割合が多くなると予想される。また、図2に示すように、許容遷移、禁制遷移を決定する選択規則によると、 $N_2(C^3\Pi_u)$ などは $N_2(B^3\Pi_g)$ を経由して $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ に遷移するので、前駆体 $N_2(B^3\Pi_g)$ をクエンチングガスにより脱励起することで $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ への緩和を妨げ、この状態の密度を制御できるのではないかと考えた。クエンチングガスは、 $N_2(B^3\Pi_g)$ のポテンシャルエネルギーを吸収できる準位 (図3のポテンシャル曲線の交差) を持つ水素 H_2 を用いた。

<2・2> 励起分子密度の変化の測定と反応モデル $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度の変化はプローブガスとして一酸化窒素 NO を混入し、 $NO(\gamma\text{-Band})$ の発光を測定することでモニタリングする。これは、本実験の気圧における中性気体粒子の衝突自由時間が約 $1\mu s$ であるのに対し、 $NO(\gamma\text{-Band})$ を放射する $NO(A^2\Sigma^+)$ の放射寿命が約170ns [7] と短かく、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の存在を反映するためである。

$N_2(B^3\Pi_g)$ の減少による $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度の減少を確かめるために、タイムアフトグロー法で、放電遮断後の1st.Positive Bandおよび $\gamma\text{-Band}$ の発光減衰の緩和時間 (時定数 $\tau_{(1+)}$ 、 $\tau_{(\gamma)}$) を測定し、それぞれの緩和時間の水素混入率依存性を求める。

任意の水素混入率での緩和時間の測定結果を、式(1)、式(2)を用いて、水素を入れていないときの時定数で規格化することにより、 $N_2(B^3\Pi_g)$ 、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度の水素未混入時の密度に対する変化の割合すなわち変化率 $\phi(B)$ 、 $\phi(A)$ がわかる。

式中の緩和時間、および励起分子密度の右肩のQは水素を混入したときの値、0は未混入のときの値を示す。

$$\phi(B) = \frac{\tau_{(1+)}^Q}{\tau_{(1+)}^0} = \frac{[N_2(B^3\Pi_g)]^Q}{[N_2(B^3\Pi_g)]^0} \dots (1)$$

$$\phi(A) = \frac{\tau_{(\gamma)}^Q}{\tau_{(\gamma)}^0} = \frac{\tau_{(N_2(A))}^Q}{\tau_{(N_2(A))}^0} = \frac{[N_2(A^3\Sigma_u^+)]^Q}{[N_2(A^3\Sigma_u^+)]^0} \dots (2)$$

図1 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ への励起断面積 [9]

Fig.1 Cross sections for electronic excitations to $N_2(A^3\Sigma_u^+)$.

図2 窒素励起準位図

Fig.2 Excited states of nitrogen molecule.

図3 分子間のポテンシャルエネルギーの授受

Fig.3 Potential energy transfer between molecules.

式 (1)、式 (2) の様に緩和時間の比が励起分子の密度の比、すなわち変化率になることについて以下に説明する。

図4に時間 $t=0$ で放電を遮断したときの端子電圧および放電発光強度 (γ -Band) の波形を示す。放電発光減衰の緩和時間 τ は、式 (3) の関数によるカーブフィットで算出する。なお、減衰曲線は片対数グラフで2桁にわたって直線に乗った。

$$I = I_0 \exp(-t/\tau) \cdots (3)$$

I_0 は時間 $t=0$ における発光強度

図4 端子電圧および放電発光の減衰波形

Fig.4 Decay of voltage and γ -Band emission.

放電発光強度の減衰曲線が式 (3) で近似出来ることから、放電遮断後の励起分子密度 $[N_2^*]$ の時間変化の式は、次のように表わすことができる。

$$[N_2^*(t)]^0 = [N_2^*]_{t=0}^0 \exp\left(-\frac{t}{\tau^0}\right) \cdots (4)$$

$$[N_2^*(t)]^Q = [N_2^*]_{t=0}^Q \exp\left(-\frac{t}{\tau^Q}\right) \cdots (5)$$

それぞれを時間で微分すると

$$\frac{d[N_2^*(t)]^0}{dt} = -\frac{[N_2^*]_{t=0}^0}{\tau^0} \exp\left(-\frac{t}{\tau^0}\right) \cdots (6)$$

$$\frac{d[N_2^*(t)]^Q}{dt} = -\frac{[N_2^*]_{t=0}^Q}{\tau^Q} \exp\left(-\frac{t}{\tau^Q}\right) \cdots (7)$$

放電遮断前の状態すなわち $t=0$ では定常条件が成立するので、

$$\frac{d[N_2^*(0)]^0}{dt} = -\frac{[N_2^*]_{t=0}^0}{\tau^0} = 0 \cdots (8)$$

$$\frac{d[N_2^*(0)]^Q}{dt} = -\frac{[N_2^*]_{t=0}^Q}{\tau^Q} = 0 \cdots (9)$$

式 (8)、式 (9) をまとめると、式 (10) となり、緩和時間の比が励起分子密度の比で表わすことが出来る。

$$\frac{\tau^Q}{\tau^0} = \frac{[N_2^*]_{t=0}^Q}{[N_2^*]_{t=0}^0} \cdots (10)$$

厳密には、 N_2 ($C^3\Pi_u$) 等の上準位からの遷移量が変化するので、その変化分が加わるはずだが、本実験では変化の割合および変化量のオーダーを見積もりたいので、上記の式で十分であると考えた。

なお、測定対象とした発光スペクトルの波長は以下の通りである。

1st.Positive Band : 760.3nm ($v'-v''=3-1$)

NO (γ -Band) : 236.2nm ($v'-v''=0-1$)

1st.Positive Bandは、 H_2 ($b^3\Sigma_u$) のポテンシャル曲線が N_2 ($B^3\Pi_g$) の振動レベル $v=3$ 付近で交差すること、NO (γ -Band) は、1st.Positive Band ($v'-v''=3-1$) の放射遷移で生じた N_2 ($A^3\Sigma_u^+$, $v=1$) とNOとの反応によりNO ($A^2\Sigma^+$, $v=0$) が生成され易い [10] ということから、それぞれの波長を選択した (図3)。

以上の反応モデルの式を次に示す。

図3において H_2 のポテンシャル曲線は、 N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) のポテンシャル曲線とも交差しているが、表1に示すように H_2 による N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) の脱励起は N_2 ($B^3\Pi_g$) に比較して起こりにくいといわれている [11] [12]。

表1 H_2 による N_2^* の脱励起反応速度定数

Table1. Quenching rate constant for $N_2^*+H_2$

窒素励起準位	反応速度定数 cm^3s^{-1}
$A^3\Sigma_u^+$	2.4×10^{-15} [11]
$B^3\Pi_g$	2.4×10^{-11} [12]

<2・3> プローブガスNOの水素混入に対する変化

この実験では式 (2) で表したように、NO (γ -Band) の緩和時間の変化が、 N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) の密度の変化を反映しているが、この条件を満たすためには、放電時にプローブガスNOの量が H_2 の混入によって変化しないことが必要である。そこで、質量分析器を用いて、水素混入時のプローブガスNOの変化を測定した。

<2・4> 実験装置 図5に実験装置の測定系、図6に回路系の概略図を示す。

放電発光はチャンバーの石英ガラス窓、バンドパスフィルターを通り、光電子増倍管に入射する。光電子増倍管の出力をデジタルオシロスコープのCH1に、放電電極間の端子電圧をトリガ信号としてCH2に取り込み、真空スイッチ (VCS) による放電遮断後の放電発光減衰波形を測定する。減衰波形はオシロスコープのAVERAGE MODEで10回の測定の平均をとり、パーソナルコンピュータにデータを取り込んだ後、スムージング処理をした。

使用したバンドパスフィルターは、1st.Positive Bandの測定には中心波長760nm半値幅11.2nm、ピーク透過率45%のフィルター、 γ -Bandの測定には中心波長239nm半値幅

12.5nm、ピーク透過率12%のフィルターを用いた。

NOの変化を確認するために用いた質量分析器は、四重極質量分析計で、放電空間からガラス管で中間室、中間室から金属製のオリフィスで分析室に拡散ポンプ、ターボ分子ポンプによる差動排気でNOを取り込む。なお、ガラス管のピンホールの直径を0.6mm、金属製オリフィスのピンホールの直径を0.5mmとすることで分析室の気圧を 5.3×10^{-3} Paとし、分析室の動作範囲に保った。放電電流は陽極とグランド間に20[Ω]の抵抗を接続してデジタルマルチメーターで電圧降下として測定する。また、放電遮断時の電源の保護のために1.8[kΩ]の抵抗を挿入した。

<2・5> 実験条件 実験に使用したガスは市販のガスで、窒素とプローブガスの一酸化窒素NO(0.1%)を混合したガス(純度99.999%)と、クエンチング用の水素ガス(純度99.9999%)を、それぞれ流量計を通してチャンバーに流入する。実験中は放電チャンバー内にガスを絶えず流し込み、ロータリーポンプによりチャンバー内の気圧を一定に保つ。また混入率 α は、流量計で混合ガスの流量を $Q_{mix}=625$ ml/min、水素の流量を $Q_{H_2}=4\sim 20$ ml/minとして調整する。

$$\alpha = \frac{Q_{H_2}}{Q_{mix}} \times 100 \quad [\%] \quad \dots (15)$$

Q_{H_2} : H₂ ガス流量

Q_{mix} : N₂+NO (0.1%) 混合ガス流量

放電条件は、気圧 $p=13.3$ Pa、電極間距離 $d=30$ mm、放電遮断前の放電電流は $I=8$ mAとした。これは1st.Positive BandおよびNO(γ -Band)の強度が測定に充分になる条件である。

純N₂での放電に比べ、N₂+NO(0.1%)混合ガスで放電した場合、端子電圧に数%の上昇がみられた。しかし、この上昇は放電時間に対する端子電圧のばらつきの範囲内であり、また、放電発光スペクトル群のバランスも大した変化がみられなかったため、NOを混合したことで放電空間内の系全体が、大きく変化していないと判断した。

3. 結果および検討

<3・1> プローブガスNOの水素混入に対する変化

放電空間内でプローブガスNOが水素混入に対して変化しないことを確かめるために行った質量分析の結果を図7に示す。図7の縦軸は質量分析器の検出器に流れる電流の値である。この値は5回の測定の平均値であり、各プロット毎にばらつきが 1×10^{-12} A程度であったので、NOの量は、水素混入に対して変化せず、プローブガスとして使用してよいと判断した。したがって、N₂($A^3\Sigma_u^+$)の密度の変化 $\propto$ NO(γ -Band)の発光強度の変化として、以後議論する。

<3・2> 1st.Positive Bandの緩和時間の測定 窒素準安定励起分子N₂($A^3\Sigma_u^+$)の前駆体であるN₂($B^3\Pi_g$)が、水素によって脱励起し、その密度が変化したことを確かめる

図5 実験装置概略図(測定系)

Fig.5 Measurement system.

図6 実験装置概略図(回路系)

Fig.6 Electric circuit.

図7 水素混入に対するNOの変化

Fig.7 Intensity of NO mass spectrum vs. mixing ratio of hydrogen.

ために、水素混入率を変化させて 1st.Positive Band の緩和時間(発光減衰の時定数 $\tau_{(1+)}$)を測定した。その結果を図 8 に示す。

図 8 水素混入率に対する 1st.Positive Band の緩和時間

Fig.8 Relationship between relaxation time of 1st.Positive Band (760.3nm) and mixing ratio of hydrogen.

図 8 をみると、水素混入率の増加にともない、緩和時間 $\tau_{(1+)}$ は未混入時の約 55% まで減少しており、 $N_2 (B^3\Pi_g)$ が水素によって脱励起し、その密度が減少していることがわかる。

<3・3> NO (γ -Band) の緩和時間の測定 $N_2 (B^3\Pi_g)$ の密度の減少にともなう $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ の密度の減少を確認するために、水素混入率を変化させてプローブガスの発光 NO (γ -Band) の緩和時間(発光減衰の時定数 $\tau_{(\gamma)}$)を測定した。その結果を図 9 に示す。

図 9 水素混入率に対する NO (γ -Band) の緩和時間

Fig.9 Relationship between relaxation time of NO (γ -Band) (236.2nm) and mixing ratio of hydrogen.

図 9 をみると、水素混入率が増加するにつれ、緩和時間 $\tau_{(\gamma)}$ が短くなっているため、 $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ の密度が減少していることがわかる。また、式 (1)、式 (2) より、 $N_2 (B^3\Pi_g)$ 、 $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ の水素未混入時の密度に対する変化の割合を求めた。その結果を図 10 に示す。

図 10 において、 $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ は未混入時の約 20% 程度ま

で減少しており、 $N_2 (B^3\Pi_g)$ に比べて大きく減少している。このことから、前駆体 $N_2 (B^3\Pi_g)$ の減少以外にも $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ の密度が減少する過程があると考えられる。

図 10 水素未混入時の密度に対する $N_2 (B^3\Pi_g)$ 、 $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ の減少

Fig.10 Decrease of $N_2 (B^3\Pi_g)$ and $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$.

<3・4> 水素原子による脱励起過程 表 1 に示したように水素分子による $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$ の脱励起は少ないが、水素原子による脱励起があり、反応速度定数が $2.1 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ と比較的大きな値であることが報告されている [13]。

また、水素の混入率を増加させていくと放電遮断前の放電発光がオレンジ色になってくるので、600nm~700nm の放電発光スペクトルを測定した。測定には分光器、光電子増倍管、フォトンカウンタからなる測定系を用いた。

その測定結果を図 11 に示す。

図 11 水素混入時の水素原子発光スペクトル

Fig.11 Intensity of $H\alpha$ spectrum.

水素を混入すると水素原子の発光スペクトル ($H\alpha$: 波長 656.3nm) が現われ、水素混入率の増加とともに強度が強くなった。

なお、水素原子のスペクトルの左右のピークは 1st.Positive Band のスペクトルで、水素の増加とともに減少している。

この水素原子は、電子衝突による解離、そして図 3 に示したように、 $N_2 (B^3\Pi_g)$ のポテンシャルエネルギーを吸収

した $H_2(b^3\Sigma_u^-)$ のポテンシャル曲線が反結合性ポテンシャル曲線で、この準位に励起した水素分子が解離することによって生じたものと考えられる。

したがって、放電遮断後の電極間には遮断前に生成された水素原子と、 $N_2(B^3\Pi_g)$ の H_2 によるクエンチングで生じた水素原子が存在し、それによって $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ が脱励起され、減少の割合が $N_2(B^3\Pi_g)$ に比較して大きくなるのではないかと考えられる。

<3.5> イオン密度に対する励起分子密度の変化 図10に示したように、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の水素未混入時の密度に対する変化の割合が求められたので、イオン密度に対する変化について検討する。

水素未混入時の定常状態にある低気圧放電空間内の $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度は、モンテカルロシミュレーション [4] [14]の結果より $10^{11} [cm^{-3}]$ オーダ、またイオン密度は $10^9 [cm^{-3}]$ オーダと見積もられている [12]。

したがって図10と考え合わせると、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度は水素未混入時に対して $10^{11} [cm^{-3}]$ オーダで変化し、イオン密度より2桁多いオーダで変化させられることがわかった。

4. まとめ

著者らの行なってきた高い E/n の条件による放電では、高分子材料PTFEの表面処理に、窒素準安定励起分子 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ が寄与すると予想された。そこで、窒素準安定励起分子 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の密度を、前駆体である $N_2(B^3\Pi_g)$ を水素ガスでクエンチすることによって制御することを考えた。そして、それぞれの密度の変化を確かめるために、タイムアップターグロー法で1st.Positive Band、NO(γ -Band)の緩和時間 $\tau_{(1+)}$ 、 $\tau_{(\gamma)}$ を測定した。

その結果、水素混入率の増加にともない $\tau_{(1+)}$ 、 $\tau_{(\gamma)}$ いずれも減少し、水素混入率3%で $N_2(B^3\Pi_g)$ が水素未混入時の約55%程度、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ が約20%程度まで減少することがわかった。そして、この密度の変化は $10^{11} [cm^{-3}]$ オーダで、イオン密度より2桁多いオーダで変化させられることが確かめられ、窒素準安定励起分子 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の表面処理への寄与を議論する上で、励起分子の密度を制御できる見通しがつけられた。

また、放電遮断前の放電発光計測から、水素原子スペクトルが観測され、前駆体の減少だけでなく水素原子による $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の脱励起プロセスが加わって、 $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ の減少の割合が大きくなるのではないかと示唆できる結果が得られた。

(平成9年10月3日受付、平成10年2月25日再受付)

文献

- [1] 例えば、丸山、塚本、藤原、大森、米田、番篠：「ノンバイアスECRプラズマによる微細加工技術」，三菱電機 技術報告 Vol.68, No.3, pp.103 (305) -106 (308) (1994)
- [2] 寒川：「サブミクロンを加工し埋めるプラズマプロセス技術！」電学誌，Vol.117, No.2, pp.98-103 (1997)
- [3] 例えば、H.H.Doh, J.H.Kim and K.W.Whang：「Effect of

hydrogen addition to fluoro-carbon gases (CF_4, C_4F_8) in selective SiO_2/Si etching by electron cyclotron resonance plasma” J.Vac.Sci.Technol., Vol.A14, No.3, pp.1088-1091 (1996)

- [4] M.Yumoto, Y.Kuroda and T.Sakai：「Electron energy distribution of glow-like discharge in nitrogen at very high E/n conditions” J.Phys.D：Appl.Phys., Vol.24, pp.1594-1600 (1991)
- [5] T.Sakai, M.Nakao, S.Hoshino and M.Yumoto：「Processing of polymer surface by low pressure discharge in gases”，電学論 A, Vol.112, No.8, pp.718-724 (1992)
- [6] 星野、湯本、堺：「低気圧放電によるPTFEの表面処理における窒素準安定励起分子の効果」，電学論 A, Vol.115, No.4, pp.357-362 (平74)
- [7] 電気学会技術報告「プラズマリアクタにおける活性種の反応過程とその応用」，電気学会，第481号，pp.23-27 (1994)
- [8] J.Brandrup, E.H.Immergut：「POLYMER HANDBOOK”，Second edition, A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION (1975)
- [9] J.S.Chang, R.M.Hobson, 市川、金田：「電離気体の原子・分子過程」，東京電機大学出版局 pp.148, (1982)
- [10] Lawrence G.Piper, Lauren M.Cowles, and Wilson T.Rawlins：「State-to-state excitation of $NO(A^2\Sigma^+, v'=0, 1, 2)$ by $N_2(A^3\Sigma_u^+, v'=0, 1, 2)$ ” J.Chem.Phys., Vol.85, No.6, pp.3369-3378 (1986)
- [11] T.G.Slanger：「Reactions of Small Transient Species”，Chap.5, A.Fontijn&M.A.A.Clyne (eds.), Academic Press (1983), and references therein
- [12] L.C.Lee and Masako Suto：「Production and quenching of excited photofragments of N_2O ” J.Chem.Phys., Vol.80, No.10, pp.4718-4726 (1984)
- [13] Grace H.Ho and Michael F.Golde：「Experimental study of the reactions of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ with H atoms and OH radicals” J.Chem.Phys., Vol.95, No.12, pp.8866-8870 (1991)
- [14] 河田、湯本、堺：「高 E/n 領域の放電における窒素準安定励起粒子の生成と粒子束に関するシミュレーション」，電学論 A, Vol.116, No.10, pp.895-896 (1996)

植松 克之 (学生員) 1974年1月15日生まれ。96年3月武蔵工業大学工学部電気電子工学科卒業。98年3月同大学大学院工学研究科修士課程修了。現在、富士電機株式会社勤務。

湯本 雅恵 (正員) 1950年1月17日生れ。1978年3月武蔵工業大学大学院後期博士課程修了。同年4月同大学工学部助手。1995年4月同大学工学部教授、現在に至る。工学博士。主として E/n の高い領域の放電現象の解析、及び表面物性に関する研究に従事。IEEE会員。

堺 孝夫 (正員) 1931年6月14日生れ。1958年3月東北大学大学院修士課程修了。1966年4月武蔵工業大学工学部教授。1997年4月武蔵工業大学工学部長、現在に至る。工学博士。主として高分子材料の劣化や表面処理および放電化学の研究に従事。応用物理学会会員、IEEE会員。