アフタグロー法を用いた両極性拡散から自由拡散への移行の研究

正 員 岡田 富男 (前橋工科大学)

正 員 菅原 實 (八戸工業大学)

非正員 後藤 誠 (群馬職業能力開発短期大学校)

Study of the Transition from Ambipolar to Free Diffusion by means of Afterglow Technique

Tomio Okada, Member (Maebashi Institute of Technology), Minoru Sugawara, Member (Hachinohe Institute of Technology), Makoto Goto, Non-member (Gunma Polytechnic College)

The electron density-dependence of effective diffusion coefficient D_s for electrons in argon Maxwellianized plasmas has been verified experimentally by means of afterglow technique. A calibrated microwave resonant cavity was used for measuring the electron density. By appending a synchronous detector to a conventional circuit, the sensitivity for the electron density $\langle n_e \rangle$ averaged over the volume of the cavity increased by about three orders of magnitude. Temporal behavior of the electron density between 10^{16} and $2.5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ at pressures of 46.6 and 66.5 Pa was measured. In order to compare the experimental with theoretical results, $\langle n_e \rangle$ was transformed into the axial density, by the decay rate of which D_s was determined. The values of D_s were compared with those obtained theoretically by several authors in the range of ratios between 4 and 500 of the characteristic diffusion length Λ of the discharge tube to the Debye length λ_{D0} for electrons. It was found experimentally that diffusion mode changed from ambipolar diffusion to transition modes when Λ/λ_{D0} became smaller than about 100.

キーワード：実効拡散係数，熱平衡プラズマ，アルゴン，アフタグロー，マイクロ波空洞共振器

1. まえがき

電子と正イオンの両極性拡散から自由拡散への遷移に関する最初の研究は Allis と Rose ⁽¹⁾ によって行われた。その後、種々の条件での報告 ⁽²⁾ がある。それによると、拡散の領域は3つに分けられる。電子のデバイ長が放電管の特性拡散長よりも十分短い場合は、両極性拡散である。デバイ長が特性拡散長とほぼ等しくなると、電子とイオンは両極性拡散から外れ始め遷移領域に入る。さらに、デバイ長が特性拡散長よりも十分大きくなると、電子もイオンも自由拡散を行う。定常状態において電子温度がイオン温度より十分大きい条件での解析結果の報告 ⁽³⁾ がある。一方、電子温度とイオン温度が等しい条件での解析はアフタグロー法を用いて行われた。理論的研究では、Gusinow と Gerber ⁽⁴⁾ が無限長平行放電管において、Allis と Rose と同じ条件で計算を行った。その結果、遷移領域において電子の実効拡散係数は Allis と Rose の結果に比べて小さい値になった。また、Kregel ⁽⁵⁾ は無限長円筒放電管において、53.2 と 532 Pa の He アフタグローにおける電子とイオン密度の時間的

間的な振る舞いを計算した。実験的研究では、Freiberg と Weaver の研究 ⁽⁶⁾ がある。彼等はマイクロ波空洞共振器法を低電子密度まで測定できるように改良した。これを 53.2 と 532 Pa の He アフタグローに適用して、電子密度の時間微分から電子の実効拡散係数を決定した。さらに彼等は理論的に得られた実効拡散係数と実験から得られたそれとを比較した。その結果、532 Pa については比較的良い一致が見られたが、53.2 Pa では一致は悪かった。

これまでの実験的研究は電子とイオンの拡散係数の比が小さいガスを対象としており、その比が大きなガスに関しては報告がない。また、原子イオンが主なイオン種である条件での電子の拡散係数の電子密度依存に関する実験的検討がほとんどない。さらに、電子温度とイオン温度が等しい条件での実験的検討も少ない。実験においては荷電粒子密度の絶対値を知る必要がある。これまでの測定では、マイクロ波空洞共振器法を用いて電子密度を測定しているが、電子密度の絶対値に対する共振器の較正がされていない。

この研究では、原子イオンが主なイオン種である条件における電子の実効拡散係数の電子密度依存を実験的に調べ

ることを目的とする。電子とイオンの拡散係数の比が大きいアルゴンガスを対象とする。電子とイオン温度が熱平衡にある条件で実験を行うために、アフタグロー法を用いた。電子密度の測定には絶対値較正したマイクロ波空洞共振器を用いた。

2. 測定方法と結果

2.1 実験条件

実験に用いた放電管は、内径 31 mm、熱陰極と陽極間距離 560 mm のパイレックス製であった。実験には直流パルス放電を使用し、そのピーク電流は 1.0 A、放電時間は 0.1 ms、放電周期は 80 ms であった。放電管を実験前に 150 °C で一週間加熱排気した。到達真空度は 2.66×10^{-5} Pa であった。純度 99.999 % の Ar ガスを用いた。動作ガス圧では diffusion cooling ⁽⁷⁾ が起きず、かつ Ar⁺ イオンが支配的になるように 46.6 と 66.5 Pa とした。この条件では、 $A/\lambda_i \gg 1$ (A : 放電管の特性拡散長、 λ_i : Ar⁺ イオンの平均自由行程) である。

2.2 電子密度の測定方法と結果

今回用いた方法は、Freiberg と Weaver ⁽⁶⁾ によって低電子密度まで測定できるように改良された方法に基づいている。

図 1 電子密度の測定ブロック図。

Fig. 1. Diagram of the experimental circuit for the measurement of the electron number density.

ただし、電子密度の測定には絶対値較正したマイクロ波空洞共振器 (TM₀₁₀ - mode) ⁽⁸⁾ を用いた。測定値 $Q_0 = 587$ と $f_0 = 2.7253$ GHz (f_0 : プラズマが無いときの共振周波数) をエネルギー応答時間 $t_r = Q_0/(2\pi f_0)$ に代入し、 $t_r = 3.4 \times 10^{-8}$ s を得た。応答時間は電子密度の減衰の時定数よりも 5 桁短い。 $(\nu_c/\omega)^2 \ll 1$ (ν_c : 電子の衝突周波数、 $\omega (= 2\pi f)$: マイクロ波電界の角周波数) が満たされているので、マイクロ波電界の角周波数に対する衝突項の効果は無視できる。平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ と Δf との関係は次式 ⁽⁸⁾ のようになる。

$$\langle n_e \rangle = 8.862 \times 10^{-2} f \Delta f \quad (1)$$

ここで、 $\Delta f = f - f_0$ である。

マイクロ波電界による擾乱を最小にするために以下の式 ⁽⁹⁾ を満足するようにマイクロ波の電力を調整した。

$$P_0 \ll 1.94 \times 10^{-30} \frac{\omega^3 V T_a}{Q_0 A} \quad (2)$$

ここで、 P_0 はマイクロ波電力、 A はガス粒子の分子量、 T_a はガス温度、および V は共振器の体積である。実験条件

図 2 タイミングチャート。

Fig. 2. Timing chart.

$\omega_0 = 1.712136 \times 10^{10} \text{ rad s}^{-1}$, $V = 2.28 \times 10^{-4} \text{ m}^3$, $T_a = 300 \text{ K}$, $Q_0 = 587$ および $A = 40$ を (2) 式に代入し, $P_0 \ll 28.4 \times 10^{-6} \text{ W}$ を得た. そこで, $5 \mu\text{W}$ のマイクロ波電力を供給した.

測定のプロック図を図 1 に示す. 図中の波線で囲まれた部分が低電子密度を測定するための回路である. 図 1 に対応するタイミングチャートを図 2 に示す. アフタグローの 1 周期の時間内にプラズマが有る時刻と無い時刻に scan delay pulse generator から周期 40 ms のトリガをマイクロ波発振器に加えて周波数掃引する. アフタグローの 1 周期に 2 つの共振ディップが現われる. それを時間微分し, zero-crossing detector に入力し, 同期パルスを生じさせる. さらにそれを TAC に入力する. Scan delay pulse generator からのパルスをスタートパルスとし, zero-crossing detector からのパルスをストップパルスとする. プラズマが有るときと無いときではスタートとストップパルスとの時間差に違いが生じる. その結果, プラズマの有無により TAC の出力電圧に差が出る. TAC の出力をロックインアンプに入力し, 同期検波する. 事前に決めた周波数差とロックインアンプの出力電圧との関係を用いて, 任意の時刻の周波数を決定した. その周波数を (1) 式に代入して電子密度を計算した. 結果を図 3 に示す. 黒塗は従来の方法で測定した結果, 白抜きは改良した方法で測定した結果である. この方法により, 密度の測定感度が向上した.

図 3 電子密度の時間的振る舞い.

Fig. 3. Temporal behavior of the electron density.

3. 解析と検討

3.1 電子の平均密度と軸上密度との関係

理論では, 実効拡散係数 D_e は軸上の電子密度を用いて計算されている. 一方, 実験からは電子の空間的平均密度が得られる. そこで, 理論との比較のために, アフタグローにおける電子と Ar^+ イオンの時間的・空間的な振る舞いを数値計算により求め, 電子の平均密度と軸上の密度との関係を得る.

まず, 実験を行った気圧においてアルゴン原子イオン Ar^+ が分子イオン Ar_2^+ に比べて充分支配的であるかどうかを検討する. Ar^+ と Ar_2^+ イオン密度をそれぞれ n_1 と n_2 とし, それぞれの両極性拡散係数を D_{a1} と D_{a2} とする. Ar^+ から Ar_2^+ イオンへの変換係数を k とし, Ar_2^+ イオンの解離再結合係数を α とする. 電子とガス密度をそれぞれ n_e と n_a とする. 各イオンのレート方程式は以下の式で表わされる.

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = D_{a1} \nabla^2 n_1 - k n_a^2 n_1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = D_{a2} \nabla^2 n_2 + k n_a^2 n_1 - \alpha n_e n_2 \quad (4)$$

(3) 式において, 拡散は基本モードに従って起こり, Ar^+ イオンの径方向分布は零次のベッセル関数で表わされると仮定する. (4) 式においては, 解離再結合過程が存在するので Ar_2^+ イオンの径方向分布は零次のベッセル関数から外れることが予想されるが, そのずれは少ないものとする. (3) 式と (4) 式を連立させて解き, n_2 対 n_1 の比を求めると次式を得る.

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{n_{20}}{n_{10}} + C \right) \exp \left[\left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right) t \right] - C \quad (5)$$

ここで, n_{10} と n_{20} はそれぞれ Ar^+ イオンと Ar_2^+ イオンの初期密度である. また,

$$C = k n_a^2 / (1/\tau_1 - 1/\tau_2) \quad (6)$$

$$1/\tau_1 = D_{a1}/A^2 + k n_a^2 \quad (7)$$

$$1/\tau_2 = D_{a2}/A^2 + \alpha n_e \quad (8)$$

であり, $A = R/2.405$ (R : 放電管の半径) である.

まず, n_{20}/n_{10} の算出のために, グロー放電管光柱における原子および分子イオンの存在比を算定する Ichikawa と Teii の方法⁽¹⁰⁾を用いた. その際, 電子の初期密度が必要になるが, 共振器の遮断密度が $7 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ であったので初期密度は測定できなかった. そこで, 測定した電子密度を用いて時間の原点 ($t=0$) に外挿し, 初期密度を推定した. 計算の結果, 46.6 Pa のときは $n_{20}/n_{10} = 1.45 \times 10^{-3}$ であり, 66.5 Pa のときは 4.0×10^{-3} であった.

次に, 電子温度を見積もった. 以前, ガス圧 13.1 から 159.6 Pa の Ar アフタグローにおいて, ラジオメータを用いて電子温度の時間的変化を計測した. その結果, 電子温

表1 パラメータ

Table 1. Parameters

パラメータ	文献
$D_{a1}n_a = (2.24 \pm 0.28) \times 10^{20} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	(13)
$D_{a2}n_a = (2.52 \pm 0.42) \times 10^{20} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	(13)
$k = (2.26 \pm 0.19) \times 10^{-43} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$	(12)
$\alpha = (9.1 \pm 0.9) \times 10^{-13} \text{ m}^{-6} \text{ s}^{-1}$	(16)

度は約 1 ms 以降で室温になっていることを確認した⁽¹²⁾。今回の実験でのガス圧は上記の範囲内にあり、電子密度を測定したアフタグローの時刻は 6 ms 以降であるので、電子とイオンは熱平衡にあると考えられる。よって、電子とイオンの温度を 300 K とした。

以上の結果と表 1 に掲げた 300 K における各パラメータの値を (5) ~ (8) 式に代入して、電子密度が $1.2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ のときの n_2/n_1 を計算した。その比は、46.6 Pa のときは 2.6×10^{-2} であり、66.5 Pa のときは 5.7×10^{-2} であった。

上記の議論から Ar⁺イオンが主たるイオン種とみなされるので、電子と Ar⁺イオンの時間的空間的な振舞いを調べる。電子と Ar⁺イオンの温度は 300 K とする。無限長円筒放電管における電子と Ar⁺イオンのレート方程式は以下のようになる。

$$\frac{1}{D_e} \frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{\mu_e}{D_e} \frac{1}{r} \frac{\partial (r n_e E)}{\partial r} \quad (9)$$

$$\frac{1}{D_1} \frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial^2 n_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n_1}{\partial r} - \frac{\mu_1}{D_1} \frac{1}{r} \frac{\partial (r n_1 E)}{\partial r} - \frac{k n_a^2 n_1}{D_1} \quad (10)$$

$$E = \frac{e}{2\pi r \epsilon_0} \int_0^r (n_1 - n_e) 2\pi r' dr' \quad (11)$$

ここで、 D_e と D_1 はそれぞれ電子と Ar⁺イオンの拡散係数、 μ_e と μ_1 はそれぞれ電子と Ar⁺イオンの移動度、 r は任意の半径、 E は空間電荷による径方向電界を表す。(9) 式から (11) 式までを連立させて、クランクニニコルソン法を用いて数値計算を行い、 n_e と n_1 について解いた。境界条件は、管壁で $n_e = n_1 = 0$ とした。図 4 (a) と (b) にそれぞれ両極性拡散の領域と遷移領域の電子と Ar⁺イオンの径方向分布を示す。2つの領域では、荷電粒子の径方向分布は零次のベッセル関数で近似される。

マイクロ波空洞共振器によって測定される電子密度の平均値は次式のようになる。

$$\langle n_e \rangle = n_e(0) \frac{\int g_e(r) E_m^2 dv}{\int E_m^2 dv} \quad (12)$$

ここで、 $n_e = n_e(0)g_e(r)$ 、 $n_e(0)$ は軸上の電子密度、 $g_e(r)$ は $n_e(0)$ で規格化された電子の径方向の相対密度分布、 E_m

(a) 両極性拡散領域。

(a) Ambipolar diffusion region.

(b) 遷移領域

(b) Transition region.

図4 荷電粒子の径方向密度分布の計算値。

Fig. 4. Calculated values of the radial distributions of charged particles.

はプラズマが無いときの放電管内のマイクロ波電界を表す。電界の空間分布の測定では、直径 2 mm のパイレックスガラス球とテフロン球を放電管内に挿入して、共振周波数の変化を計測した。 E_m の測定方法の詳細は文献 (8) に述べられている。測定結果を図 5 に示す。 $n_e(r)$ と測定した E_m^2 の空間分布を (12) 式に代入して $\langle n_e \rangle$ を計算した。 $\langle n_e \rangle$ と $n_e(0)$ との関係を図 6 に示す。図 6 より、 $n_e(0)$ と $\langle n_e \rangle$ の関係は、

$$n_e(0) = 1.47 \langle n_e \rangle \quad (13)$$

と表わされる。

3.2 実効拡散係数と電子のデバイ長の決定方法

以上の結果を用いて軸上の電子密度に対する実効拡散係数 D_s と電子のデバイ長 λ_{D0} を決定する。 $n_e \approx n_1$ のとき、次式が成り立つ。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_s \nabla^2 n_e - k n_a^2 n_e \quad (14)$$

D_s/D_e は (14) 式から導かれる。

$$\frac{D_s}{D_e} = - \left(\frac{n_a}{n_e(0)} \frac{\partial n_e(0)}{\partial t} + k n_a^3 \right) \frac{\Lambda^2}{D_e n_a} \quad (15)$$

3.1 節で述べたように、荷電粒子の径方向分布は零次のベッセル関数で近似できるので、 $\Lambda = R/2.405$ とした。(13) 式を (15) 式に代入すると次の関係を得る。

$$\frac{D_s}{D_e} = - \left(\frac{n_a}{\langle n_e \rangle} \frac{\partial \langle n_e \rangle}{\partial t} + k n_a^3 \right) \frac{\Lambda^2}{D_e n_a} \quad (16)$$

図5 プラズマが無いときの放電管内の E_m^2 の典型的な空間分布。

Fig. 5. Typical data of the spatial distribution of E_m^2 in the empty discharge tube.

図6 $n_e(0)$ 対 $\langle n_e \rangle$ の関係。

Fig. 6 Relationship between $n_e(0)$ and $\langle n_e \rangle$.

(16) 式を用いて D_s/D_e を決定する。

軸上の電子密度に対するデバイ長は次式で表わされる。

$$\lambda_{D0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e(0) e^2}} \quad (17)$$

ここで、 ε_0 は真空の誘電率、 k_B はボルツマン定数、 e は素電荷である。(13) 式を (17) 式に代入して

$$\lambda_{D0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{1.47 \langle n_e \rangle e^2}} \quad (18)$$

を得る。

(16) 式に測定値 $\langle n_e \rangle$ 、 $D_e = 88.5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (11) および $k = 2.26 \times 10^{-43} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ (12) を代入して、 D_s/D_e を計算した。また、(18) 式に測定値 $\langle n_e \rangle$ を代入して λ_{D0} を計算した。各ガス圧における D_s/D_e 対 Λ/λ_{D0} の関係を図7に示す。 Λ/λ_{D0} が大きくなるとともに、 D_s/D_e は一定値に漸近している。Allis と Rose (1) によると、 D_s は両極性拡散係数に近づく。 $100 \leq \Lambda/\lambda_{D0} \leq 500$ において $D_{a1}/D_e = (6.81 \pm 0.81) \times 10^{-5}$ と決定した。よって、 $D_{a1} n_a = (1.94 \pm 0.23) \times 10^{20} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ となった。電子と Ar^+ イオンとが熱平衡の場合は、 μ_1 は $D_{a1} n_a$ の値から次式を用いて求めることができる (12)。

$$\mu_1 = 2.14 \times 10^{-22} D_{a1} n_a / T_a \quad (19)$$

上で決定した $D_{a1} n_a$ の値を (19) 式に代入し、ガス温度 $T_a = 300 \text{ K}$ のときの μ_1 を計算すると $(1.38 \pm 0.16) \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ となった。質量分析計を用いて測定された Ar^+ イオンの移動度 $(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (13) と比較すると、両者は測定誤差内で一致した。

3.3 理論との比較

Allis と Rose (1) は水素プラズマにおいて、電子温度とイオン温度が等しいとき、 $\sigma = \mu_e/\mu_1 = 32$ として D_s/D_e の軸上の電子密度依存を計算した。彼等の論文 (1) の図9のグラフからコンピュータ・シミュレーションにより得られた結果を読み取った。ただし、Allis と Rose のグラフの横軸は $n_e(0) \Lambda^2 \mu_e / D_e$ である。そこで、これをアインシュタインの関係を用いて変形し、以下の換算式を導いた。

$$\frac{\Lambda_{AR}}{\lambda_{D0}} = \frac{e}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{n_e(0) \Lambda^2 \mu_e}{D_e}} \quad (20)$$

ここで、 Λ_{AR} は拡散長を表わす。(20) 式を用いて、Allis と Rose の結果を図7に ∇ 印で再プロットした。さらに、再プロットした結果に合うような経験式 (21) 式 (図7中の破線) を導いた。

$$\log \left(\frac{D_s}{D_e} \right) = \frac{1}{1 + 1.26 \left(\frac{\lambda_{D0}}{\Lambda_{AR}} \right)^{1.17}} \log \left(\frac{D_{a1}}{D_e} \right) \quad (21)$$

(21) 式を今回の場合に適用して計算した結果を図7に実

線で示した。 $4 \leq A/\lambda_{D0} \leq 500$ の範囲で計算と実験値が一致している。

Muller と Phelps ⁽¹⁴⁾ は、 $T_e \gg T_i$ (T_e : 電子温度, T_i : イオン温度) の条件で得られた数編の理論的な計算結果に合うような経験式を導いた。更に、Chantry ⁽¹⁵⁾ はそれを単純化した式を導いた。Phelps ⁽²⁾ によると、 $T_e = T_i$ では Chantry の導いた (38) 式と (39) 式の中の $1 + \sigma$ を $D_e/(2D_1)$ で置き換えればよい。そこで、以下の式を得る。

$$\frac{D_s}{D_e} = \frac{1}{1 + \frac{\xi l_s}{A^2}} \times \frac{20 + 10 \frac{A}{\lambda_{D0}} + \left(\frac{A}{\lambda_{D0}}\right)^2}{20 + 12 \sqrt{\frac{D_e}{2D_1} \frac{A}{\lambda_{D0}} + \frac{D_e}{2D_1} \left(\frac{A}{\lambda_{D0}}\right)^2}} \quad (22)$$

$$\frac{l_s}{\lambda_i} = \sqrt{\frac{\pi m D_e}{M D_1}} \frac{1 + 3.3 \frac{A}{\lambda_{D0}}}{1 + 1.17 \frac{D_e}{D_1} \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{A}{\lambda_{D0}}} \quad (23)$$

ここで、 $\xi = R/2$ 、 m と M はそれぞれ電子と Ar^+ イオンの質量である。 $D_e/D_1 = 2.94 \times 10^4$ として (22) 式と (23) 式を連立させて計算した。その結果を図 7 に一点鎖線で示した。実験結果と良い一致が得られた。

Dote と Shimada ⁽³⁾ は、Allis と Rose の一定比近似仮定 (constant ratio approximation) ⁽¹⁾ を改良した。彼等は、Allis と Rose の一定比近似仮定では拡散長が定数の如く扱われているとして、2種類の等価拡散長の D_s/D_e 依存を表わす関係式を導いた。彼等はまず、グロー放電陽光柱において次式を導いた。

$$\frac{1}{\lambda_{D0}^2} \frac{D_e}{\nu_i} = \frac{\left(1 - \frac{D_s}{D_e}\right) \left[1 - \frac{\mu_1}{\mu_e} \left(\frac{D_s}{D_a} - 1\right)\right]}{\left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_e}\right) \frac{D_s}{D_e} \left(\frac{D_s}{D_a} - 1\right)} \quad (24)$$

ここで、 ν_i は電離衝突周波数、 D_a は両極性拡散係数である。次に、(24) 式から出発して $T_e/T_i \gg 1$ の条件下で、 $\sqrt{D_e/\nu_i}$ を等価拡散長 Λ_e とした場合の Λ_e/λ_{D0} と D_s/D_e との関係式と、 $\sqrt{D_a/\nu_i}$ を等価拡散長 Λ_a としたときの Λ_a/λ_{D0} と D_s/D_e との関係式を導いた。ここでの Λ_a は両極性拡散における特性拡散長に対応している。我々は $T_e = T_i$ の条件で、Dote と Shimada に倣って (24) 式から以下に示す2つの等価拡散長の関係式を導いた。

$$\frac{\Lambda_e^2}{\lambda_{D0}^2} = \frac{\left(1 - \frac{D_s}{D_e}\right) \left[1 - \left(\frac{D_1}{D_e}\right) \left(\frac{D_s}{2D_e} \frac{D_e}{D_1} - 1\right)\right]}{\frac{D_s}{D_e} \left(\frac{D_s}{2D_e} \frac{D_e}{D_1} - 1\right)} \quad (25)$$

$$\frac{\Lambda_a^2}{\lambda_{D0}^2} = \frac{2 \left(1 - \frac{D_s}{D_e}\right) \left(1 - \frac{D_s}{2D_e} + \frac{D_1}{D_e}\right)}{\left(\frac{D_e}{D_1} + 1\right) \frac{D_s}{D_e} \left(\frac{1}{2} \frac{D_e}{D_1} \frac{D_s}{D_e} - 1\right)} \quad (26)$$

図 7 D_s/D_e 対 A_j/λ_{D0} の関係。

記号 A_j は実験及び理論における拡散長を表わす。

Fig. 7. Relationship between D_s/D_e and A_j/λ_{D0} .

Symbol A_j denotes a diffusion length in the experiment and theories.

これらの式を今回の条件に適用して計算した結果を図 7 に示した。(25) 式を二点鎖線で、(26) 式を三点鎖線で示した。実験結果は (25) 式と (26) 式の間位置している。

3.2 節で確認したように、今回の実験では $A/\lambda_{D0} \geq 100$ では両極性拡散の領域であった。したがって、両極性拡散から遷移領域への移行は A/λ_{D0} の値が約 100 より小さくなると起こる。移行するときの特性拡散長対電子のデバイ長の比は Freiberg と Weaver ⁽⁶⁾ によっても得られている。彼等は He アフタグローにおいて、その比が 0.3 から 100 までの範囲で、電子の実効拡散係数を実験的に決定した。その結果、特性拡散長対電子のデバイ長の比が約 100 より小さくなると、拡散は両極性拡散から遷移領域に移行することを見出した。

4. むすび

(1) アルゴン熱平衡プラズマにおける電子の実効拡散係数の電子密度依存を、アフタグロー法を用いて実験的に調べた。ガス圧 46.6, 66.5 Pa において、電子密度に対して絶対値較正したマイクロ波空洞共振器を用いて、 10^{16} から $2.5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ までの平均電子密度の時間的振舞いを測定した。理論との比較のために、平均密度から軸上密度へ変換し、この値を用いて実効拡散係数を決定した。

(2) 実験から決定した実効拡散係数を、種々の理論的計算結果に合う経験式と比較した。両者は $4 \leq A/\lambda_{D0} \leq 500$ の範囲で一致した。また、Dote と Shimada の改良した一定比近似仮定において、 $T_e = T_i$ の条件で誘導した2つの拡散長の理論式と比較した。今回の実験結果は、それらの中間に位置した。

(3) A/λ_{D0} の値が 100 より小さくなると両極性拡散か

ら遷移領域へと移行した。この値は、He アフタグローにおける実験結果と一致した。

謝辞

武田進先生から有益な文献を頂戴いたしました。ここに感謝申し上げます。

(平成9年1月20日受付, 平成9年4月3日再受付)

文 献

- (1) W. P. Allis and D. J. Rose: *Phys. Rev.* **93** (1954) 84.
- (2) A. V. Phelps: *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **95** (1990) 407.
- (3) T. Dote and M. Shimada: *J. Phys. Soc. Jpn.* **54** (1985) 566.
- (4) M. A. Gusinov and R. A. Gerber: *Phys. Rev. A* **5** (1972) 1802.
- (5) M. D. Kregel: *J. Appl. Phys.* **41** (1970) 1978.
- (6) R. J. Freiberg and L. A. Weaver: *Phys. Rev.* **170** (1968) 336.
- (7) D. Smith, A. G. Dean and N. G. Adams: *Z. Physik* **253** (1972) 191.
- (8) T. Okada and M. Sugawara: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** (1993) 1680.
- (9) H. J. Oskam: *Philips. Res. Repts.* **13** (1958) 401.
- (10) Y. Ichikawa and S. Teii: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **13** (1980) 2031.
- (11) D. R. Nelson and F. J. Davis: *J. Chem. Phys.* **51** (1969) 2322.
- (12) M. Sugawara, T. Okada and Y. Kobayashi: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **19** (1986) 1213.
- (13) D. G. Armour: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **7** (1974) 1213.
- (14) C. H. Muller, III and A. V. Phelps: *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 6141.
- (15) P. J. Chantry: *J. Appl. Phys.* **62** (1987) 1141.
- (16) Y. J. Shiu and M. A. Biondi: *Phys. Rev.* **17** (1978) 868.

岡 田 富 男 (正員) 1948年7月13日生。1974年群馬大学大学院工学研究科(修士課程)修了。同年4月東芝入社。1976年10月群馬大学助手。1990年4月群馬職業能力開発短期大学校講師。1997年4月前橋工科大学助教授。現在に至る。低圧グロー放電中の素過程の研究に従事。電気学会, 日本物理学会, プラズマ・核融合学会, 日本分光学会会員。

菅 原 寛 (正員) 1930年1月2日生。1958年7月東北大学大学院工学研究科(博士課程)修了。工学博士。同年4月東北大学助手。1963年東北大学助教授。1964年1月(財)電力中央研究所主査。1970年4月群馬大学教授。平成1994年4月から八戸工業大学教授。現在に至る。放電物理, プラズマ物理, プラズマプロセシングの物理とその応用研究に従事。電気学会, 日本物理学会, 応用物理学会会員。応用物理学会応用物理編集委員, 電気学会調査専門委員会委員長などを歴任。

後 藤 誠 (非正員) 1958年5月15日生。1984年群馬大学大学院工学研究科(修士課程)修了。同年4月日電アネルバ(株)に入社。半導体製造装置及びプロセス開発に従事。1990年関東電化工業(株)に入社。半導体製造装置用廃ガス処理装置の開発に従事。1992年群馬職業能力開発短期大学校講師。現在に至る。プロセシングプラズマの研究に従事。応用物理学会, A V S 会員。