弱電離アルゴン・プラズマ流の分光診断*

III. 自由流における中性アルゴン原子のスペクトル輻射に関する研究

神 元 五 郎**・白 井 紘 行**

Spectroscopic Measurements of Weakly Ionized Argon Plasma Jet

III. Study on Spectral Radiation of Neutral Argon Atom in Weakly Ionized Argon Free Jet

Goro KAMIMOTO and Hiroyuki SHIRAI

Abstract

The properties of spectral radiation from weakly ionized argon plasma jet are measured by the spectroscopic method in the arc-heated plasma jet wind tunnel.

It is shown that spectral radiation intensity of neutral argon atom decreases as electron temperature increases, and is proportional to electron density cubed and is independent of metastable argon atom density under our experimental conditions. So it is concluded that spectral radiation is caused by three body recombination excitation process (collisional-radiative recombination process).

1. 結 言

プラズマ・ジェット風洞の測定室におけるアルゴン・プラズマ流は、電子温度が2,500~3,000°K, 重い粒子の並進温度が300°K 前後という低温度にもかかわらず、12.91 eV 以上の高い励起状態からのスペクトル線が観測される。このように高い状態への励起の機構としては、一般に2つのプロセスが考えられている。その一つは、自由電子との衝突による準安定状態からの励起^{1),2)}, 他の一つは $\text{Ar}^+ + e + e \rightarrow \text{Ar}^{**} + e$ で表わされる三体再結合による励起³⁾ である。プラズマ・ジェット風洞の測定室内の自由流においてどちらのプロセスが支配的であるかを決定するのが本研究の目的である。

これを行なうために中性アルゴン原子の線スペクトル強度の電子温度、電子密度および準安定アルゴン原子数密度に対する依存性を実験的に測定し、それらの変化に伴うスペクトル線強度変化が、準安定状態からの励起プロセスによって予想される変化に適合するか、あるいは三体再結合による励起で示される依存性に適合するかを吟味する。

弱電離アルゴン・プラズマ流に種々の気体を添加す

ると、準安定アルゴン原子との衝突によっていろいろな興味ある現象が生じる。それら一連の実験の一部として、微量の N_2 を添加したアルゴン・プラズマ流を分光診断した結果はすでに報告されている⁴⁾ が、その中で、特に興味ある点として、添加する N_2 の量を変えることによって、電子温度を変えることなく電子密度および準安定アルゴン原子の数が任意に変化させることが指摘されている。

スペクトル線強度の電子密度および準安定アルゴン原子数密度に対する依存性は、このように添加する N_2 の量を変化させ、それに伴うスペクトル線強度の変化を測定することによって求めた。

電子温度に対する依存性の定量的測定結果はつぎの機会に報告する。本論文では鈍頭物体前方に生じる暗領域に関連づけた定性的な吟味にとどめる。

2. 基 礎 式

プラズマ・ジェット風洞の測定室条件において、中性アルゴン原子のスペクトル線を生じる機構としてはいくつかのプロセスが考えられるが、本実験条件に対して考慮すべきものはつぎの2つのプロセスである。

1) 準安定アルゴン原子と自由電子の衝突による上部準位への励起 (stepwise excitation process)

2) アルゴン・イオンと電子との三体再結合による上部準位への励起 (recombination excitation process)

これらのプロセスによるアルゴン・スペクトル線強度 I_{λ} の他の助変数、すなわち電子温度 T_e , 電子密度 N_e , 準安定アルゴン原子数密度 N_s に対する依存性を求めなければならない。

2.1 準安定状態からの励起 電子との衝突によるアルゴン原子の s 準位から n 準位への励起の断面積としてトムソン型^{1),5)} のものを用いる、

$$\sigma_{s,n} = \begin{cases} \kappa \frac{\pi e^4}{\varepsilon} \left[\frac{1}{\varepsilon_n} - \frac{1}{\varepsilon_{n+1}} \right]; & \varepsilon \geq \varepsilon_{n+1} \\ \kappa \frac{\pi e^4}{\varepsilon} \left[\frac{1}{\varepsilon_n} - \frac{1}{\varepsilon} \right]; & \varepsilon_{n+1} \geq \varepsilon \geq \varepsilon_n \end{cases}$$

* 第5回関西中部支部合同秋期大会講演 昭和43年12月6日原稿受理

** 京都大学工学部航空工学教室

毎秒 s 準位から n 準位に励起される粒子数 Z_{sn} は

$$\begin{aligned} Z_{sn} &= N_s N_e Q^n \\ &= N_s \int_{\varepsilon_n}^{\infty} \frac{dN_e}{d\varepsilon} v(\varepsilon) \sigma_{sn}(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \kappa \pi e^4 N_s N_e \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} (kT_e)^{-3/2} \\ &\quad \times \left[\frac{e^{-u_n}}{u_n} - \frac{e^{-u_{n+1}}}{u_{n+1}} - \int_{u_n}^{u_{n+1}} \frac{e^{-u}}{u} du \right] \\ &\cong 5.45 \kappa N_s N_e T_e^{-3/2} \left[\frac{e^{-u_n}}{u_n(u_n+1)} \right. \\ &\quad \left. - \frac{e^{-u_{n+1}}}{u_{n+1}(u_{n+1}+1)} \right] \end{aligned}$$

で与えられる。ここで κ は補正係数, ε_n は $s \rightarrow n$ 準位

第1図 $3p^4s$ (準安定状態) $\rightarrow 3p^5p$ に対する
励起の衝突遷移確率

への励起エネルギー, ε_{n+1} は $s \rightarrow n+1$ 準位への励起エネルギー, ε は自由電子のエネルギーそして $v(\varepsilon)$ は自由電子の速度である。そして $u_n = \varepsilon_n/kT_e$, $u_{n+1} = \varepsilon_{n+1}/kT_e$ は無次元量である。

したがってアルゴン・スペクトル線強度 I_{Ar} は

$$I_{Ar} \propto Z_{sn} = N_s N_e f_1(T_e)$$

で与えられる。ここで $f_1(T_e)$ は Z_{sn} 内の温度依存項で $3p^4s$ (準安定状態) $\rightarrow 3p^5p$ 励起に対して図示すると第1図のようになり T_e の急激な増加関数である。

2.2 再結合プロセスによる励起 アルゴン・プラズマ内の再結合プロセスを厳密に取り扱うことは、内部エネルギー準位が複雑なために不可能である。ここでは全体的な性質を失なわない程度で最大限の単純化を行なう。

再結合プロセスによる上部準位への励起が支配的であると仮定すると、第2図で与えられるような粒子数分布が期待される。このような分布は、アルゴン・プラズマに対しては内部エネルギーが複雑なためにまだ測定されていないが、ヘリウム・プラズマに対しては HINNOV and HIRSCHBERG⁶⁾, ROBBEN, KUNCKEL and TALBOT⁷⁾ あるいは COLLINS and ROBERTSON⁸⁾ らが実験的に測定している。この分布の特徴的なことは、電離極限近傍のエネルギー準位にある粒子数は、自由電子と電子温度 T_e でサハ平衡にあるのに対して、小さい量子数のエネルギー準位にある粒子数はサハ平衡で予期されるものよりかなり低いことである。この現象は、エネルギー準位間の間隔が十分狭い上部準位では、自由電子との衝突による準位間での遷移が再結合

第2図 粒子数分布

速度よりずっと急速であるのに対して、下部エネルギー準位では輻射による失活化の確率が大きくなるために各準位に定常的に留まる粒子数が減少するために生じる。

第2図の粒子数分布のサハ平衡からのずれが目立ち始めるエネルギー準位を推定するために臨界電子密度の概念⁹⁾を用いる。臨界電子密度

$$N_e = 6 \times 10^{13} (\chi - E_n)^{7/2} (T_e / \chi)^{1/2} \text{ cm}^{-3}$$

において、本実験条件に対応する $T_e = 2,500^\circ\text{K}$ に対して、 N_e 対 E_n をプロットすると第3図のようになる。上式において χ は電離ポテンシャル、 E_n は n 準位の基底状態からの励起エネルギーであり、ともに電子ボルト単位で表わされている。この曲線の右側の領域は各準位にある粒子数が自由電子とサハ平衡にあり、左側の領域はサハ平衡にないことが期待される近似的な尺度を与える。図中の長方形の領域はほぼ測定室内の自由流条件に対応する部分であるが、ほとんどの部分が曲線の左側に存在する。そして本風洞の自由流で得られる電子密度範囲においては、基底状態からの励起エネルギーが 15 eV 以上の準位にある粒子数は自

第3図 臨界電子密度

由電子とほぼサハ平衡にあることを示している。

アルゴン原子の内部エネルギー準位は第4図に示すように単純化する。アルゴン原子のエネルギー準位の複雑さがこのような研究の解析を困難にしており、ヘリウム・プラズマに比較してその発展がおくれている原因である。本図の単純化した準位が適切にアルゴン原子の内部構造を表現しているかは疑問であるが、全体的な性質は失われないものとして採用する。図中において、 $3p^5 5p$ および $3p^5 4p$ の準安定状態からの励起エネルギーは各々 2.9 および 1.5 eV を用いた¹⁾。本実験においては $3p^5 5p \rightarrow 3p^5 4s$ 輻射を観測する、そしてその解析においては上述のように $3p^5 6p$ 以上の準位は自由電子とサハ平衡にあると仮定する。

$3p^5 5p$ (以下 $5p$ で表わす)、 $3p^5 4p$ ($4p$) に対する速度方程式は、衝突遷移が隣りの準位のみへ生じると仮定すると¹⁰⁾,

$$\begin{aligned} \frac{dN_5}{dt} &= {}^6Q_5 N_e N_6 + {}^4Q^5 N_e N_4 - {}^5Q^6 N_e N_5 \\ &\quad - {}^5Q_4 N_e N_5 - A_{5s} N_5 = 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_4}{dt} &= {}^5Q_4 N_e N_5 + {}^4Q^4 N_e N_4 - {}^4Q^5 N_e N_4 \\ &\quad - {}^4Q_3 N_e N_4 - A_{4s} N_4 = 0 \end{aligned}$$

で与えられる。ここで $5p$ および $4p$ 準位は定常状態にあると仮定している。式中において、 N_5 は $5p$ 準位の粒子数、 $N_e {}^6Q_5$ は電子との衝突による $6p \rightarrow 5p$ 失活化の衝突遷移確率、 $N_e {}^5Q^6$ は $5p \rightarrow 6p$ の励起の衝突遷移確率、そして A_{5s} は $5p \rightarrow 4s$ (準安定) への輻射

第4図 中性アルゴン原子に対する単純化したエネルギー準位

の遷移確率を表わす。 N_4 および N_5 に対する連立方程式を N_5 に対して解くと、

$$N_5 = \frac{\{({}^6Q_{54}Q^5 + {}^6Q_{54}Q_4)N_6 + {}^4Q_5, Q^4N_7\}Ne^2 + A_{4,5}{}^6Q_5N_6N_7}{({}^6Q_5, Q^5 + {}^6Q_5, Q^4)N_7^2 + (A_{4,5}{}^6Q_5 + A_{4,5}{}^6Q_4 + A_{5,4}{}^6Q_5 + A_{5,4}{}^6Q_4)N_7 + A_{5,4}A_{4,5}}$$

を得る。このとき励起の衝突遷移確率 N_e, Q^* に対しては 2.1 節で与えたトムソン型のものを用いるが、失活の確率は詳細釣り合いの原理

$$N_e N_{e, Q^*} = N_e N_{e, Q^*} Q,$$

から求める。すなわち

$$Q = \frac{N_e}{N_n} Q^*$$

$$= 5.45 \kappa \frac{g_i}{g_n} T_e^{-3/2} \left[\frac{1}{u_n(u_n+1)} - \frac{e^{u_n - u_{n+1}}}{u_{n+1}(u_{n+1}+1)} \right]$$

を用いる。

本実験に対応する $T_e = 3,000^\circ K$, $N_e = 5 \times 10^{12}$ 個/cm³ に対して N_5 内の各項のオーダーを推定すると第1表のようになる。この場合縮重度比はすべて ≈ 1 としてある。そして輻射の遷移確率は文献 11) の巻末に与えられているものを近似的に用いた。さらに N_7 と N_6 の大小の比較を行なう。 N_6 と N_7 が T_e で平衡であると仮定して得られる N_e^* は第2図の粒子数分布曲線から推定されるように、

$$N_e^* \gg N_7$$

である。 N_e^* は

$$\frac{N_6}{N_e^*} = \frac{g_{6p}}{g_i} \exp\{-(E_6 - E_i)/kT_e\}$$

から容易に得られる、すなわち

$$N_e^* \approx 4.25 \times 10^6 N_6 \gg N_7$$

である。このことは N_5 内の N_7 項が他の大きい項に比較して無視できることを意味する。最終的に N_5 は、ほぼ

$$N_5 \approx \frac{{}^6Q_5 N_e N_6}{N_e({}^6Q_5 + {}^5Q_4) + A_{5,4}}$$

で与えられる。ここで N_6 はつぎのサハ平衡式で与えられる、

$$N_6 = N_e^2 \left(\frac{g_{6p}}{g_i g_i} \right) \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{-3/2} \exp\left(\frac{\chi - E_6}{k T_e}\right).$$

式中の g は縮重度で、添字 $6p, e$ および i は $6p$ 単位にある粒子、電子およびアルゴン・イオンに対する量を表わす。

(a) N_e が大のときは $({}^6Q_5 + {}^5Q_4)N_e > A_{5,4}$ である。

第1表 各項のオーダーの推定

	a	b		a	b
$N_e^* Q_5$	3	7	$N_e Q_5$	5.5	6
$N_e Q_4$	2	4	$N_e^* Q_4$	4.3	6
$N_e Q_3$	4	6	$A_{4,5}$	3	7
$N_e Q_2$	1.3	4	$A_{5,4}$	2	6

(注) A および $N_e Q$ を $a \times 10^6$ の型で表わし、a, b を表に示す。

したがってアルゴン・スペクトル線強度 I_{Ar} は

$$I_{Ar} = C A_{5,4} h \nu_{5,4} N_5$$

$$\propto \frac{{}^6Q_5 N_6}{{}^6Q_5 + {}^5Q_4} = K_1 N_e^2 f_2(T_e).$$

ここで K_1 は比例定数、そして $f_2(T_e)$ は温度 T_e の依存項をまとめたもので

$$f_2(T_e) = \frac{T_e^{-3/2}}{{}^6Q_5 + {}^5Q_4} \exp\{(\chi - E_6)/kT_e\}$$

を表わす。このとき失活の衝突遷移確率 $N_e Q_5$ は温度に対してほとんど依存しないので比例定数 K_1 に含めてある。これは N_5 が自由電子とほぼサハ平衡にある場合に対応する。

(b) N_e が小さいときは $({}^6Q_5 + {}^5Q_4)N_e < A_{5,4}$ となる。アルゴン・スペクトル線強度は

$$I_{Ar} \propto N_5 = \frac{{}^6Q_5 N_e N_6}{A_{5,4}} = K_2 N_e^3 f_3(T_e)$$

で与えられる。ここで K_2 は比例定数そして $f_3(T_e)$ は

$$f_3(T_e) = T_e^{-3/2} \exp\{(\chi - E_6)/kT_e\}$$

を表わす。 $f_3(T_e) \propto K N_6$ の温度依存性は $T_e \rightarrow$ 大に対して急激に減少する。 $f_2(T_e)$ はその分母に $T_e \rightarrow$ 大に対して急激に増加する励起の衝突遷移確率を含んでいるので、 $f_3(T_e)$ よりさらに急激な T_e の減少関数であることは明らかである。(b) の場合は $5p$ 単位に入ってくる粒子がすべて輻射によって失活化する場合に対応する。そして $5p$ 単位に入ってくる粒子数は毎秒の再結合数 $\alpha N_e^2 \propto N_e^3$ に比例するから観測されるスペクトル線強度が N_e^3 に比例するという推定結果は妥当である。そして再結合プロセスにおいて、スペクトル線強度が準安定状態の密度 N_e に無関係であることは以上の解析から容易に理解される。

2.3 これら2つのプロセスを仮定して、スペクトル線強度の電子温度、電子密度および準安定粒子数密度に対する依存性を要約すると第2表のようになる。

結局、これらの助変数を何らかの方法で変化させ、それに伴う I_{Ar} の変化を測定すればどちらのプロセス

第2表

	Stepwise Process	Recombination Process
Te	$Te \rightarrow$ 大に対して I_{Ar} は急激に増加する	$Te \rightarrow$ 大に対して I_{Ar} は急激に減少する
Ne	$I_{Ar} \propto Ne$	(1) Ne が大のとき $I_{Ar} \propto Ne^2$ (2) Ne が小のとき $I_{Ar} \propto Ne^3$
Ns	$I_{Ar} \propto Ns$	I_{Ar} は Ns に無関係

が支配的であるか決定される。

3. 実験結果および結論

プラズマ風洞, プラズマ発生装置および光学系の配置に関してはすでに本誌に報告されている¹²⁾¹³⁾のここでは省略する。実験中, 流量はほぼ 0.113 g/秒と一定に保った, そしてそのときの測定室の静圧は 0.052 mmHg である。

“弱電離アルゴン・プラズマ流の分光診断”の第II報⁴⁾ですでに指摘してあるように, 測定室内の自由流の電子密度および準安定アルゴン原子の数密度は微量の N_2 を添加することによって任意に変化させ得る。添加する N_2 はバリヤブル・リーク・バルブを用いて微量調節を行ない, 流量計を経由してプレナム室内に導入した。自由流中において N_2 がアルゴン流中に適切に混合されていることは N_2 2nd positive と ArI 線のジェットの径方向の強度分布がほぼ同じになることから確認された。

アルゴンの流量を一定に保ち, プレナム室に導入する N_2 量に対して電子温度, 電子密度およびスペクトル線強度変化の測定結果を図示するとおのこの第5図, 第6図および第7図のようになる。これらの図に

第5図 電子温度

第6図 電子密度変化

において相対的な電子密度 N_e , 相対的なスペクトル線強度 I_{Ar} は純粋のアルゴン・プラズマ流で得た値 (特に電子密度は $N_e = 2.68 \times 10^{13}$ 個/cm³) に対して規格化してある。横軸の x はアルゴン原子の数密度を1としたときの N_2 の数密度を表わす。第6図において, ●印は x の小さい部分で実験点に平均的な曲線を引き, それに適合するように決めた2次関数

$$N_e = -\frac{4}{3}x^2 + 1$$

をプロットしたものである。この関数はあとで用いる。

添加する窒素量を増加させると, 電子温度は実験誤差内ではほぼ一定であるのに対して, 電子密度およびスペクトル線強度はかなり急激に減少する。

3.1 電子温度に対する依存性 流れの中に鈍頭物体をおくと, 衝撃波上流に暗領域 (dark space) が生じる。第8図(a)は ArI 4,300 Å の輻射の相対的な強度を物体前方に対してトレースした結果である。明らかに物体前方に輝度の減少した領域が存在する。流れの条件にも関係するが, 一般に電子温度は熱伝達によ

第7図 スペクトル線強度変化 (図中の 4159 Å 等は測定したスペクトル線の波長を示す)

第8図 暗領域 (注) (b) 図中央のトレースのくい違いは実験中に流れの状態が変わったことを示す

って重い粒子の衝撃波のかかなり前方から高まり始めることが理論計算などによって示されている^{14), 15)}が、暗領域はこれによる現象であると説明される。すなわち $T_e \rightarrow$ 大に対して I_{Ar} は減少するから電子温度に対する依存性は再結合プロセスであることを支持している。この点に関する詳細な定量的結果は次回に譲る。

第8図(b)はアルゴン流に微量の窒素を添加したときに生じる 2nd positive 系の (0, 0) バンドの強度を物体前方に対してトレースした結果であるが、このトレースには明らかに暗領域が見られない。N₂ 2nd positive 系は

で生じる^{4), 16), 17)}からそのバンド強度 I_{N_2} は

$$I_{N_2} \propto N_2(C) \propto [Ar^*][N_2(X)]$$

で表わされる。したがって I_{N_2} の強度は準安定アルゴン原子の濃度 $[Ar^*]$ の尺度を与える。これらのことは暗領域が準安定アルゴン原子の数密度変化によって生じていないことを意味する。この点も間接的に輻射が再結合プロセスによって生じていることを支持する。

3.2 電子密度に対する依存性 第9図は電子密度をラングミュアー・プローブで、スペクトル線強度を光電測光法で同時測定を行ない、 N_e , N_e^2 , N_e^3 対 I_{Ar} にまとめてプロットしたものであるが、 N_e^3 のプロットが対角線に最もうまくのる。このことは

$$I_{Ar} \propto N_e^3$$

であることを意味する。こうして電子密度に対する依存性も輻射が再結合プロセスで生じていることを支持する。

3.3 準安定アルゴン原子に対する依存性 アルゴン・プラズマ流内に窒素を添加すると、準安定アルゴン原子は主に3つの反応

によって破壊される。その詳細および反応速度定数その他の符号については第II報⁴⁾を参照されたい。その

第9図 N_e , N_e^2 , N_e^3 対 I_{Ar}

中で採用した単純化モデルが本条件に対しても近似的に成立すると仮定すると、準安定アルゴン原子の数密度、N₂ 2nd positive のバンド強度およびアルゴン・スペクトル線強度の添加した窒素量に対する相対的な振舞いはおのおの次式で与えられる、

$$f(x) = \frac{N_e}{[Ar]} = f_0 \exp \left\{ -\alpha \left(x + \frac{k_4}{k_2} g(x) + 0.01 \right) \right\}$$

$$I_{N_2} \propto k_2 f_0 x \exp \left\{ -\alpha \left(x + \frac{k_4}{k_2} g(x) + 0.01 \right) \right\} \\ = k_2 x f(x)$$

および

$$I_{Ar} \propto N_e N_e f(T_e)$$

$$\propto K f(T_e) g(x) \exp \left\{ -\alpha \left(x + \frac{k_4}{k_2} g(x) + 0.01 \right) \right\}$$

$$\propto f(T_e) g(x) f(x)$$

ここで $g(x) = N_e/[Ar]$, そして f_0, K は比例定数である。この I_{Ar} の x に対する振舞いと実験的に測定したスペクトル線強度変化がどの程度一致するかを調べるために助変数 $g(x)$, α および k_4/k_2 を求めなければならない。 $g(x)$ は相対的な電子密度の挙動を表わすから測定可能量である。 k_4/k_2 は第II報で指摘したようにほぼ0.1と考えても妥当である。しかし k_4/k_2 の値は小さい限りにおいてはどんな値を用いても結果にほとんど影響を与えない。 α は I_{N_2} が $x \approx 0.0434$ で極大値を有することから決定される。すなわち $x = 0.0434$ において

$$\frac{dI_{N_2}}{dx} \propto k_2 f_0 \exp \left\{ -\alpha \left(x + \frac{k_4}{k_2} g(x) + 0.01 \right) \right\} \\ \times \left[1 - \alpha x \left(1 + \frac{k_4}{k_2} g'(x) \right) \right] = 0$$

および

$$g(x) = \frac{[N_e]}{[Ar]} \left(-\frac{4}{3} x_2 + 1 \right) \\ = 1.601 \times 10^{-2} \left(-\frac{4}{3} x_2 + 1 \right)$$

であることから $\alpha \approx 23$ を得る。ここで $[N_e]$ は 2.68×10^{13} 個/cm³ である。これらの考慮から I_{Ar} および I_{N_2} の x に対する相対的な型は完全に定まる。

I_{N_2} と測定結果を比較すると 2nd positive (0, 0) バンドと NH バンドが重なっているためにあまり良い一致は得られない。したがって I_{N_2} の極大値となる x を求めるときには (1, 1) バンドのバンド・ヘッドを用いた。

I_{Ar} と実験的に測定した結果を比較すると第10図のようになる。FISHBURNE¹⁷⁾ は混入する窒素量を変化させても N₂ 2nd positive バンド系のスペクトル構造

第10図 相対的なスペクトル線強度 I_{Ar}

は全く同じであることを指摘しているから (1, 1) バンドのバンド・ヘッドの強度は 2nd positive 系全体の強度の尺度を与える。したがって図中に見られる大きい違いはアルゴン・スペクトル線強度が準安定アルゴン原子の数密度に依存していないことを示唆する。すなわち準安定アルゴン原子に対する依存性も間接的に輻射が再結合プロセスで生じていることを支持する。

このように、アルゴン・スペクトル線強度の電子温度、電子密度および準安定アルゴン原子の数密度に対する依存性はすべてアルゴン・スペクトル輻射が、ヘリウムの場合と同様にアルゴン・イオンと電子の再結合プロセスによって生じていることを示している。重い粒子の衝撃波前方の暗領域における定量的な測定もこの見解を支持するものと思われる。

参考文献

- 1) Yu. KOGAN, R. I. LYAGUSCHENKO, A. D. KHAKHAEF: The Excitation of Inert Gases in the Positive Column of a Discharge at Medium Pressures, II Argon, Opt. Spectry., Vol. 15 (1963), p. 5.
- 2) 山下蔵, 山西哲夫: アーク加熱低密度プラズマ流の研究 (I), 機械試験所報告別刷 (1967).
- 3) D. R. BATES, A. E. KINGSTON, R. W. P. McWHIRTER: Recombination between Electrons and Atomic Ions, I. Optically Thin Plasmas, Proc. Roy. Soc. A 267 (1962), p. 297.
- 4) 神元五郎, 白井絢行: 弱電離アルゴン・プラズマ流の分光診断, II N_2 をトレーサーとして用いたアルゴン・プラズマ流のプレナム室における分光測定, 日本航空宇宙学会誌, 第 17 巻第 183 号 (1969), p. 16.
- 5) J. J. THOMSON: Recombination of Gaseous Ions, the Chemical Combination of Gases, and Monomolecular Reactions, Phil. Mag. Vol. 47 (1924), p. 337.
- 6) E. HINNOV, J. G. HIRSCHBERG: Electron-Ion Recombination in Dense Plasmas, Phys. Review, Vol. 125 (1962), p. 795.
- 7) F. ROBBEN, W. B. KUNKEL, L. TALBOT: Spectroscopic Study of Electron Recombination with Monatomic Ions in a Helium Plasma, Phys. Review, Vol. 132 (1963), p. 2363.
- 8) C. B. COLLINS, W. W. ROBERTSON: Helium Afterglow, I. Atomic Spectrum, J. Chem. Phys., Vol. 40 (1964), p. 2202.
- 9) 神元五郎, 白井絢行: 弱電離アルゴン・プラズマ流の分光診断, I. 測定室およびプレナム室における電子的励起温度および電子密度の測定, 日本航空宇宙学会誌第 16 巻, 第 178 号 (1968).
- 10) E. HINNOV and J. G. HIRSCHBERG: Spectroscopic Measurements of Helium Afterglow, Proceedings of the Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich, Vol. 1 (1961), p. 638.
- 11) B. D. ADCOCK and W. E. G. PLUMTREE: On Excitation Temperature Measurements in a Plasma-Jet, and Transition Probabilities for Argon Lines, JQSRT. Vol. 4 (1964), p. 29.
- 12) 神元五郎, 木村雄告, 手島光司: 京都大学低密度プラズマ・ジェット風洞の性能, 日本航空学会誌, 第 13 巻第 143 号 (1965), p. 8.
- 13) 神元五郎, 渡辺泰夫: アルゴン・プラズマ・ジェットの励起温度の測定, 日本航空学会誌, 第 14 巻, 第 144 号 (1966), p. 7.
- 14) 神元五郎, 西田迪雄, 吉田一彬: 一部電離した気体中の衝撃波を横切る荷電粒子のふるまい, 日本航空学会誌, 第 16 巻, 第 169 号 (1968), p. 35.
- 15) M. S. GREWAL, L. TALBOT: Shock Wave Structure in a Partially Ionized Gas, J. Fluid Mech., Vol. 16 (1963), p. 573.
- 16) J. F. PRINCE, C. B. COLLINS, and W. W. ROBERTSON: Spectra Excited in an Argon Afterglow, J. Chem. Phys., Vol. 40 (1964), p. 2619.
- 17) E. S. FISHBURNE: Transfer of Electronic Energy between a Metastable Argon Atom and a Nitrogen Molecule, J. Chem. Phys., Vol. 47 (1967), p. 58.