マグネトロン構造をもつ放電の振動特性

谷塚 昇*

(昭和59年2月3日 受理)

Oscillation Characteristics of Discharges Generated
in Magnetron Structural Devices

Noboru TANIZUKA

(College of Integrated Arts and Sciences, University of Osaka Prefecture, Sakai, Osaka)

(Received February 3, 1984)

An experimental study of oscillation characteristics of a static $E \times B$ (B : weak) discharge is given.

The detection of a low-frequency (a level of one megahertz) monochromatic spectrum is closely related to a reciprocating motion of ions resonant with a superposed oscillation potential in an electric potential through formed across the magnetic field.

The detection of a continuum spectrum below a few megahertz, which is characterized by the power spectrum $P \propto f^{-\alpha}$ (α : a constant, $4 \leq \alpha \leq 5$) and is given alternative with the monochromatic, is closely related to the change or the instability of the electric potential.

1. 序

直流電磁場を含む放電装置に生起する放電現象を解析するのは複雑である。荷電粒子のラーマー半径が代表的寸法に比べて小さい時、粒子は電極間を移動する際振動する。荷電粒子間の相互作用及び中性粒子との衝突電離作用が伴い放電現象は複雑な様相を呈するが、統計力学的な定常状態は存在する。本研究で取り扱う振動現象は定常状態の観測可能な現象の一つである。

文献¹⁾は電圧電流特性の観測結果を放電現象の解析に用い、 $E \perp B$ マグネトロン放電と $(E \perp B) + (E // B)$ ペニング放電の比較研究を行っている。Roth²⁾ はペニング放電のホットイオン生成機構を解明するために発生する振動現象に着目した。Roth は振動特性から (Table 1, Penning), 中心プラズマ柱及びこれと陽極リング間にシースが形成され、シース部でスポーク状イオン集団が $E \times B$ ドリフト回転 (周波数 300 KHz) していると説明した。宮川³⁾ は分割陽極・分割陰極イオンマグ

ネトロンで 500 KHz の振動を観測し (Table 1), その振動を径方向にのびたイオン集団・電子集団が中心電極のまわりを回転している結果であると説明している。

低周波数で連続スペクトル特性をもつ振動現象に着目した研究⁴⁻⁶⁾によると、振動のパワースペクトルは、 $P(f) \propto f^{-\alpha}$ で表わされ、 α は放電形式によらず約 5 の値をもつ (Table 1)。

筆者が行ったマグネトロン構造の装置による実験結果を次に示し、上述の諸研究と比較し放電に生起する振動現象について考察する。

2. 実験装置

放電は種々のパラメータが複雑に絡み合う現象なので、観測結果の解析のためには構造の簡単な装置が望ましい。本実験ではマグネトロン形を使用した。ペニング放電は径方向・軸方向の粒子運動を考慮しなければならないが、マグネトロン形の場合は径方向運動のみ考慮すれば良い。

実験装置の陽極には半径 (r_2) 2.96 cm の銅管、熱陰極には半径 (r_1) 0.25 mm のタンタル線を使用した。軸方向磁界を供給するためソレノイド電磁石を使用した。

* 昭和58年9月25日 第44回応用物理学会学術講演会で講演
大阪府立大学総合科学部 (大阪府堺市百舌鳥梅町)

Table 1 Discharge apparatus, operating conditions and excited oscillation phenomena.

Discharge	Electrode radius, cm	Electrode potential, V	Test gas	Gas pressure, Torr	Magnetic flux density B, G	Oscillation phenomena	
						Monochromatic, KHz	Continuum MHz. $P \propto f^{-\alpha}$
Penning ²⁾	7.6	10000	deuterium	10^{-5}	$B_{\min}=4000^*$	300	$0.1 \leq f \leq 1$ $\alpha=4.8$
Ion magnetron ³⁾	8.0	3560	hydrogen	2×10^{-3}	3630	500	—
Hot cathode reflex arc ⁴⁾	—	—	helium	5×10^{-6}	2000	55**	$0.6 \leq f \leq 1.5$ $\alpha=4.6$
Etude stellarator ⁴⁾⁵⁾	1.8+	several tens ⁺⁺	helium	1×10^{-6}	6700	60**	$0.6 \leq f \leq 2$ $\alpha=5.1$
Surface ionization Q-3 device ⁶⁾	—	—	potassium plasma		10000	—	$0.1 \leq f \leq 0.4$ $\alpha=4.8$
	—	—	cesium plasma		10000	—	$0.02 \leq f \leq 0.2$ $\alpha=5.0$

*Mirror ratio=2.5 **at a prominent spectrum

+Radius of an aperture limiter ++Potential difference across a plasma

Fig. 1 Photograph of a magnetron type ion source.

磁界 (B) は均一でないが, 実験的に得た $B/I_B = 1.4 \times 10^{-3}$ (T/A) の関係から知られる. 振動は放電管の端に設置した探針から測定する. Fig. 1, Fig. 2 に装置の写真, 構造を示す.

3. 荷電粒子の運動

粒子の質量, 電荷を m, q とし, 陽極の断面円, すなわち磁界に垂直な面上の運動を考察する. 以下 MKSA 単位系を用いる.

速さ v の粒子のラーマー半径及びサイクロトロン周波数は

$$r_L = \frac{mv}{|q|B} \quad (1)$$

Fig. 2 Structural diagram of the magnetron type ion source.

$$f_c = \frac{qB}{2\pi m} \quad (2)$$

で表わされる. 粒子の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト回転による周波数は, E を半径位置 r の電界とすると次式で表わされる.

$$f_D = \frac{E}{2\pi r B} \quad (3)$$

f_D は粒子の種類に無関係である。

放電管の径方向電位分布を陽極電圧 U_2 との比で仮定する。

$$\frac{U}{U_2} = \left(\frac{r}{r_2}\right)^{1/n} \quad (n > 0) \quad (4)$$

Fig. 3 Potential distributions described by the formula $U/U_2 = (r/r_2)^{1/n}$ and potential parameters n .

Fig. 3 に電位分布を示す。放電管の径方向の電位分布を $n=0.5$ と仮定すると（実際には幾分この値からずれていると思われるが、解析値と実験結果を比較する為に）、粒子が持つ周波数成分は、

$$f_{\pm} = \frac{1}{2\pi} \left(-\frac{qB}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{qB}{2m}\right)^2 + \frac{2qU_2}{mr_2^2}} \right) \quad (5)$$

で表わされ、電子の場合には、

$$r_2 \geq \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mU_2}{|q|}} \quad (6)$$

でなければならない。イオンが陰極と衝突しなければ、イオンが振動し、低周波数の波が発生する原因となるが、衝突しない条件として（但し、初速度 0, $r=r_0$ で出発）

$$r_2 B \sqrt{\frac{q}{8mU_2}} \frac{r_0}{r_2} > \frac{r_1}{r_2} \quad (7)$$

が導き出される。マグネトロン理論によると^{7,8)}、電子エネルギー（位置エネルギー＋運動エネルギー）は回転エネルギーと周回エネルギーの和で表わされ、周波数 $f_{\pm}$ が陽極回路の電気振動と共振する時、周回エネルギーが陽極回路の電気振動エネルギーに転換される。宮川⁹⁾はペニング放電の実験で、陽極回路の電気振動が最大の時（から少し離れた条件で）、放電が最も強く励起されるのを観察したが、この事実は電子周回エネルギーが放電エネルギーにも転換している事を示している。

現実のイオンは熱初速度を持つ。初速度を与えた場合

Fig. 4 Paths swept by He^+ ion during one rotation around the cathode (potential parameter $n=0.5$, anode radius and voltage $r_2=30$ mm and $U_2=200$ V, flux density $B=0.01$ T; Each ion starts with the initial coordinate $[r_2/3, 0]$). The circles correspond with the anode. The upper row (A) corresponds to the case of cathode radius $r_1=0.25$ mm and the lower row (B) the case of $r_1=1.0$ mm. The first, the second, . . . and the fifth column correspond to the conditions of emission angles (a) $\pi/6$, (b) $\pi/3$, (c) $\pi/2$, (d) $2\pi/3$ and (e) $5\pi/6$ against the right direction of each abscissa of the coordinates. In each circle are drawn paths of ions having the initial velocities corresponding to the ion temperatures of 300, 1000 and 10000 K. The paths ending at the cathode are resulted from the collision of the ion with the cathode.

Fig. 5 The ion frequency ratio f_n/f_M corresponding to the ratio of a radius of ion emission cylindrical inner surface to the anode radius r_0/r_2 , with various potential parameters n .

のイオン軌跡 (逆マグネトロン) を Fig. 4 に示す。初速度によって、(7)式を満たさない場合でも陰極と衝突しないイオンが存在する。イオンと陰極との衝突が放電特性に及ぼす影響は大きい¹⁾。

Fig. 3 の電位軸を 1 回転してできる分布の直径上を、イオンが往復運動する周波数は次式で表わされる^{10,11)}。

$$f_n = f_M \frac{\sqrt{\pi}}{2n} \left(\frac{r_0}{r_2} \right)^{1/2n-1} \frac{\Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma(n)} \quad (8)$$

$$f_M = \sqrt{\frac{2qU_2}{m}} \frac{1}{2\pi r_2} \quad (9)$$

Fig. 5, Fig. 6 にイオン周波数 f_n/f_M とイオン出発点 r_0/r_2 (電位変数 n をパラメータ) の関係、 f_n/f_M と n (r_0/r_2 をパラメータ) の関係をそれぞれ示す。

(2), (9)式から(5), (7)式は簡単な形で表わされる。

$$f_{\pm} = -\frac{f_c}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{f_c}{2}\right)^2 + f_M^2} \quad (5')$$

$$\frac{f_c}{2f_M} > \frac{r_0}{r_2} \quad (7')$$

(7)'の時、イオンは凡 f_M で電位の谷を往復運動し、同時に $f_c/2$ で陰極の周を回転運動する。

4. 実験

マグネトロン形イオン源を真空室に置き、試料気体を

Fig. 6 The ion frequency ratio f_n/f_M corresponding to the potential parameter n , with several values of r_0/r_2 .

Fig. 7 Synchroscopic display of wave detected without gas introduction, and electron frequency vs. the intensity of solenoid current I_B .

ニードルバルブで真空室に導入しつつ真空室を一定の気体圧力に保って実験した。気体はヘリウム又はアルゴンを用いた*。

先ず真空室に気体を導入せず、約 10 mA の電子流を電極間に流した状態で、ソレノイド電流 I_B を変え探針が検出する振動を測定した。Fig. 7 にこの周波数と I_B の関係を示す。

真空室にヘリウムを導入し $p=4 \times 10^{-4}$ Torr, $B \approx 50$ G, $U_2=200$ V, 放電タ流 $I_e=2.8$ mA の条件下で Fig. 8 に示す振動スペクトルを検出した。[図中 0 と記したスペクトルは、周波数 0 の位置を示す。] スペクトル

* 圧力は電離真空計で測定したが、真空計の読みを p 、実際の気体圧力を p' とすると、 p'/p は He の場合、Ar の約 10 倍である¹²⁾。ここでは圧力を p で表わす。

Fig. 8 Spectrum detected with helium gas introduction under the condition of gas pressure $p=4 \times 10^{-4}$ Torr, anode voltage $U_2=200$ V, solenoid current $I_B=5.0$ A, and discharge current $I_e=2.8$ mA.

ルは基本波 ($m=1$) と高調波 ($m=2, 3, \dots$) から成る。ヘリウムによる実験では、振幅 A_m と周波数成分 f_m の間に下式の関係が得られる ($P=20 \log A_m$)。

$$A_m \propto f_m^{-3} \quad (10)$$

スペクトルの基本周波数と I_B の関係を Fig. 9 に示す。アルゴンの場合には、振動はヘリウムに比べて低い圧力 p で検出され、圧力 p が増すと連続スペクトルとなる。 $p=4 \times 10^{-4}$ Torr (アルゴン) では、 I_B の小さな値の時、単色スペクトル、 I_B が増すと連続スペクトルが検出された。次に基本周波数と I_e の関係を Fig. 10 に示す。図よりヘリウム、アルゴンに対して

$$f_1 \propto I_e^{-1/3} \quad (11)$$

の実験式が与えられる。又、周波数の検出値は質量の平方根に反比例するから、振動はイオンに対する電気が関係していると考えられる ((8), (9)式)。

連続スペクトルはアルゴンの場合に検出され易い。連続スペクトルの例を Fig. 11(a) 及び (b) に示す。(b) は (a) の横軸を対数で目盛った。(b) 図より、連続スペクトルのパワー出力と周波数の関係式が次のように得られる。

$$P \propto f^{-\alpha} \quad (12)$$

α の分布を (c) に示す。 α は 4 と 5 の間に分布する。

単色スペクトルと連続スペクトルは同時に検出されない。実験条件を変化すると、単色振動が連続スペクトルの振動に変わるか、その逆の形で検出される。

5. 討 論

5-1 電子の振動について⁷⁾

マグネトロンの管軸と磁界とにわずかの傾きがあれば、非分割陽極のマグネトロンは強度は弱いが発振する。又、この振動は陽極回路に共振回路が存在しなくても発振し、周波数は磁界により決まる。Fig. 7 に周波数の理論曲線を示してあるが、検出された振動は、非分割マグネトロンの R 型振動と考えられる。

Fig. 9 Frequencies detected according to changing intensity of solenoid current I_B under introduction of helium or argon gas.

Fig. 10 Frequencies detected according to changing intensity of discharge current I_e under helium or argon gas introduction. Frequency ratio of the helium to the argon was inversely proportional to the square root of their mass ratio.

ば、非分割陽極のマグネトロンは強度は弱いが発振する。又、この振動は陽極回路に共振回路が存在しなくても発振し、周波数は磁界により決まる。Fig. 7 に周波数の理論曲線を示してあるが、検出された振動は、非分割マグネトロンの R 型振動と考えられる。

5-2 ガスを導入した場合の振動について

イオンサイクロトロン周波数は、 $B=10^{-2}$ T の時、

Fig. 11 (a) Continuum spectrum detected with argon gas introduction under the condition of gas pressure $p=5 \times 10^{-4}$ Torr, anode voltage $U_2=200$ V, solenoid current $I_B=2.2$ A, and discharge current $I_d=77$ mA. (b) The abscissa of the figure (a) is converted into a logarithm scale. (c) Distribution of the index α on the power spectral function $P \propto f^{-\alpha}$, in the range of intensity of discharge current $0.7 \leq I_d \leq 98$ mA. The value of α distributed independently of p , U_2 , or I_B . ($2 \leq p \leq 8 \times 10^{-4}$ Torr, argon, $80 \leq U_2 \leq 280$ V, $1.7 \leq I_B \leq 9$ A)

He^+ , Ar^+ イオンについて(2)式からそれぞれ, 38 KHz, 3.8 KHz である. $I_B \approx 7$ A (10^{-2} T 相当) の時の検出値 f_0 は, He, Ar についてそれぞれ Fig. 9 より, 1.3 MHz, 0.4 MHz で $f_c/f_0 \approx 0.3, 0.01$ だから, 検出値はイオンサイクロトロン振動又はこれとの共振に関係した振動によるものではない.

ドリフト周波数(3)式は, $n=1/2$ の時, 次式となる.

$$f_D = \frac{U_2}{\pi r_L^2 B} \quad (13)$$

$U_2=200$ V, $B=10^{-2}$ T の時, 上式は $f_D=7.3$ MHz を与える. f_D は粒子の種類に無関係であるが, $2r_L/r_2$ は, 10^{-2} T 程度の磁界, 10^2 eV 程度の速度の電子, He^+ , Ar^+ に対してそれぞれ 0.2, 20, 60 であるから, 電子による f_D だけ現実性がある. Fig. 7 の 10 MHz 付近の検出周波数は, 電子のドリフト回転周波数である. 実際, 運転条件下では電子に対し, $(2m/qB)^2 \cdot 2qU_2/m \cdot r_L^2 \ll 1$ であり, (5)式より下式が導かれる.

$$2\pi f_- = \frac{|q|B}{2m} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{2m}{qB} \right)^2 \frac{2qU_2}{mr_L^2}} \right\} \approx \frac{2U_2}{Br_L^2} \quad (14)$$

従って(13)式と比較すると,

$$f_D \approx f_- \quad (15)$$

である. f_- はマグネトロン電子の陰極の周の回転周波数である*.

イオン往復運動周波数の(9)式は, He^+ , Ar^+ に対してそれぞれ 0.528 MHz, 0.167 MHz である ($U_2=200$ V). 又, $f_c/2f_M$ はそれぞれ $3.6 \times 10^{-2}, 1.1 \times 10^{-2}$ であるから, (5)'式よりイオン周波数はおよそ f_M で, (7)'の陰極との非衝突の条件も満たされる.

単色のイオン振動が検出されるためには, 個々のイオンの振動位相がそろう必要がある. 第3項で述べたが, 1個のイオン運動は $Z \approx r_0 \cdot \exp(-j\pi f_c t) \cdot \cos(2\pi f_M t - \phi_0)$, 但し ϕ_0 は初期位相, で表わされる. 運動 $\cos(2\pi f_M t - \phi_0)$ に外力 $K \cos(f_M t)$ が加わると, 運動は $\cos(2\pi f_M t - \phi_0) + (K/4\pi f_M) \cdot t \cdot \cos(2\pi f_M t - \pi/4)$ に変化する. 但し K は定数である. 即ち, イオン運動 Z の $\cos$ の項は外力との共振により, 時間がたつと $(K/4\pi f_M) \cdot t \cdot \cos(2\pi f_M t - \pi/4)$ が主となり, 初期位相 ϕ_0 に関係しないものとなる. 外力としては, 陽極壁に現われる微少な振動電位が源となると考えられる. 以上が個々のイオンの位相がそろうことの説明である.

Fig. 12 に示すように, 放電の結果陽極から $r_2' (< r_2)$ までは等電位にするシースが形成されると考えれば,

* マグネトロン電子が陽極に達するまでに放出するエネルギーは, $\Delta E = |q|U_2 \sqrt{1 - (2f_M/f_c)^2}$ である⁸⁾. 実験の動作条件では $2f_M/f_c \approx 10^{-1}$ だから $\Delta E \approx |q|U_2$, 即ち電子の位置エネルギーの大半は放電と陽極回路の振動に費されるだろう. ただし, 周回エネルギーは単純に $E_{\text{rot}} = (1/2)m(2\pi f_- r)^2$ でない. $r=2$ cm, $f_- \approx f_D=7.3$ MHz とすると $E_{\text{rot}} \approx 2.4$ eV が Ar, He 粒子を電離できない. (電離電圧 He: 24.5 eV, Ar: 15.7 V)¹³⁾

Fig. 12 Potential re-formation after the formation of a sheath and a pseudo-anode, the radius of which is r_2 . The frequency of ion reciprocating motion in the re-formed potential is given by $f_M' \approx \sqrt{2qU_2/m}/2\pi r_2$.

(9)式は $f_M' = \sqrt{2qU_2/m}/2\pi r_2' (>f_M)$ となり、実験の周波数値を定性的に説明することができる。この考え方によると、磁界増加により電子領域 (Fig. 12 の $r < r_2'$ の部分) が内側に収束し r_2' が陰極方向に縮む結果、 f_M' は増加する (Fig. 9)。電子流密度が増加すると r_2' が陽極側に追われ、 f_M' が減少する (Fig. 10)。

Fig. 6 はイオン放出面を固定して ($r_0/r_2 = \text{const.}$)、電位変数 n と周波数比 f_n/f_M の関係を表わした図である。 n の増加は正空間電荷の増加に対応している (Fig. 3)。Fig. 9 の検出値が I_B 増加により、(I_B, f) が (3, $1.2f_M$)_{Ar} や (3, $1.5f_M$)_{He} から (8, $2.5f_M$)_{Ar, He} に漸次変化するが、これは Fig. 6 の $r_0/r_2 = 0.15$ 付近で $n=1/2$ から $n=5$ に漸次変化することと対応し、放電々流一定の時 (Fig. 9 の動作条件)、磁界増加と共に空間のイオン密度が上記電位変数に対応する増加をされると考えられる。 I_e の増加は電位変数の減少に対応する (Fig. 3)。Fig. 6 で $r_0/r_2 = 0.15$ 付近の $1/2 \leq n \leq 5$ に於て n が減少すると周波数は減少するが、これは Fig. 10 で I_e が増加すると周波数が減少することと対応している。

検出された単色周波数の理論的定性的な説明は以上の通りであるが、磁界・放電々流・ガス種等の実験パラメータを変化すると電位分布・イオン運動等が複雑に変化

する。検出される周波数は、上記説明の構造が複雑に絡み合う現象の結果であると考えなければならない。

イオン運動が探針に伝える電磁的波動の高調波は、振幅と周波数成分の関係、 $A_m \propto f_m^{-1} (m \geq 2)$ を持つが¹⁴⁾、これは実験結果の式(10)と合わない。従って高調波は、イオンの内サイクロイド運動が電気双電子近似効果によって探針 (アンテナ) に誘起した波でない事がわかる。

次に連続周波数特性の振動について検討する。D'Angelo 等は、表面電離方式で作られたプラズマから指数が $4.5 \leq \alpha \leq 5 (f \leq 1 \text{ MHz})$ 、磁界強度の関数でない) のパワースペクトルを観測した⁶⁾。パワースペクトル特性は放電の形式に関係せず、ペニング放電^{2,4)}、テストステラレータの放電⁵⁾でも同じ特性を示す (Table 1 参照)。この種の振動現象は、浮動電位のゆらぎ⁶⁾やプラズマ密度のゆらぎ⁵⁾として検出され、低い β プラズマの turbulence として記述されている^{4,5,6)}。Chen⁴⁾は、静電揺動による異常輸送 (磁界と直交) と関係づけ次元解析により $\alpha=5$ を導いている。Bol⁵⁾は、60 KHz の突起部に続く上述のパワースペクトル特性を観測した。この突起部は、キंकモード3のプラズマ柱が 20 KHz で回転する結果出現したものである。文献中の観測値を参考にすると、この回転は(3)式の f_0 に近いもので、E クロス B ドリフト回転による回転であると考えられる。続く連続スペクトルは、これに付随した雑音スペクトルであろう。

本実験で観測されたパワースペクトル特性は、Fig. 11(c)から明らかなように、上述の各例に似ている。ただし、単色スペクトルと連続スペクトルとが二者択一的に検出されることは、この実験に特徴的である。放電中の荷電粒子の振動が、いずれかの状態に対応していると考えられる。単色スペクトルが観測される時、振動は共振状態にあり個々の振動位相は時間経過により統制され単色スペクトルとして検出される。この時電位分布は Fig. 12 のようになっているが、連続スペクトルが観測される時、Fig. 3 の種々の電位分布の一つか時間的に変化する電位分布をしており、個々の振動の間に共振は存在しない。連続スペクトルは、高いガス圧力又は電離度の高い気体の条件で容易に検出されるから、電位変数 n は $1/2$ より大きいと考えられる。検出される連続スペクトルの周波数の範囲も、これをうらづけている (Fig. 5, Fig. 11(a))。

6. 結 論

マグネトロン形放電で発生する振動現象について、実験結果を記述し、振動の機構を定性的に説明した。マグネトロン構造を持つ放電には、数 MHz 程度までの低周

波数領域の振動現象が伴う。振動は連続スペクトル又は単色スペクトルを持つ。前者の振動は一般に振巾のパワーが周波数の $-5 \sim -4$ 乗で低減する性質を持つ事が明らかになった。後者の振動は、マグネトロンの集群効果の解釈に使われているように^{7,8)}、マグネロン型の電磁界と微小外力の重畳（原因は不明であるが）による周波数選択（共鳴作用）と、この周波数でのイオンの集群運動によるものであると思われる。

謝 辞

ペニング及びマグネロン形放電に関して、有益な討論をして下さった理化学研究所元研究員・宮川信一先生に深く感謝します。

〔文 献〕

- 1) N. A. Kervalishvili and V. P. Kortkhondzhiya: Sov. Phys. Tech. Phys., **20** (1975) No. 12, 1591.
- 2) J. R. Roth: Phys. of Fluids **16** (1973) 231.
- 3) N. Miyagawa: Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **71**

- (1977) No. 3, 49.
- 4) F. F. Chen: Phys. Rev. Letters **15** (1965) 381.
- 5) K. Bol: Phys. of Fluids **7** (1964) 1855.
- 6) N. D'Angelo and L. Enriques: Phys. of Fluids **9** (1966) 2290.
- 7) 朝永振一郎, 小谷正雄 共編: 極超短波磁電管の研究 (みすず書房, 1966) pp. 85-88.
- 8) 水間正一郎, 朝永振一郎, 高尾磐夫: 超短波磁電管 (コロナ社, 1948) p. 38, pp. 62-63.
- 9) N. Miyagawa: Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. **55** (1961) No. 3, 138.
- 10) N. Tanizuka: Proc. Int'l Ion Engineering Congress, Kyoto, 1983, Vol. I, p. 319 (Inst. Electrical Engineers of Japan).
- 11) 谷塚 昇: 第44回応用物理学会学術講演会予稿集 (1983) 25pA8.
- 12) 熊谷寛夫, 富永五郎 編著: 真空の物理と応用 (装華房, 1981) pp. 333-334.
- 13) A. von Engel 著 山本賢三, 奥田孝美 共訳: 電離気体 (コロナ社, 1968) p. 52.
- 14) N. Tanizuka: Proc. Fifth Symposium on Ion Sources and Ion-Assisted Tech., Tokyo, 1981, p. 121 (Res. Group Ion Engin.).