ガス・プラズマ中における電子のエネルギー分布の微細構造—弾性・非弾性衝突過程の観測—

理化学研究所 雨 宮 宏

1. ま え が き

Druyvesteyn氏により考案されたプラズマ中の荷電粒子のエネルギー分布測定法⁽¹⁾は、次式で示されるようにプローブ特性の二次微係数とエネルギー分布の関係を用いる。

$$\frac{d^2 i_p}{dV_p^2} = \frac{S e^{5/2}}{2\sqrt{2} m^{1/2} V_p^{1/2}} F(eV_p) \dots\dots (1)$$

ここに、 i_p はプローブ電流、 V_p はプラズマ電位を基準としたプローブ電圧、 $F(E)$ はエネルギー分布関数、 e および m はそれぞれ電子の電荷および質量、 S はプローブ表面積である。この測定法は従来陽光柱⁽²⁾⁽³⁾、定常じま⁽⁴⁾⁽⁵⁾、アルカリ熱電離プラズマ⁽⁶⁾、レーザ・プラズマ⁽⁷⁾などの電子のエネルギー分布測定に数多く適用されてきた。後になって Medicus 氏⁽⁸⁾は球形プローブに対する一般的な理論を展開したが、その解析法を拡張して考えることにより、非等方的な速度分布、例えばビームのような場合でも、その密度がプラズマ密度に比し小さいときは、そのエネルギー分布を測定できることがわかる。

プローブ特性の二次微係数は一般に微小交流重畳法によって求められるが、最近では位相検波法や選択増幅器の改良発展に伴い測定感度が向上し、エネルギー分布中の微細構造の測定が行なわれるようになってきた。Wiesemann 氏⁽⁹⁾は熱陰極近傍で生じているネオン・プラズマ中の励起過程を観測し、Franck-Hertz 氏の実験⁽¹⁰⁾と類似の機構による複数個の微小励起ピークを見いだした。しかし、それらをネオン原子のレベルと比較した所、一つのピークには二つないしそれ

以上のレベルが対応し、十分細分化されなかった。その後、他の不活性ガスについても同様の測定を行なったが⁽¹¹⁾、特にヘリウムにおいて最低の励起レベルに対して単一ピークが対応した。これらの測定結果を、もし光学的な測定結果とクロスチェックすることができれば、より一層放電プラズマ内の機構の解明に対する手がかりが得られるものと思われる。本研究はこのような背景の下に行なわれたものであり、まずプローブ特性の二次微係数を最初 Friar 氏⁽¹²⁾により提案されたビート法により高感度に測定することにより、電子のエネルギー分布とプラズマ中の弾性・非弾性衝突過程との関係を示す。次に、一次電子のピークおよび励起ピークの場所的変化を弾性衝突に基づく理論式と比較することにより、プラズマ中の拡散などの過程が明らかにされる。更に、種々の表面現象、すなわち熱陰極の仕事関数の一次ピークに対する影響、プローブ表面からの荷電粒子の反射効果、プローブ表面や支持体からの二次電子放出によるピーク、プローブ表面への他物質の吸着によると思われる多重ピーク現象について報告する。

すなわち、プローブ特性の二次微係数を高感度で測定することにより得られる種々の微小ピークの特徴からプラズマの微細構造のみならず、電極の表面現象の詳細が明確となる可能性がある。また、従来の正イオン飽和電流ならびに電子のエネルギー分布の表式に対する表面現象に基づく補正項が定量的に得られる可能性が生ずる。

2. 実験方法

測定には 0.5mmφ のタングステンおよび白金プローブを使用し、熱陰極からの距離をパラメータとしてプローブ特性およびその二次微係数を高感度で測定した。測定法としてはビート法が使用された⁽¹²⁾。それ

Fine Structures of the Energy Distribution Function of Electrons in Gas Plasma—Observation of Elastic and Inelastic Collision Processes. By H. AMEMIYA, Member (Institute of Physical and Chemical Research, Plasma Physics Laboratory).
雨宮 宏：正員，理化学研究所，プラズマ物理研究室

第1図 測定放電管断面図

Fig. 1. Cross-sectional views of discharge tubes.

は他の微小交流重畳法^{(13)~(16)}と種々の観点から比較検討して多くの点で有利であることが判明したからである⁽¹⁷⁾。印加交流電圧のピーク値は 0.2~0.3 V, 選択増幅器のゲインは最大 95 dB, 印加周波数は 9~15 kHz で水晶振動子により周波数安定化を図っている。測定回路図は他の文献⁽¹⁸⁾で示されている。

第1図 (a), (b) は測定空間を模型的に描いたもので, (a)図は 8 mmφ の酸化物陰極と, これから 10 cm 離れた平行円板陽極からなる一次元形放電, (b)図は 1.6 mmφ の酸化物陰極と, これに同軸な円筒形陽極からなる二次元形放電を示す。

3. 負グロー領域内のエネルギー分布曲線

第2図は円板形酸化物熱陰極 (8 mmφ) から 10 mm 離れた点で観測されたクリプトンプラズマにおけるプロブ特性およびその二次微係数 i_p'' の一例である。図でピーク 1 は一次電子に対応し約 16 eV の平均エネルギーを持っている。そのエネルギー幅は本来, 熱陰極における熱的速度に対応しほぼ 0.1 eV 程度であるが, ここでは測定の分解能で決定され約 0.3 eV である。ピーク 2 はプラズマ電子に対応するもので, ピーク 1 に対し 30 倍低い感度で測定された。複数列のピーク 3 は一次電子がクリプトン原子を励起し, 離散的にエネルギーを失ったものに相当する。5 s レベルに励起されたことによるピークが左から一番目と二番目のピークで, 順次右方へ 5 p (2 個) レベル, 6 s (2 個) レベルへの励起ピークと続いている。最初の 5 s レベルの励起ピークは二つの三重項 3P_2 (9.92 eV), 3P_1 (10.03 eV) および三重項 3P_0 (10.56 eV), 一重

第2図 クリプトンプラズマにおけるプロブ電流 i_p とその二次微係数 i_p'' Fig. 2. Probe current i_p and its second derivative i_p'' in a krypton plasma.

項 1P_1 (10.64 eV) に対応するもので, 測定の分解能がそれらの差約 0.1 eV よりも大きいために, 各ピークは二つに細分化されていない。三重項への励起は光学的にはスピン禁制遷移であるが, 入射電子のエネルギーが励起電位よりわずかに大きい場合よく起こることが電子スペクトロスコピーで最近明らかにされ⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾, 一次電子はこの条件を満たしている。

第3図 (a) は水銀の場合のデータで, 円筒形酸化物陰極から 11 mm の所で測定されたものである。第2図と同様, ピーク 1 は一次電子に, ピーク 2 および 2' は電離により生じたプラズマ電子に, またピーク 3 は励起ピークで, 左から順に 6^3P , 6^1P , 7^1P , 6^3P , 6^1P なるレベルへの励起に対応する。図で i_p'' が 2 回測定されているが, これらの曲線が再現性のあることがわかる。励起ピーク 3 は放電電流の小さいときによく見られるが, それは電子温度が低く高エネルギーのすその部分が励起ピークを隠してしまわないことと, プラズマ電子による励起がほとんどなく, 励起はもっぱら一次電子により引き起こされるためと考えられる。プラズマ電子にピーク 2 と 2' とが見られるのは, 2 は散乱電子, 2' は二次的にできた電子 (量子力学的にはこれらは区別がつかない) と便宜的に区別され⁽²¹⁾, 放電電流の小さいときは集団的相互作用があまりなく, 二体的衝突の結果がそのまま現れたことがわかる。ピーク 2' のエネルギー分布は Lorentz 分布に近いことが実験的に得られているが⁽²²⁾, プラズマ中では更に二次的な衝突によりこれら二つの山は次第に融合していくか, 放電電流が大きくなると最初から一つの山のままであった。

第3図 (b) は放電電流を上げた場合をいろいろの測定感度でとった例である。 6^3P , 6^1P に対応するピークおよびより高い励起レベルのピークが幅広くなって観測されているが, これは放電電流の増加に伴う累

第3図 水銀プラズマにおけるプローブ電流 i_p とその二次微係数 i_p''

Fig. 3. Probe current i_p and its second derivative i_p'' in a mercury plasma.

積的衝突過程の増加や種々の二次的過程のため発生した複雑なピークが背景に重畳されていることによると思われる。

4. 負グロー領域内の一次電子ピークの空間的分布

〈4.1〉 一次ピークの空間的分布 一次電子のピーク 1 (ここで、一次ピークと名づける) のエネルギー

幅はビーム・プラズマ相互作用が顕著でない場合、例えばガス圧が比較的高く放電電流の小さい場合は、陰極からの距離とともにほとんど変化しない。また、平均エネルギーが 10 eV 以上でエネルギー幅が $0.1 \sim 0.3\text{ eV}$ 程度であるので、Druyvesteyn 氏の公式⁽¹⁾から、エネルギー分布はプローブ特性の二次微係数そのものであるとしても誤差は $1 \sim 2\%$ である。従って、ピーク 1 の高さを陰極からの距離の関数としてプロットしたものは、一次電子ビームと中性ガスとの衝突現象に関する情報を提供すると考えられる。

次に、第2図および第3図で示されたような一次電子ピーク 1 の従うべき密度分布曲線を計算により求め、実験により得られた曲線との比較を行なう。励起を起こしていない一次電子についての連続の方程式は次式で与えられる。

$$\text{div}(n_b \vec{v}_b) = -n_b v_0 n_0 Q_{ie} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 n_b はビームの密度、 $\vec{v}_b$ はその平均速度、 v_0 はビームの速さ、 n_0 はガス密度、 $Q_{ie} (= Q_{ex} + Q_i)$ は全非弾性衝突の断面積を表わす。 Q_{ex} は全励起断面積、 Q_i は電離断面積である。 $n_b \vec{v}_b$ に対し巨視的運動方程式を用いると、

$$n_b \vec{v}_b = -D_b \frac{\partial n_b}{\partial r}, \quad D_b = \frac{1}{3} \frac{v_0}{n_0 Q_{ei}} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 Q_{ei} は弾性衝突断面積、 D_b は一次電子の拡散係数である。(3)式を(2)式へ代入し、陽極端で $n_b = 0$ という境界条件 (この仮定は平均自由行程 λ が電極間距離 d に比し十分小さいときには正しい) の解を一次元形および二次元形について求める。

(i) 一次元形の場合〔第1図(a)〕

$$n_b(z) = \frac{\sinh \left\{ \sqrt{\frac{v_0 n_0 Q_{ie}}{D_b}} \cdot (a-z) \right\}}{\sinh \left\{ \sqrt{\frac{v_0 n_0 Q_{ie}}{D_b}} \cdot a \right\}} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 n_{b0} は陰極シース端における n_b の値である。

(ii) 同軸円筒形の場合〔第1図(b)〕

$$n_b(r) = n_{b0} / \Delta \left\{ K_0(cra) I_0(cr) - I_0(cra) K_0(cr) \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 I_0 、 K_0 は第1種および第2種変形ベッセル関数、また

$$c = \sqrt{v_0 n_0 Q_{ie} / D_b}$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} I_0(crc) & K_0(crc) \\ I_0(cra) & K_0(cra) \end{vmatrix}$$

いま仮に、一次電子のエネルギーが第1励起レベル以下である場合は $c=0$ となるが、このとき

(i) 一次元形の場合

$$n_b(z) = n_{b0}(a-z) \dots\dots\dots (6)$$

(ii) 同軸円筒形の場合

$$n_b(r) = n_{b0} \ln(r_a/r) / \ln(r_a/r_c) \dots\dots\dots (7)$$

(a) 0.1 Torr

(b) 0.3 Torr

第4図 一次電子ピークと距離 z との関係
(同軸円筒形プラズマ)

Fig. 4. Relation between the height of primary peak and the distance from the cathode z in one dimensional plasma.

すなわち、密度分布は弾性衝突に依存しない。従って、(4)式と(6)式、(5)式と(7)式との差は全非弾性衝突断面積によるものとなる。第4図(a)、(b)は一次元形の電極配置の場合においてアルゴンの場合の一次電子の密度で、距離 z の関数としてプロットしたもので、○印が実験結果である。eq.(4.3)((4)式)とある実線は、既存の衝突断面積を用いて⁽²³⁾⁽²⁴⁾(4)式を計算した結果である。実験値が(4)式の結果より下回るのは、計算式の中に含まれていない z に対して直角方向への損失によるものと考えられる。一方、ビームが非常に細く、一度衝突を起こしたものをスリットで取り除くとすれば、(これは Ramsauer-Kollath 氏⁽²⁵⁾の衝突断面積測定法に対応する)密度分布は

$$n_b = n_{b0} \exp \{-n_q(Q_{ie} + Q_{el}) \cdot z\} \dots\dots (8)$$

で与えられ、これの半対数グラフ上における傾斜は全衝突断面積で決まる。第4図(a)、(b)には(8)式で与えられる値を eq. (4.7) [(8)式]として同時プロットしている。実験値が(8)式を上回っているのは、2回以上衝突を起こしたものが再び中心軸にくることによって考えられる。現実実験条件では陰極-陽極間距離が大きく、二つの極限の場合の中間に属するが、圧力が上昇するにつれ(8)式から離れ(4)式に近づく傾向がわかった。

次に、同軸円筒形の配置の場合の結果を第5図に示す。実験は水銀(水銀溜温度 27°C, 蒸気圧は約 2.5×10^{-3} Torr に相当する)で行なわれ、放電電流 20 mA、ビームのエネルギーは 12.5 eV であった。図には実験的に得られた一次ピークの高さの空間分布が、既存の衝突断面積⁽²⁴⁾⁽²⁶⁾を用いて(5)式 [eq. (4.4)], (7)式 [eq. (4.6)] を計算したものと比較して示され

第5図 一次電子ピークと距離 r との関係
(同軸円筒形プラズマ)

Fig. 5. Relation between the height of primary peak and the distance r in coaxial type plasma.

ている ($r=6\text{mm}$ において実験値と理論値を一致させた)。図面から明らかなように、実験結果は陽極近傍で $n_b=0$ という条件が満たされないことを示しており、理論とのずれが大きくなっている。これは平均自由行程が 5.7cm ($Q_{ei}=2.0\times 10^{-15}\text{cm}^2$)⁽²⁴⁾ で、陰極-陽極間距離より大きいとと考えられる。なお、 Q_{ie} は電離断面積⁽²⁴⁾ と $6P$, 7^3S_1 への励起断面積⁽²⁶⁾ の和とし、他の高いレベルへの衝突断面積を無視したが、平均自由行程が長く非弾性衝突自体の効果は図からもわかるように、それほど大きくはないと考えられる。

〈4・2〉 励起ピークの空間的分布 一次電子のうち、 i 番目の励起レベルへの励起に携わったもの（ここで励起電子と名づけ、これに対応するピークを励起ピークと名づける）の密度 n_{exi} と、一次電子の密度 n_b との間には次の連続の方程式が成立する。

$$\text{div}(n_{exi}\vec{v}_{exi})=n_b v_0 n_0 Q_{exi} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $\vec{v}_{exi}$ は励起電子の平均速度、 Q_{exi} は i 番目の励起レベルへの一次電子の励起断面積である（また上式で、正イオンとの再結合、原子への付着は無視している）。

(9) 式を電離も含めてすべてのレベルについて加えたものは一次電子の保存を表わす式

$$\sum_i \text{div}(n_{exi}\vec{v}_{exi}) + \text{div}(n_b\vec{v}_b) = 0 \dots\dots\dots (10)$$

に帰着する。(9)式、(10)式から、先の一次電子に關する連続の方程式(2)を得る。 $n_{exi}\vec{v}_{exi}$ に対し巨視的な運動方程式

$$n_{exi}\vec{v}_{exi} = -D_{exi} \frac{\partial n_{exi}}{\partial r}, \quad D_{exi} = \frac{1}{3} \frac{v_{exi}}{n_0 Q_{ei}} \dots\dots\dots (11)$$

を用いる。ここに、 D_{exi} は励起電子の拡散係数、 Q_{ei} はその弾性衝突断面積、 v_{exi} は励起を起こした一次電子の速度である。一次元の場合に(9)式の解は、 n_b に対し前述の(4)式を用い、(11)式を(9)式へ代入することにより、

$$n_{exi} = n_{b0} \frac{Q_{exi} D_b \sinh(ca) - \sinh\{c(a-z)\}}{Q_{ie} D_{exi} \sinh(ca)} \dots\dots\dots (12)$$

ただし、

$$c = \sqrt{\frac{v_0 n_0 Q_{ie}}{D_b}} \dots\dots\dots (13)$$

すなわち、

$$n_{exi} = \frac{Q_{exi} D_b}{D_{exi} Q_{ie}} (n_{b0} - n_b) \dots\dots\dots (14)$$

最終的には励起ピークは一次ピークによって決まり、(14)式より

第 6 図 一次ピークと励起ピークの距離 z との関係

Fig. 6. Relation of the primary peak and the excitation peak with the distance z .

$$\frac{\partial n_{exi}}{\partial n_b} = -\frac{Q_{exi} Q_{ei}}{Q_{ie} Q_{ei}^b} \frac{v_b}{v_{exi}} \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 Q_{ei}^b , Q_{ei} は一次電子、励起電子の弾性衝突断面積である。従って、横軸を n_b にとった励起ピークの傾斜は(15)式の右辺を与えるから、もし Q_{ei} , Q_{ei}^b , Q_{ie} がわかっている場合は Q_{exi} が測定できるし、 Q_{ei} , Q_{ei}^b のみがわかっている場合は Q_{exi}/Q_{ie} 、すなわち全非弾性衝突断面積に対する部分的励起断面積がわかる。

第 6 図は 0.1 Torr のアルゴン・プラズマの場合(放電電流 7.0 mA, ビーム・エネルギー 16.7 eV) に一次電子密度 n_b を横軸として、4 s レベルへの励起ピークをプロットしたものである (n_{exi} , n_b は同一の任意単位)。一方、Maier-Leibnitz 氏のデータ⁽²³⁾ によれば $Q_{ie}/Q_{ei}^b \approx 5\%$ 、また Kieffer 氏のデータ⁽²⁴⁾ より $Q_{ei}^b = 2.0 \times 10^{-15}\text{cm}^2$ を用いて(15)式の右辺と実験データの直線部分とを対応させると $Q_{exi}/Q_{ei} \approx 0.17\%$ となる。Mayer-Leibnitz 氏のデータで Q_{exi}/Q_{ei} を 16.7 eV まで外そうしたもの、これよりやや大きい値 (約 0.3%) を与える。更に、 n_b の小さい所で (点線部分) n_{exi} が直線から著しくずれていることは、励起電子が一次ピークと同様 z に対して直角方向へ拡散して余分の損失を起こすためではないかと考えられる。実験結果と理論結果との間にはまだいくらかのくい違いが見られるが、これらについて更に深い考察を与えることにより、プローブ法により励起確率の測定の可能性が期待できると思われる。

Maier-Leibnitz⁽²³⁾, Ramsauer-Kollath⁽²⁵⁾ 氏らによる古典的測定法では、ともに陽極を通過する電流のみを測定し、例えばビームと発生したプラズマ間の集団的相互作用によるビームのエネルギー幅増大のような電極間の現象がたとえ生じていても無視されている

他、電極付近で発生するシースの影響の評価がなされていない。本実験ではビームの相対的密度分布を測定し、更にビームのエネルギー幅が一定であることを監視している。また、原理的には上記古典的測定法が一点における測定であるのに対し、本方法では任意の複数点の測定が可能であるから、情報を得る際の誤差や変動が少なくなることが期待される。しかし、本方法は電子スペクトロスコピー^{(19)~(22)}のように衝突の角度依存性（微分断面積）など原子分子の構造についての情報を得ることを対象にするものではなく、プラズマ物理や気体電子工学で対象にされる全衝突断面積についての簡便な一測定法を提供するものである。

5. プローブおよび熱陰極上の表面現象とエネルギー分布

前章までは、一次電子ビームのエネルギー分布について、そのピークの高さの空間的な変化に関して論じたが、実際にはその分布に付随して種々の微小ピーク群が現われることが多い。これらのピークはプローブ表面と中性ガスおよび荷電粒子との相互作用や熱陰極の表面状態に関係するものであろうということについて以下論ずる。

〈5・1〉 熱陰極表面の仕事関数の非一様性 熱陰極表面の仕事関数の非一様性は上記のプローブ特性に微妙に影響し、エネルギー分布の精密な観測結果に現われることがある。仕事関数 W_c の陰極からの電子が仕事関数 W_p のプローブに達するときに測定における見かけ上の電圧は $W_p - W_c$ ($W_p > W_c$) であるから、もし W_c が表面で変化すると、一次ピークに変位が生ずるはずである。第7図は水銀プラズマにおける一次ピークの形が陰極ヒータ電圧 V_H をパラメータとして示されているが、 V_H の増大とともにピークの生ずる電位 V_p が深いほうへ変位していることがわかる。

以上の実験においては、プローブは測定前に正イオン衝撃でクリーニングが施されており、プローブの仕事関数 W_p は一定であると考えられ、 $W_p - W_c$ の変化はすべて W_c の変化によるものと思われる。すなわち、ヒータ電圧の増大とともに陰極表面の仕事関数が増大していくことを意味している。

また、この現象の再現性は非常に良い。変位の大きさが数 eV であることから考えて、陰極前面の電位の谷の効果は無視しうる。

〈5・2〉 プローブ表面の仕事関数の非一様性、反射効果 プローブ特性がヒステリシス現象を生じ、これがプローブ表面の非一様性に帰因するものであること

第7図 陰極温度変化による一次ピークの変位
Fig. 7. Displacement of the primary peak with the cathode temperature.

(a) 汚れたプローブで測定された i_p
(a) i_p as measured by a contaminated probe.
(b) スパッタ後のプローブで測定された i_p
(b) i_p as measured by a probe after sputtering.

第8図

Fig. 8.

は古くから知られている⁽²⁷⁾。第8図(a)はプローブを熱陰極の付近に放置した後測定された i_p の曲線を示すが、一次電子ピーク1が三つに割れているのが見られる。これはプローブ表面に陰極物質が付着して、表面が大別して三つの仕事関数を持つようになったためと考えられる。また、ピーク1の右側に隣接する部分にうねりが発生している。この表面の大きい非一様性は更に励起ピーク3やプラズマ電子（ピーク2）に

もひずみを起こし、ピーク 2 が衛星ピーク 2' と 2'' を有するようになる。プローブ（金属）に正イオンが当たるとき、また励起された原子が当たるときも、励起電圧が仕事関数よりも大きいときは金属から二次電子が放出される⁽²⁸⁾。これら二次電子によると思われる i_p'' 上の微小ピークがキセノン プラズマで以前観測されたが⁽²⁹⁾、これらの励起原子はキセノンの場合 6 s レベルの三重項の準安定原子に相当すると考えられた。これらの二次電子放出による微小ピークの発生理由は次のように考えられる。プローブ電圧が空間電位以上のときは、二次電子は正イオン シースで加速されてプラズマ中へ流れていくのに反して、空間電位以上のときは逆電位により反発される。従って、これが空間電位以上で本来のプローブ特性にひずみを起こし i_p'' に重量され微小ピークとなって現われる。第 8 図 (a) で見られる 2', 2'' はこれらによるものと考えられる。

この状態のプローブを約 20 分間深いバイアスをかけて正イオン衝撃を行なうことにより、第 8 図 (b) に示されるようにピーク 1 は単一ピークに回復すると同時に、励起ピーク 3 も正常に発生し、プラズマ電子のピーク 2 も衛星ピークは消え、しかもその幅は狭くなる。すなわち、プローブ表面の非一様性は見かけの電子温度を高くするので、プローブ測定上重大な誤差をもたらす恐れがある。

プローブ理論において、プローブ表面に到達した電子がすべて吸収されるという仮定は厳密な意味では妥当でない。しかし、これを実験的に証明した例はないようである。金属表面、例えばタンゲステンにおける反射、回折は表面物理で調べられているが⁽³⁰⁾、プローブ表面の状態はこれらの他に中性ガスや不純物の付着効果を有する。

反射係数は表面に到達する電子のエネルギーの関数として与えられるが、Maxwell 分布の場合は電子温度の測定に影響がない⁽³¹⁾。事実セシウム・プラズマにおける分布関数の測定で、反射効果がある場合とない場合の i_p'' 曲線の比較が行なわれたが、単に絶対値がほぼ平行移動して変化するだけで顕著な差異は見られていない⁽³²⁾。しかし、第 8 図 (a), (b) からわかるように、プラズマ電子（ピーク 2）における差はそれほど目立たないのに反し、一次電子（ピーク 1）に対する表面状態の影響は非常に大きい。

第 9 図は水銀プラズマでの測定例であるが、 $r=8\text{ mm}$ において一次ピークは右側で負になった後、若干うねりを生じている。 i_p'' が負になる現象はビームの密度が陰極付近でやや強く、正イオン シースの球対

第 9 図 水銀プラズマにおける i_p'' 測定例

Fig. 9. i_p'' curve as measured in a mercury plasma.

称が破られ、平板形プローブの性格が一部混入したものである。陰極軸からの距離 r を変えるとピーク 1 はビーム・プラズマ相互作用でその幅を増大していくが、 $r=15\text{ mm}$ において一次ピークに割れ目が入っている。このような現象は第 10 図に示すように他の実験例でも得られた。この一次ピークの割れ目はプローブを熱陰極付近にしばらく放置すると消失する。また、浮動電位付近で i_p'' 曲線にひずみが発生することが観測された。

以上のように、ガス空間でプローブは複雑な表面構造を有し、たとえ i_p 曲線にヒステリシスがなくても、 i_p'' 曲線にはひずみを与える他、細かいピークを発生する。従って、 i_p'' 曲線を精度よく測定することは放電内の金属表面の状態を知る一つの手がかりとなる。

第 10 図 二次電子放出による一次ピークのひずみ

Fig. 10. Distortion of the primary peak due to the emission of secondary electrons.

6. むすび

以上、ガスプラズマ中、特に負グロー領域における電子と中性ガスとの間の衝突現象がプローブによるエネルギー分布測定結果に及ぼす効果と、定性的ではあるが陰極およびプローブの表面現象に関する種々の効果について述べた。衝突過程は一次電子ピークの高さの空間分布や励起ピークの発生を起し、これらの測定から実際にプラズマ内部で起こっている衝突の種類に関する情報を与える。言い替えると、プローブ測定により Boltzmann 方程式の右辺の衝突項が直接測定できる。また、陰極前面にグリッドを置き、任意の電圧にビームを加速することによりプローブにより低エネルギーの範囲の原子の全衝突断面積が測定できる可能性が得られる。更に、従来、陰極近辺の領域と陽光柱とは別個に取り扱われてきたが、本研究ではその遷移領域内の連続的な変化を調べることができ、放電空間全体にわたる統一的な理論を発展させるための手がかりを与える他、プラズマ中の微細構造が明確にされる。

プローブ表面は電子が気相から固相へ移動する際の障壁となり、そこで生ずる種々の性質はプローブ特性の二次微係数に微妙に反映することがわかった。これらの表面現象は本来はプローブ測定法に対しては障害であったが、逆にプラズマ中に浸された電極表面現象を解明する一つの手段に利用される可能性がある。

以上の結果は現状ではまだ定性的な範囲を脱し得ないが、より精密な、そして詳細な研究によりプローブ測定法が広い新しい応用を開拓してゆくことの可能性を秘めており、今後の研究の発展を期したいと考える。

終わりに、本研究の施行において種々の有益な助言や討論をいただいた東京教育大学 小島昌治教授、理化学研究所 土手敏彦主任研究員、菟原仁主任研究員、東京大学宇宙航空研究所 高柳和夫教授に感謝する。本研究の一部は西ドイツ Marburg 大学で行なったが、

滞在中の有益な助言に対し W. Walcher 教授、K. Wiesemann 教授に感謝する。またエネルギー分布測定装置および放電管の作成に対し、理化学研究所工作部 清水和男氏と長谷川卓治氏にそれぞれ感謝する。(昭和 49 年 6 月 14 日受付, 同 49 年 11 月 5 日再受付)

文 献

- (1) M. J. Druyvesteyn: Z. Physik **64**, 787 (1930)
- (2) N. A. Vorovena, et al.: Soviet Phys. (Tech. Phys.) **8**, 423 (1963)
- (3) J. D. Swift: Brit. J. Appl. Phys. **16**, 837 (1965)
- (4) R. L. F. Boyd & N. D. Twiddy: Proc. Roy. Soc. A **259**, 145 (1960)
- (5) B. Saggau: Z. Angew. Physik **32**, 324 (1972)
- (6) M. Felden, et al.: J. Appl. Phys. **38**, 2853 (1967)
- (7) M. Z. Novgorodov, et al.: IEEE J. Quant. Electronics **QE-7**, 508 (1971)
- (8) G. Medicus: J. Appl. Phys. **32**, 2512 (1961)
- (9) K. Wiesemann: Phys. Letters **29 A**, 691 (1969)
- (10) J. Franck & G. Hertz: Phys. Z. **17**, 430 (1916)
- (11) H. Amemiya & K. Wiesemann: Cont. Paper of Xth. Int. Conf. Pheno. Ionized Gases p. 54 (1971)
- (12) E. M. Friar: Rep. 23 Ann. Conf. Phys. Electro. MIT p. 195 (1963)
- (13) R. H. Sloan & E. Macgregor: Phil. Mag. **18**, 193 (1934)
- (14) R. L. F. Boyd & N. D. Twiddy: Proc. Roy. Soc. A **250**, 53 (1959)
- (15) J. M. Malyshev & V. L. Fedorov: Dokl. Akad. Nauk **93** p. 269 (1953)
- (16) G. R. Branner, et al.: Rev. Sci. Instrum. **34**, 231 (1963)
- (17) H. Amemiya & K. Shimizu: Japan J. Appl. Phys. **13**, 1036 (1974)
- (18) 清水・雨宮: 理化学研究所報告 **50**, 1 (昭 49)
- (19) 朽津: 化学の領域 **27**, 481 (昭 48)
- (20) J. K. Rice, et al.: J. Chem. Phys. **48**, 945 (1968)
- (21) 高柳: 日本物理学会誌 **28**, 734 (昭 48)
- (22) C. B. Opal, et al.: J. Chem. Phys. **55**, 4100 (1971)
- (23) H. Maier-Leibnitz: Z. Physik **95**, 499 (1935)
- (24) L. Kieffer: Atomic Data **1**, 120 (1969)
- (25) C. Ramsauer & R. Kollath: Ann. der Physik **4**, 91 (1930)
- (26) C. Kenty: J. Appl. Phys. **21**, 1309 (1950)
- (27) G. Wehner & G. Medicus: *ibid.* **23**, 1035 (1952)
- (28) H. D. Hagstrum: Phys. Rev. **96**, 336 (1954)
- (29) K. Wiesemann: Z. Physik **219**, 462 (1969)
- (30) I. H. Kahn, et al.: Phys. Rev. **129**, 1513 (1963)
- (31) F. F. Chen: Plasma Diagnostic Technique Chap 4, ed. R. H. Huddleston & S. L. Leonard (1965) Acad. Press
- (32) A. Postma & K. Wiesemann: Physica **57**, 624 (1972)