熱陰極フィリップス型電離真空計に就て

大阪市大. 理工学部三戸研究室 兼 松 太

On the Characteristics of Hot-Cathode Philips Type Ion Gauge

Futoshi Kanematsu (Mito Laboratory, Institute
of Polytechnics, Osaka City University)

By adding a thermal electron emitter to the ordinary cold cathode Philips gauge, a high sensitive ionization gauge is expected which works with the linear characteristics at normal operating voltage where usual ion gauges are operated. An additive fine needle extended at the cylindrical axis of the hot-cathode philips type ion gauge to collect the ion current, enables one to extend its measurable range to the ultra-high-vacuum region, in accordance to the principle of Bayard-Alpert ionization gauge with greater ease. Under these considerations, we have prepared several gauge tubes and have measured their characteristics.

With such Philips-Alpert type ion gauge, the experimental results were satisfactory. The sensitivity was about 5 microamperes for the pressure $p=1 \times 10^{-6}$ mmHg under the working condition of 600 volts to the anode, -200 volts to the repeller and the needle at a magnetic flux

density of about 200 gauss. At this time, the electron current I_e was about 1mA. The linearity was confirmed over the pressure range from 2×10^{-6} to 1×10^{-4} mmHg, and a good stability was found.

The simpler hot-cathode Philips type ion gauge showed also a large sensitivity, but its characteristics was meagre in its linearity and stability.

1 序 論

Philips gauge はその欠点、即ち、直線性の成立しない事、不安定な事、及び或程度以上の高真空中に於ては用をなさなくなる事等の為に、折角の高感度が十分に活用されてゐない。其の改良については多くの試みがなされ、又加熱繊維条を備えたものも試作されたが、不安定な性質は変らなかつたと聞く。私達の試みた、第1図に示すやうな電極構造のものも、全しく失敗であつた。元来かかる構造では、磁場を加えなくとも B. K. 振動を発生し、エネルギーの増した電子は

第1図 これまでに試作した hot-cathode Philips gauge.

cathode は何れも $0.23\text{ mm}\phi$ の W 線を 5 turn 螺旋に巻いた。その部分の外径は約 1.5 mm に作られた。

第2図 (1) hot-cathode philips gauge

(2) philips-Alpert ion gauge 縦断面図

イオンコレクターに突入するであろう。不安定は当然と言ひ得る。

陽極たる円筒電極を第2図の(1)の如くに長く作つても、磁場を加えた場合には相変らず不安定な現象が觀察される。併乍ら、第2図の(2)に示す構造では、殆どすべての点に於て好ましい特性が示された。本稿は、philips-Alpert gauge と呼んでおく事にしたそのイオンゲージについての実験結果、並びにそれに関する若干の考察に就て述べる。

円筒電極系に於る電位分布、及びその電極内に於ける空間電荷についての考察から、第2図(1)の如く、円筒電極系になるべく点放射源に近いやうに作つた電子放射を附し、之に軸方向の磁場を加えて cut-off の状態に置く。然らば円筒電極内には、

円筒

軸に filamentary cathode を張つた磁電管に於ると全じい空間電荷飽和状態が生ずると仮想される。而て、之が電荷密度の高い空間を作る最も良い方法であり、従つて全一の大さで最高感度の電離真空計を作る方法である筈である。(1) 計算に依れば、第2図(1)のもので陽極電圧 600 volts を用いた場合、 $p = 1 \times 10^{-6}$ mmHg で略々 $60 \mu A$ のイオン電流が得られる事になる。実験では $17 \mu A$ が得られた。

併乍ら、それだけでは、Alpert の示した X-線効果⁽²⁾ に関しては通常の電離真空計と異ならない。で、第2図の(2)の如く円壩の中心に細長い針状の電極を挿入し、之にも負電位を与へ、この針のみをイオンコレクターに用いるならば、X-線効果が何桁か軽減される事、Alpert 型の電離真空計と全様であらう。両側の負電極は単に repeller 即ち空間電荷に対する蓋としてのみ使う事とする。而て発生する全イオン中の相当量が針状電極に集められるものであれば、Alpert gauge よりも更に何桁か高真空側へ其の測定範囲を拡張出来る筈である。負電位の針は、飽和空間電荷状態に在る空間を幾分縮小はするが、その性質を損ふ事はないであらう。

又、超高真空測定の限界を与える原因の1つとして、X線効果の次に、加熱繊維条からの W-蒸気が挙げられてゐる。Bayard-Alpert gauge の使用状態では、その蒸気圧は略々 1×10^{-12} mmHg なる事を Alpert が示してゐる。(3) 私達の工夫したゲージに於ては簡単な幾何学的並びに電子運動論的考察から、殆んど完全に W-蒸気を遮断するやうな電極構造(後述)を作る事も出来る。

以上に私達の考えの筋道を述べた。そして、針をつけ加えた方を philips-Alpert ionization gauge と呼び、もう1つの方を hot-cathode philips gauge と呼んでおく事にする。前者に於ては、興味ある良い結果が得られた。後者は芳しい結果を示さなかつたので、それについては二三の実験結果を例示するに止めよう。

2 実験結果について

第3図に Philips-Alpert gauge の測定事項及び使用する記号等を図解してある。hot-cathode philips gauge に於ても全く同じで、唯 I_{i3} が無いだけの相違である。

真空度の測定はマツダ U 字型グリッドの電離真空計に依つた。イオン電流は直読及び 10 倍或は 100 倍の増巾で読まれた。測定回路には電子電流の自動制御回路が附けてある。この標準

I_i ; total ion current 或は単に ion current の意を示す。

I_{eo} ; $H=0$ に於ける I_e

coil による磁場の強さは、円筒場極の中央A及び端Bに於て夫々

$$H = 193 \times I_H \text{ gauss}, \quad H_B = 170 \times I_H \text{ gauss}$$

第3図 記号及び測定事項説明図

ゲージと、試験されるゲージとの距離は約 50 cm ，外径 1.5 cm の導管で連つてゐる。試験用ゲージのイオン電流 I ， I_1 ， I_2 等はすべてマイクロアンメーターで直読した。 $10 \mu\text{A}$ full scale のメーターが、用いたその中最も細密なものである。

〔A〕 Hot-cathode Philips gauge の特性

此の gauge tube では、 6×10^{-6} mmHg 近傍を境として、その上下で急に特性の変る性質が認められた。

それより高真空側では、第4図(A)に見られるたうに発振状態の存在を示す特性を得る。之は $3 \sim 6 \times 10^{-7}$ mmHg で測定されたものを、 1×10^{-6} mmHg に還元して描いた特性である。この例に表れる如き hysteresis は必ずしも出るとは限らないが、電圧電流等の条件を様々に変えても、特性曲線の角のある凹凸は常に表れた。

又、 6×10^{-6} mmHg よりも悪い真空度では、第4図(B)の如きも多く測定された。又条件に依つては発振の存在を示すやうな不安定な特性を示すが、高真空側に比してずっと滑らかであつた

(A) $P = 3 \sim 6 \times 10^{-7}$ mmHg 範囲の真空度での測定

(B) $P = 0.4 \sim 1.1 \times 10^{-5}$ mmHg の範囲で測定された特性

第5図の測定に選んだ条件は、 $I_H - I_e$ 特性の I が鋭く落ちる。その少し後の点である。この結果から、 1×10^{-5} mmHg より高真空では直線性の成立する事が分る。第4図(B)は直線性の成立せざる所での測定を、成立するが如くに 1×10^{-5} mmHg に normalize したものである事を附記する。

又第4図(B)から、カソード側のイオンコレクターに入る電流 I_{L1} は I_{L2} より小なる事が示されるが、之は一般的に成り立っている。恐らくカソードに捕えられるイオンの分だけ I_{L1} が小さいのであろう。不安定な特性の場合は両者の比率が一定にならない。

其の他の一般的性質としては、一定の V_P に対し $|V_g|$ を或程度以上小さくすると (V_P の $1/4 \sim 1/5$ 程度以下) 不安定さが激しくなること、又適当に電圧を与えても電子電流 I_{e0} に依つて様子が異なる事、又適当な電圧比を保ち乍ら電圧を増すとイオン電流が大きくなる傾向がある事等が挙げられる。

$V_P = 1600$ volts, $V_g = -400$ volts, $I_{e0} = 5$ mA で $I_H = 3$ Amp の時、 $p = 1 \times 10^{-5}$ mmHg に対し $220 \mu A$ のイオン電流が測定された。 $I_H = 0$ の時の電流 I_{e0} は、フィラメント電流 I_f の調節によつて規定するやうにした。

第5図 hot-cathode philips gaugeに於る $P - I_i$ 特性

第6図 Philips-Alpert ion gauge の $I_H - I_L, I_{L3}$ 特性曲線

$V_p = 600 \text{ volts}$ $V_g = -200 \text{ volts}$ による測定

$P = 1 \times 10^{-6} \text{ mmHg}$ (A), (B), (C) は夫々 I_{e0} の異なる値に対するもの

〔B〕 philips-Alpert Ion Gauge の特性

これの特性は総て 5×10^{-7} 乃至 3×10^{-6} mmHg の気圧範囲で測定され、 $p = 1 \times 10^{-6}$ mmHg に対する値に換算して示されてある。

直線性の成立は第11図の結果から明かであるが、針電極を加えた此のゲージの特性が滑らか且つ安定なものであること、及び全イオン電流の80~90%までが針に流入すると言う大変よい性質が第6図に表れてゐる。又第6図(B)，(C)と I_{eo} を増加した場合、全イオン電流 I_i には次第に特性の崩れが現れるが、 I_{i3} の方はそれと無関係の如く少しも崩れない。又通常 I_{eo} をそのやうな大い値にする必要のない事も明かである。 I_i と I_{i3} の差即ち $I_{i1} + I_{i2}$ に於ては、 I_{i1} の方が大きく、大体 I_{i2} の二、三倍程度であつた。但し、不安定な特性の生ずる場合については、 I_{i1} 及び I_{i2} の測定が略されてゐた。

V_p と V_g の選び方に就ては、 $|V_g| \lesssim 1/5 V_p$ となると不安定な状態が生ずる事、 $|V_g|$ をそれより大きくすると甚だ安定となり、その場合は又、 V_p 一定の条件の下に V_g を変えても、 $I_H - I_i$ 特性は殆ど変らない事等が観察された。それで、略々3:1の比率を保つて V_p 及び V_g の大きさを変えた時の $I_H - I_i$ 特性を測定比較したのが第7図である。

第7図 V_p ， V_g の種々の値についての $I_H - I_i$ 特性。
但し、 V_p と V_g の比は略々一定

第8図 $V_p = 600$ volts, $V_g = -200$ volts の一定条件にて
 I_{e0} の値を parameter として測定した特性, $P = 1 \times 10^{-6}$ mmHg

之に依て、 V_p の増大と共に $I_L \text{ max}$ の増す事が示されており、之は前に我々が行つたイオンポンプについての計算からも推定されることである。単なる hot-cathode philips gauge に於ても全じ傾向の見られる事、前述の通りであるが、その data は第7図の様に綺麗なものにはなつてゐなかつた。

第8図及び第9図は、全一電圧条件の下で I_{eo} をパラメーターとして測定した特性曲線群である。之について注意しておくべき事は、真空度の測定の方に時に依つて相当誤差の入る可能性のあつた事で、その測定結果から総合判断して、もつと整然とした曲線群となつたであろう。

第9図(8) $I_{eo} = 25.4 \text{ mA}$ に対応する $I_H - I_{L3}$ 特性は、第8図には省略して第6図の(C)に示されてゐる。比較されれば分る通り、この曲線は(6)及び(7)の曲線の下或は中間に入る。之が真空度測定器の変調による誤差の為か、或は本来の性質に依るかについて判定し得なかつた為、且は図が複雑になり過る為に第8図から省く事とした。又(A)即 $I_{eo} = 0.31 \text{ mA}$ に対する特性も、全様な意味での不安があり、単に定性的比較の便宜上書き加えておいた。第9図の如き $I_H - I_e$ 特性は常に整然たるものとなつた。

$I_H - I_L$ 特性の形を如何に説明すべきか、又 $I_H - I_L$ 特性に乱れの入る時も I_{L3} が安定であるのは何故か。かう言つた問題の他、第10図の示すところも興味がある。之は I_{eo} を変数とし I_H をパラメーターとして第8図より得た曲線である。之によれば、陰極温度の変動による emission の増減は、イオン電流に大して影響しない事が分る。又、理想的な電極構造に作り、完全均一な磁場を用ふれば、 $I_{eo} - I_{L3}$ 曲線は、 $I_{L3} = \text{const}$ なる直線となるであらうか、且又、その直線は $I_{eo} \approx 0$ の所まで延長されるであらうかといふ問題が提出される。

Philips-Alpert gauge の直線性は、第11図(A)の測定結果に示されている。各測定点に於ての真空度を充分安定にする事が困難であつた事、その他の理由により、此の程度の data で充分直線性を立証してゐると思はれる。又、此の測定中、 I_e が幾分変化するのが見られた。之が第11図(B)に示されてゐるが、之によれば、電子電流 I_e の増分 ΔI_e とイオン電流 I_L との対応性が明瞭になる。 I_e の変化が、hot-cathode philips gauge に於るやうな状態の変化によるものでない事は、このゲージの安定性の1つの証拠ともなるだろう。又、測定にかかつてゐるイオン電流の他、陰極に入るもの及び電極外に逸出するものをも含めれば、その総和が ΔI_e に等しいとも推定される。イオン及び電子の軌道に及ぼす磁場の影響の相違からして、イオンの方が電極外に逃れ易く、電子は殆ど総て陽極に捕え

第9図. 第8図に対応する $I_H - I_c$ 曲線
番号は第8図のそれに対応。唯 (8) に対するものが第8図に与えられてゐないのは図が分り難くなるからである。

併し、第6図(C)に (8) の特性 $I_H - I_{c3}$ が与へられてゐる。

第10図 第8図より I_H をparameter, I_{e0} を
variable として書いたもの

られるとも考えられるからである。若し然りとすれば、 ΔI_e に依てイオンの全発生量が測定され得る。

不充分乍ら、現在までに得られた主要な実験結果は大略以上の如きものであつた。

3 実験結果の考察 特性曲線及び感度に就て

第1図の(3)に示す電極構造は、輻射科学研究会第1部会資料⁽¹⁾として本年5月に報告したものと略々全一である。この場合は、emitterがpoint sourceでなく、相当長く拡がつてゐた為、又不安定な特性であつた為、計算と比較対応せしめる事が出来なかつた。今回の試作管に於ては、point source emitterに近いものをを用い、且つ、X線効果を避る為の考案であつた針状イオン集電極が、安定な特性を与える幸運をも齎したので、或程度までは計算と実験との定性的比較も可能となつた。又、次に実験すべき試作管に就ての予想を立てる事をも可能とした。以下、極めて概念的に幾つかの問題について考察してみよう。

(1) $I_H - I_c$ 特性に就て

試験したphilips-Alpert gauge tubeについて、計算に依て如何なる特性を得るかを先ず検討しよう。計算の仮定としては、陽極円筒軸に細いfilamentary cathodeが張られ、その電位が0であるとする。此の様にしても、実際の如く軸を-200 voltsとし、之に電位0の点から出発する電子を配したのと、大した差は無いのである。何故ならば、軸上の電位が負の場合には、電位 零の位置を仮想陰極とすればよいのであるが、この仮想陰極の半径は-200 voltsの軸電位に対しても大変小さい(1mm程度)。その為、イオン生成量に対する影響は殆ど無いのである。

計算は、測定の多くがなされた $V_p = 600$ voltsの場合に対して行つた。そして、磁場が強まるにつれて空間電荷領域が縮小される様子が、第12図の計算結果に示されてゐる。図の γ_m が、電子が存在し且つ飽和空間電荷状態に在る円筒形領域の半径である。之と、 γ_m に於ける電位 V_m を知れば、我々の計算法(文献(1))に依り、単位時間に生ずるイオンの量が簡単に得られる。即ち第13図に示す $I_H - I_c$ 特性曲線を得る。特性曲線の左側の部分の計算は恐らく簡単でなく、時間が無いので省略した。多分図の如く立上りを示すと思はれる。測定された特性に於けるpeakが、計算に依る特性曲線のそれよりも巾のあるものとなつてゐるのは、磁場が均一でない事、emitterがpoint sourceでない事、及び陰極から

出て行く電子は軸方向に対し色々な角度を以て進み始める事等によると判断される。

茲に示した計算結果は、陰極から放射された一次電子に依るイオン電流に就てのものであつて、測定結果との相異を説明するには、気体電離の際発生する二次電子に就て考える必要がある。電離電圧以上の電位に在る、空間電荷領域のあらゆる位置に於て発生し、且つ初速度は殆ど0と想定される之等二次電子は、cut-off 近傍の磁場に於ては、発生後速かに陽極に収

第12図 filamentary cathodeの電位を0, $V_p = 600$ voltsとした時、磁場の強さにより、電子の到達し得る径方向の距離 γ_m 、及び其処に於ける空間電位 $V(\gamma_m)$ の計算曲線。但し、 $H = 165 I_H$ gauss
 $I_H = 1$ Amp で丁度 cut-off になる。

第13図 第12図に基いて計算した $I_H - I_e$ 特性曲線

但し、円筒内有効空間の長さ $7cm$, $P = 1 \times 10^{-6} mmHg$

容される。併し更に磁場を強める時には、陽陰に達し得ない二次電子が次第に多くなり、之等は矢張り何百ボルトかのエネルギーを得つつ運動してイオン生成に役立ち、更に二次電子を増す。斯く考えれば、一旦下降した後、再び徐々に上昇してゆくと言う、特性曲線の測定結果を説明し得る。尤も、何マイクロアンペア程度の二次電子流が、見られる如き大な効果を齎すには、之が一旦 cut-off の状態に入れば、陽極に到る確率が非常に小さく、続いて発生して来る二次電子と共に蓄積されて、高密度の電荷領域を、一次電子領域の外側に形成するのでなければならぬ。第8図(A)曲線、 $I_{e0} = 0.31mA$ の場合の如き、peakを生ずる事は出来ないのに、 I_{e3} が次第に増加してゆく測定結果を考えれば、一次電子は陽極に達する確率が比較的に大で、二次電子の方は空間に貯えられる能率が非常に高いとする見方も成り立つやうに思われる。

以上の如く、半ば定量的に、半ばは定性的に、特性曲線の形を説明したが、その peak に於て、 I_c の測定値は計算値の数分の一程度にしかなつてゐない。これ程大い誤差の出る計算ではない筈だと思はれるし、又多くの測定結果から総合判断して、この gauge の電極内には或程度平衡状態に達した空間電荷状態が生じてはゐると思考される。併しその平衡状態は、計算の仮定に用ひた様な同軸円筒マグネトロン型の電極構造に於て生ずる飽和空間電荷状態とは、多分に相違したものであろうかと思はれるのである。之等の問題は次節に於て再考するつもりである。

(2) philips-Alpert gauge の感度に就て

此の種の ion gauge に於ては、通常の感度の定義を使用出来ない。即ち

$$I_c = K I_e P$$

なる式が成立しない。何故ならば、 I_c は I_e に比例するでもなく、又 I_{e0} に比例するでもない事を測定結果が示してゐる。だから寧ろ、 $V_p = 600 \text{ volts}$, $V_g = -200 \text{ volts}$, $I_{e0} = 6.8 \text{ mA}$, $I_H = 1.2 \text{ Amp}$ の時、 $I_{c3} = 5.3 \mu\text{A}$ ($P = 1 \times 10^{-6} \text{ mmHg}$) という風に感度を表すべきである。之で通常のイオンゲージの 50 倍程度のイオン電流が得られてゐる事が示される。強て何等かの定義を用ひる必要はないと思はれる。

前述の如く、現在の測定結果は、計算値即ち理想の感度に対して相当に開きがあるので、更に一桁位感度を上げる可能性が残つてゐないではない。又、陽極円筒の長さに比例し、半径の自乗に比例して感度が増加する筈である。併し半径を大きくすれば電圧も上げなければ効果不充分であるし、半径と長さが近附くと再び不安定さの生ずる恐れが有りさうと思はれる。次節の考察を進めた後に、之等諸問題に立歸つてみたい。

4 実験結果の考察 電子軌道及び電極構造の検討に関連して

測定結果を観察してゐると色々な問題が現れて来る。其等の問題に答えるには、先づ、電極内に於ける電位分布と電子軌道とを明らかにせねばならぬ。第 14 図は厳密に求めたものではないが、概略それらの模様を表して定性的説明を可能にしてくれる。(B) 図は軸を含んで電子と共に回転してゆく平面上に見た電子軌道図、(B') は軸に垂直な平面上に投影された軌道図である。

(A) potential distribution with no space-charge ,
express the zero potential surfaces.

(B')

(A') With space-charge
saturation

(B) Electron paths projected on a plane which
includes the axis and rotates with the electron

第14図 電位分布及び電子軌道図

H gauss の均一磁場に、速度 V volts で入射した電子の円運動の周期 T は、現在考
えてゐるやうな場合の電子の周期と大差無く、且つ入射速度に無関係で

$$T = 3.55 \times 10^{-9} / H \quad \text{sec}$$

と与えられ、電子の速度 v は

$$v = 5.93 \times 10^7 \sqrt{V} \quad \text{cm/sec}$$

と与えられる。例えば、 $I_H = 1$ Amp. 即ち $H = 170$ gauss の時は、 $T \approx 2 \times 10^{-9}$
sec であり、又、軸方向に 100 volts 加速された電子では、 $v = 5.93 \times 10^8$ cm/sec
 $1/v \approx 1.7 \times 10^{-9}$ sec/cm となる。かかる数値を参照して軌道図が描かれた。

第14図の(A)は、陰極を張つた線に垂直な平面で電極系を両断した場合の等電位線を示
している。之からも分る通り、電子は陰極から各方向に引出され加速されてゆく。この時、軸
方向に対して小さい角度方向に出た電子は、軸方向に比較的大きな速度成分を得て針と陽極との
間の空間に入るであろう。此処には軸方向の電場成分が無く減速を受けないから、電子はそ
のまま回転運動をし乍ら進んで、もう一方の端部不均一電場に到る。この時、軸方向速度成分
の大なる程、端部不均一電場即ち軸方向に対する減速電場内に深く突入し、その到達点の位置
如何が反転後の経路を大きく左右するだらう。そして、恰も本来の陰極より大きな陰極の面か
ら再出発するにも似た状況となる電子も相当な割合で存在し、反転後直ちに、或は何回かの往
復運動の後陽極に捕捉される事になるだらう。かかる電子の回転運動に於ては、軸方向の運動
エネルギーに相当する電位 $V(r)$ の点にまでしか軸に近附く事は出来ない。

径方向に強く加速され、軸方向の速度成分が小さい電子の場合には、端部不均一電場に深く入
らず、其処の減速電場によりすぐ押戻されるから、始めと似た軌道を描いて帰り、この様な事
を何度も繰返すであろう。従つて陽極に捉えられる確率は極めて少く、飽和空間電荷状態の形
成に大きく寄与する事になる。

さて、上述の如き電子軌道論は、以下の様に実験結果の説明をもなし、又、その実験結果か
ら証明される。

先ず、第9図(A)、 $I_{e0} = 0.31$ mA の如き、極めて電子放射量の少ない場合には、cut-
off 曲線は極めて緩やかで、 I_H の増加による I_e の減少は僅かである。この場合は、陰極
加熱の点から見て最も point source emitter に近い場合であり、最も鋭い cut-
off を示すべきだと言う見解と相容れない。之は先に述べたやうに、電子の速度方向が問題

だからである。

$I_{eo} = 2\text{mA}$ の時には既に空間電荷飽和状態に達してゐる事を、対応する $I_H - I_{e3}$ 特性が示してゐる。そうして、之以上に I_{eo} を増しても、その残留陽極電流 I_e は、 $I_{eo} = 2\text{mA}$ の場合のそれに収斂してゐる。この事は、或程度の I_{eo} の供給によつて、“或る空間電荷飽和状態”に達して電位分布が変化して、之が放射電子量を I_e に抑え、且つ夫等電子に対する加速方向を径方向に強く軸方向に弱くするような電位分布変化となつてゐる事を示してゐる。つまり之は、放射電子を有効に蓄積させるやうな変化が、全時に放射電子を抑制する為に生ずる平衡状態であつて、之がこの電極配置に於ける、即ち放射電子の加速方向分布条件に於ける空間電荷飽和状態であると言ひ得る。加速方向の分布が始めと変らないなら、第9図の(A)や(1)と全様に緩やかな曲線が、 I_{eo} を増しても得られる筈である。で、此の飽和状態は全軸円筒マグネトロン型に於けるそれとは相当に異なるものと思はれる。イオン電流の測定値が計算値と相当に距りがあるのはその為であると考えられる。 I_{eo} を増すに従つて I_e 及び I_{e3} が僅かづつ増すのは、陰極加熱を増す為の電子放射面の拡がり、その他に原因を求めるべきであらう。

気体電離の際に生じた二次電子の形成する空間電荷状態が、相当高密度のものであるとした観察も、軸方向速度と電子蓄積効果とに関する前記所論に依て理解される。二次電子供給量 $2\mu\text{A}$ 程度以下により、 $2\mu\text{A}$ 程度のイオン電流が得られてゐるらしい結果と、一次電子供給量 I_e とそれに依るイオン電流と、之等を比較してみれば電子蓄積の効率が比較出来る。それと、両電子の軸方向速度平均の比率を比較してみれば明らかであらう。

次に不安定な現象について。

負電位を突破した電子が、repeller 或はイオンコレクターに達する為と判断される不安定な現象を考えてみよう。この電子が余分のエネルギーを取得する mechanism は、岡部教授(4)(5)や Linder(6) 等が見出し、磁場中に於ける電子間の特殊なエネルギー授受(その機構は解明されてゐない)に依るとされた excess energy electron の現象に通ずるものであると思はれる。

先づ、第6図(C)の測定から、この電子の持つてゐる余分のエネルギーは軸方向即ち磁場に平行な方向の運動エネルギーとして得られたものと見做される。之は、片方の repeller の内側の面積が約 9cm^2 、針の側面積約 1.5cm^2 、針の断面積は 0.0027cm^2 である事から結論される。径方向には、有るとしてもその余剰エネルギーは僅かなものと思はれる。

電子が斯かる余分のエネルギーを得るやうな現象の発生しうな場所は、電位分布図に依つ

て求めるに、陰極を中心とし repeller 前面と針の尖端部分とを覆ふ零電位面に依つて狭まれる部分である。此処では陰極をかこむやや正電位の等電位面が存在し、電子は、磁場の存在により、両側の零電位面の間を何回も往復振動する事が可能となる。で外部回路とは無関係なかかる B. K. 振動に共振して、相当大なるエネルギーを与える機構として、先づ考えられるのは高密度の電子プラズマ中に於けるプラズマ振動である。而て之等の振動の周期を比較してみたところ、次のやうな結果となつた。即ち第6図(C)の不安定箇所、 $I_H = 1.6 \text{ Amp}$, $H = 264 \text{ gauss}$ の条件に於て、本節の最初に挙げた cyclotron frequency の周期 $T = 1.34 \times 10^{-9} \text{ sec}$ と与えられる。プラズマ振動数 ν_e は(7)

$$\nu_e = \left(\frac{n e^2}{\pi m_e} \right)^{1/2} = 8980 n^{1/2} \quad \text{per sec}$$

$$n = \frac{\rho}{e} = \frac{7.8 \times 10^{-15}}{e} \text{ H}^2 \left(1 + \frac{r_c^4}{r^4} \right) \quad \text{per cm}^3$$

但し、 m_e は電子質量、 e は電子電荷、 n は単位体積中の電子の数である。 ρ は円筒形マグネトロンに於ける電荷密度で、 r_c はその陰極の半径を示す。之を前記の条件を用い、 $r = r_c$ の場合について計算すれば、その周期 T_p は $1.35 \times 10^{-9} \text{ sec}$ となつて、先の cyclotron motion に於る $T = 1.34 \times 10^{-9} \text{ sec}$ と完全に一致する。又、 r が r_c より少し大となれば $(r_c/r)^4 \ll 1$ となり、この場合は $T_p = 1.91 \times 10^{-9} \text{ sec}$ である。又、100 volts に加速された電子の速度は、 $v = 5.93 \times 10^9 \text{ cm/sec}$ 、依て之が 1cm を進むに要する時間では、 $\tau = 1.7 \times 10^{-9} \text{ sec}$ 、となる故、軸方向の B. K. 振動に於てどれだけの電位の位置を通るかは分らないが、その周期は他の2つの周期と矢張り全一の order となる事は明かである。B. K. 振動としては、針の尖端部と陰極との間、或は陰極と repeller との間等に発生する事も可能であろうが、大きいエネルギーの得られるものは恐らく針の尖端と repeller の間で起ると思はれる。以上の結果より、三つの振動が適当に整合する条件が起り得る可能性の大なる事、それに依つて大なる振動エネルギーが得られるであろう事が略々明かとなつた。但し、プラズマ振動数の計算には、マグネトロンに於る電子密度を用いた故、此の実験に於る場合の周期は2~3倍大となるだろう。

以上の議論によつて、不安定現象の起因究明の手懸りが明瞭となり、針を入れた事は、かか

る振動の発生する為の条件を電離真空計としての使用の範囲外へ除いた事になったと判断される。又、更に残つた不安定さをも除く事も可能であろう。

尙又、cyclotron frequency とマグネトロンに於ける plasma frequency との間に本質的な関係の有り得る事も、この問題に関連して見出された。この事については、我々の研究室で更に究明される筈である。

最後にイオンの運動に関連して若干検討してみる。均一磁場中に飛込んだイオンの軌道の曲率半径は、全じ加速電圧を受けた電子のそれの $(\frac{m_p}{m_e})^{1/2}$ 倍だけ大きくなる。ここに m_p 及び m_e は夫々イオンと電子の質量を表す。空気の場合には之が 23.5 倍となるので、この実験に供した試作管の針の太さでは、イオンの第1回の突進で全部之に衝突してふ。針の直径を 0.2 mm 位に小さくしても大丈夫な筈である。兎に角イオンは長く空間に往復滞留する事は出来ぬ。それで、イオン電流による空間電荷密度は、電子流のそれの $(\frac{m_p}{m_e})^{1/2}$ 倍程度である事を考慮しても、 $P = 1 \times 10^{-6}$ mmHg に於て $I_e \approx 5 \mu A$ なる実験値によつても、その電荷密度は 1.2 mA の電子流の空間電荷密度に相当するに過ぎない。ところで、このゲージで磁場を用いざる場合は、 $P = 1 \times 10^{-6}$ mmHg, $I_H = 5$ mA の時 $I_e \approx 0.07 \mu A$ となつており、磁場をかけるとこの 70 倍程のイオン電流を得る。故にこの時の空間電荷は $5 \times 70 = 350$ mA の磁場無し電子流に相当すると言つてよい。即ちイオン電荷の約 300 倍である。かかる計算に従えば、 3×10^{-5} mmHg では電子流による空間電荷はイオンの 10 倍で、この辺りまでは直線性は成立する筈である。 1×10^{-4} mmHg では 3 倍しかなくなるので、空間電荷中和効果が著しくなりかけ、直線性が失われて来る筈である。併し実験では 1×10^{-4} mmHg まで直線性が測られてゐる。つまりイオン存在の効果が上記計算より小さいのであるが、之は電極内の電離空間の任意の点に生じたものが、イオンコレクターにまで来て重なつて始めて、例えば $5 \mu A$ となるのだから、外側に行く程その電荷密度は小さいと言ふ事から説明される。尤も、直線性の失われる様なところでは、普通のイオンゲージとして用いても簡単なわけである。

5 特性と電極構造の改善、及び超高真空の測定に就て

前節まで論じた事により、更に感度を高く能率を良くし、且つ不安定な現象を起さぬやうにする為には、電子軌道や電位分布がどうあるべきかが明らかになつた。結局如何なる電極配置を取らしむべきか、の予想が第15図に示されてゐる。電子がなるべく軸方向の速度を持たずに能

第15図 電極設計図(a)は(b)の型のcathodeの場合、(d)は(c)の如き細長いcathodeを側板無しで用いた時の電子軌道図

率よく蓄積されるやうに、適当な大さ、適当な負電位の円板電極を配置する。而して之を、少し陽極の内部へ入れてやる。即ち(a)及び(b)図に示すやうにする。側板が陰極の電位でよいならば簡単である。

これまではemitterをpoint sourceにする事を考えたが、得られた特性から、逆に細長い陰極を用ふる方がよいと思われる。第15図(d)に、この場合のcut-offし切った時の電子の運動の様子を、第14図の(B)と全様な書方で、想像してある。之はつまりpeakの巾の広い特性を持たせる為である。又、全じ陽極電圧に対して、point sourceの場合よりも大分強い磁場によつてcut-offが起るので、空間電荷密度もずつと高くなり、電位分布も違つてくる筈である。それを理論的に求めるのは甚だ困難だと思はれるが、当然ゲージの感度はずつと良くなる事が予想される。そして此の場合も、前記の理由により(C)図の如く側板を附けた陰極を用いる。

尤も此の巾広い特性といふのは、最初のcut-off即ち陰極中心部から出た電子に対するcut-offから、cut-offし切るまでの事故、その間では陽極電流を余り小さく出来ない憾みを生ずる。併し I_{eq} がずつと小さく済めばそれでよいし、cut-off後の特性曲線の落ち方も前と異なるかも知れない。

その他に、第6図(c)。(b)等に見られるやうに、空間電荷密度の増加によつて不安定が生ずる場合がある。改作によつて更に密度が高くなる場合、どういふ現象が生ずるかは簡単に予断を下すわけには行かない。

最後に超高真空の測定に関して述べる。残留陽極電流を小さくする事に依つて、且つ陽極電圧を余り高くせずに使ふならば、soft X-ray の発生量を通常の ion gauge の $1/10$ 以下にする事は困難ではない。一方イオン電流としては通常のその数十倍が得られるから、X-ray の為の測定限界を Alpert gauge のそれに比して少くも二桁下げる事が出来る。而て、タングステン蒸気に就ての心配は、第15図の側板がそのまま baffle となつてくれるから、完全に除き去る事が出来る。だから、Alpert gauge に於て針を特に細くした時、 10^{-3} mmHg が限界となつてゐれば、之に於ては 10^{-5} mmHg まで測定可能な事になる。且又、electrical cleaning を有効に働かせる工夫がなされるならば、実際の到達真空度をも彼等の場合より二桁以上良くする事が、彼等の如き装置⁽²⁾を用いた場合に於て、可能となるわけである。

6 結 語

以上に私達の試作したイオンゲージの優秀な性質が実証され、又その性質についての考察が行はれた。電源の変動に対して略々安定であり、特にその変動の影響が鋭敏である筈の電子電流の変化が、測定精度には殆ど影響を及ぼさない。而して、特殊な不安定性も除かれ、高感度と直線性を持つ。以上に依つて、略々実用性に対する条件も備えられたが、磁場を用ふる点に於て不便が残る。此のゲージは、それ故、通常測定困難を生じる 10^{-9} mmHg 程度以上の高真空測定に特に有利であり、常に通常の gauge と併用し較正して用ひるのがよいと思はれる。 10^{-12} mmHg 以上の超高真空測定には unique なものと思はれる。

此の実験は今後も続ける予定ですが、御指導を頂いた三戸先生、御援助を賜つた研究室諸兄学生諸君、並びに市大ガラス工作室の諸氏に感謝の意を表したく思います。

(29.11.10)

文 献

- (1) 三戸左内, 兼松太; イオンポンプの働きに就ての計算, 輻研第1部会資料
- (2) D.Alpert; New development in the production and measurement of ultra high vacuum, J.A.P., Vol.24, No.7, 1953.
- (3) D.Alpert and R.S.Buritz ; Ultra-high vacuum, II. Limiting factors on the attainment of very low pressures, J.A.P., Vol.25, No.2, Feb. 1954
- (4) 岡部金治郎; 高真空内に於る特殊の電子現象について。電評, 22(昭9-1): 24-27.
- (5) 修教社; 超高周波電子管 p.136.
- (6) E.G.Linder; Excess-energy electrons and electron motion in high vacuum tubes, I.R.E. 26(1938)346-371.
- (7) L.Tonks and S.Langmuir; Oscillations in ionized gases. Phys. Rev. 33(1929)195.