Osaka University Knowledge Archive

Title	電子ビーム蛍光法を基準測定法として用いた高速イオン・ゲージの研究
Author(s)	大場, 謙吉
Citation	大阪大学, 1973, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2771
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

電子ビーム蛍光法を基準測定法として用いた高速イオン・ゲージの研究

昭和４８年５月

大　場　謙　吉

目　　次

第1章　序　　論 …… 1

第2章　高速イオン・ゲージの概要 …… 7

§2－1　高速イオン・ゲージの原理 …… 7

§2－2　高速イオン・ゲージに関する研究の概観 …… 10

第3章　稀薄非定常流れ発生系および測定系 …… 19

§3－1　装置の概要 …… 19

§3－2　高速電磁弁の特性 …… 27

第4章　電子ビーム螢光法による基準測定 …… 35

§4－1　緒　　言 …… 35

§4－2　基礎的事項 …… 38

4－2－1　ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰 …… 38

4－2－2　電子ビーム螢光のスペクトル …… 43

4－2－3　ハ　　ロ …… 47

§4－3　静　較　正 …… 49

§4－4　動　測　定 …… 56

§4－5　結　　言 …… 63

第5章　高速イオン・ゲージの設計と改良 …… 65

§5－1　緒　　言 …… 65

§5－2　高速イオン・ゲージの設計における問題点 …… 65

5－2－1　電子電流の安定化 …… 66

5－2－2　ゲージ・ヘッドによる流れの攪乱 …… 70

5－2－3　ヘッドの小型化と放電防止 …… 74

5－2－4　時間分解能 …… 75

§5－3　改良型高速イオン・ゲージの特性 …… 76

5－3－1　ゲージ・ヘッド …… 76

5－3－2　制御回路と作動条件……79
5－3－3　静　較　正……80
5－3－4　動　測　定……83
§5－4　結　　言……94

第6章　高速イオン・ゲージによる真空中へのガスの膨張現象の研究……97
§6－1　緒　　言……97
§6－2　真空中へのガスの拡がり……98
§6－3　稀薄気体中におけるガス塊の挙動……110
§6－4　結　　言……116

第7章　結　　論……119

謝　辞……123

附録1　無衝突理論による真空中へのガスの膨張現象の解析……124

第 1 章　序　　論

近年，稀薄非定常流れの密度，温度などの物理量測定の必要性は，真空工学，ロケット工学，プラズマ物理学，宇宙空間物理学など様々の分野において生じている。

例えば，プラズマ・ガンの研究やパルス型プラズマ風洞の研究[1]，太陽風と彗星との相互作用の模擬実験[2]あるいはガス・パルスの断続噴射によるロケットの姿勢制御の実験[3]などにおいては高速度作動弁から噴出した高速かつ稀薄な気体の流れに関する知識が不可欠であり，ロケットによる高層大気密度の測定[4]に際しても測定器は稀薄な非定常流れに出会うことになる。

しかし，上記のような稀薄非定常流れの特性を明らかにした研究例は意外に少ない。これは，一つにはこの領域の測定法がいまだ十分に確立されていないことに起因していると思われる。

本研究においては稀薄非定常流れの実験的研究，とりわけ局所密度測定法の開発が中心的に取り扱われている。

ところで本研究は，当初高温高密度プラズマの発生および加速装置としてのプラズマ・ガンの研究の一環として開始されたものである。すなわち，プラズマ生成に重大な影響を与えると考えられているプラズマ・ガン内の稀薄中性気体の挙動を調べ，その特性を解明することを主目標とするものであったので，まずプラズマ・ガンの事に若干触れてみる。

プラズマ・ガンを制御熱核融合反応の研究に用いる場合，ガンから発射されたプラズマを外部から磁気容器内に導入する必要がある。一般にプラズマは気体中で放電によって作られるものであるが，保持磁界にあたるところの真空度は高い方が良いことはいうまでもない。また，ガンの出口附近に中性気体が多量に存在すれば電荷交換によってプラズマは高エネルギー・イオンのかなりの部分を失い，ガンの性能は大巾に劣化する[5]。そこで中性ガスの拡散速度がプラズマの飛行速度にくらべて大巾に小さいことを利用して，ガンの部分のみを局所的かつ瞬間的に中性気体で満し，直ちにコンデンサー放電による衝撃的電磁力でプラズマ化することが考えられた。

初期の研究では，Bostick のボタン型ガン[6][7]，あるいはCoensgenのチ

タン・ワッシャー・ガン[8]のようにチタンに水素あるいは重水素を吸収させ，目的を達成した。しかし，この型の致命的な欠陥はチタンの水素ガス吸収量に限界があり，高密度プラズマの発生が出来ないことおよびチタン・イオンが多量に混入してプラズマの純度を下げることにあった。Marshallはこれを改良すべく，初めて高速度作動弁（Fast Acting Valve）を用いて問題の解決を図った[9]。この高速弁を持つ同軸ガンによって高エネルギー・プラズマが得られることから，その後，多くの研究者によって引き続き研究が行なわれ[5][10]~[12]，その中でプラズマ・ガンの特性はガン内の中性気体の挙動に大きく影響されることが指摘されてきた。

ガン内の中性気体の挙動を明らかにするためには，高速弁の特性の把握および高速弁から噴出した後のガスの挙動の知識が不可欠となる。通常，高速弁としては渦電流を利用し電磁力で弁を駆動するポペット型電磁弁が多く用いられている。この型の弁は初めGorowitzその他により製作され[13]，その後，平野によってその特性が理論的実験的に明らかにされている[14]。本研究においてもこのポペット型高速電磁弁を用いる。

さて，高速弁から噴出後のガスの挙動については，流れのクヌーセン数が1近傍のいわゆる中間流領域に属し，しかも壁面での反射の影響などのため理論的把握が困難であるので，いきおいガスの局所密度測定によってガン内の気体の空間的，時間的分布を実験的に得ることが必要となる。

しかし，高速弁によって得られたパフ流れは，密度10^{-3}～1 Torr（便宜上，粒子密度を20°Cにおけるガス圧に換算して表わす。換算値は1 mTorr＝$3.3\times10^{13}/cm^3$である。），密度立上り時間数10 μs，速度10^5 cm/s程度である。気体力学で通常用いられる密度測定法とその使用限界を概観するとわかるように，このような稀薄かつ高速の非定常流れに対しては，通常の測定法は殆んど無力となる。すなわち，シャドウグラフ法，シュリーレン法，マッハ・チェンダー干渉計などの光の屈折を用いる方法やピエゾ電気ゲージは流れの密度が低すぎるため使用出来ず，一方，ピラニ・ゲージやクヌーセン・ゲージは時間応答が遅く使用できない。放電を利用した流れの直視化法[15]は流れ全体を定性的に把握するには便利だが，定量測定は難しい。アルファトロンやトリチウム・ゲージなどの放射線ゲージ[16][17]の使用は可能であるが，増巾可能なイオン

電流を得，かつ線源のα線またはβ線発生の統計的なゆらぎを無くするためにはある量以上の放射線源を必要とする。とくに数10μsの時間応答性を得るためには大量の放射線源が必要となり，人体への放射線損傷の危険があるため，取り扱いは極めて厄介になる。

これに対し，熱陰極電離真空計（Hot Cathode Ionization Gauge －簡単にイオン・ゲージと呼ぶ。）は熱フィラメントから放射された電子を加速して気体分子を電離し，その生成イオンの数から気体密度を知ろうとするものであるが，原理的に極めて速い時間応答性を持ち，かつ低密度領域での使用に適している。さらに電源は通常の真空管用電源を転用すれば良く，ゲージ・ヘッドも小型かつ簡単な構造のものであり，真空管電極の転用も可能である。このようにその製作および取り扱いが非常に簡単であるため，1960年にMarshall[18]が初めて高速稀薄なパフ流れの測定に使用して以来，かなり広く用いられてきた。しかしながら，イオン・ゲージは，通常10^{-3} Torr以下の静止気体の圧力測定用のものであり，使用領域を1 Torr 台の過渡真空度測定に拡張するためには様々の改良が必要となる。このように過渡真空度測定用に用いられるイオン・ゲージは高速イオン・ゲージ（Fast Ionization Gauge －F. I. G.－）と呼ばれている。

本論文第2章においては，このような高速イオン・ゲージの原理的な問題が従来の研究例の紹介と合わせて取り扱われる。

一方，定量測定用としての信頼性の観点から見ると，流れの中に物体を入れなければならないというプローブ法固有の欠点のため，流れと物体との相互干渉を生じ，流れのない静的な測定値と流れのある動的な測定値とが対応するという保障はない。これを確かめるためには外から何らかの基準を持ち込む必要がある。しかし，今までに過渡状態での高速イオン・ゲージの較正を行なった研究例は皆無であり，動測定を行なった実験例[18][19]においても静較正値をそのまま動測定値に当てはめることが出来るという仮定を置いている。したがって，従来得られているデータの信頼性には，かなりの疑問があると考えられる。

そこで著者は高速イオン・ゲージの較正および改良を試み，基準測定法としては電子ビーム螢光法[20]（Electron Beam Fluorescence Method －E. B. F.法－）を採用することにする。基準測定法として具備すべき条件は，まず問

題としている流れの局所密度を正確に定量測定出来ることであり，とくに流れ中にプローブを挿入することなく測定が行なわれなくてはならない。後述のようにE.B.F.法はこれらの条件をほぼ完全に満しており，とくに後者の条件は他の測定法では満たすことが困難である。しかしE.B.F.法は正確な測定法ではあるが，装置が大がかりになり取り扱いも厄介であるため，機動性に欠け，常時簡単に使用出来るものではない。そこで著者は高速イオン・ゲージをE.B.F.法によって較正しておけば，較正された高速イオン・ゲージによって定量測定を容易に行ない得ると考えた。

本論文においては，第4章および第5章において，電子ビーム螢光法による基準測定および高速イオン・ゲージの設計と改良の問題を取り扱う。それに先立って第3章では本研究の実験条件を定める諸要素，すなわち高速イオン・ゲージの測定対象となるパフ流れの発生装置としての高速電磁弁の構造と作動特性および電子ビーム螢光法に必要な電子銃と測光装置，さらには高速弁から噴出後のパフ流れに影響を与えるテスト・チャンバーの形状などを実験装置としてまとめて述べる。

第4章においては，電子ビーム螢光法が基準測定法としてふさわしいかどうかに重点を置いて，その特性および時間，空間分解能などを詳細に検討する[21][22]。

第5章においては，従来のゲージのどのような点を改良すれば定量測定用として信頼し得る高速イオン・ゲージを製作することが出来るかを述べ，さらに，この様な検討に基づいて，著者が試作した改良型高速イオン・ゲージの特性を検討する[23][24]。

さて高速弁より噴出したパフ流れについては前述のごとき複雑な条件のため，従来理論的把握はほとんどなされておらず，また実験的にも測定法が未確立であったため，その挙動を正確に把握しているとは言い難い[5][18]。そこで第6章においては，改良型高速イオン・ゲージの応用として，E.B.F.法をも使用して，パフ流れの空間的，時間的密度分布を測定することによって，その挙動を調べる。まず，プラズマ・ガンの設計などにおいて重要な意味を持つと思われる高速弁の作動条件とパフ流れのパラメーターとを結びつける努力が成される。次いで実験結果を考察し，理論モデルとの比較を含めてパフ流れの特性を明らかにしていこうとする。

第1章の参考文献

(1) 犬竹・栗木：昭和45年度電磁流体力学シンポジウム（1971年2月）P.46

(2) 河島：超高温研究 7（1970） 121

(3) A.G. Earl: J. Brit. Interplanet Soc. 25 (1972) 31

(4) N.W. Spencer and R.L. Boggess: ARS Journal (1959 Janu.) P. 68

(5) 平野：大阪大学学位請求論文（1966）

(6) W.H. Bostick: Phys. Rev. 104 (1956) 292

(7) W.H. Bostick: Phys. Rev. 106 (1957) 404

(8) Coensgen et al: Phys. Fluids 2 (1959) 350

(9) J. Marshall: Proc. 2nd Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy 31 (1958) 341

(10) P.J. Hart: Phys. Fluids 5 (1962) 38

(11) L.C. Burkhart and R.H. Lovberg: Phys. Fluids 5 (1962) 341

(12) D.M. Wetstone: Phys. Fluids 5 (1962) 981

(13) B. Gorowitz et al: Rev. Sci. Instrum. 31 (1960) 146

(14) 平野：電気学会雑誌 87 No.941（1967）391

(15) E.M. Winkler: "Physical Measurements in Gasdynamics and Combustion" (ed. R.W. Ladenberg et al, Princeton, 1954) 79

(16) J.R.O. Downing and G. Mellen: Rev. Sci. Instrum. 17 (1946) 218

(17) G.F. Vanderschmidt and J.C. Simons, Jr.: Advanced Vac. Sci. Tech. 1 (1960) 305

G.F. Vanderschmidt: Electronics 32 (1959) No. 25, P. 60

(18) J. Marshall: "Plasma Acceleration" (ed. S.W. Kash, Stanford Univ. Press, Stanford, California, 1960) 60

(19) E.A. Valsamakis: Rev. Sci. Instrum. 37 (1966) 1318

(20) B.W. Schumacher and E.O. Gadamer: Canad. J. Phys. 36 (1958) 659

(21) 大場・平野：核融合研究２４巻１号（１９６９）３１

(22) 大場・平野：真空１４巻４号（１９７１）１２３

(23) 大場・平野：核融合研究２５巻２号（１９７０）１０１

(24) K. Ohba and K. Hirano: Japanese J. Appl. Phys. 11 (1972) 1693

第２章　高速イオン・ゲージの概要

§２－１　高速イオン・ゲージの原理

高速イオン・ゲージまたは高速電離真空計（Fast Ionization Gauge－F.I.G.－）による局所ガス圧（密度）の測定原理は，通常の電離真空計と同様であるので，まず通常の電離真空計について考えよう。図２－１に最も簡単な三極管型電離真空計の原理を模型的に示す。電子源としては熱フィラメント以外にも多くの種類があるが，熱電子放射を利用したゲージが性能的にもすぐれており，最も一般的に使用されているため，電離真空計というと熱陰極をもったものを指すような習慣が出来ている。本研究でも電子源としては，もっぱら熱陰極からの電子放射に話を限ることにする。

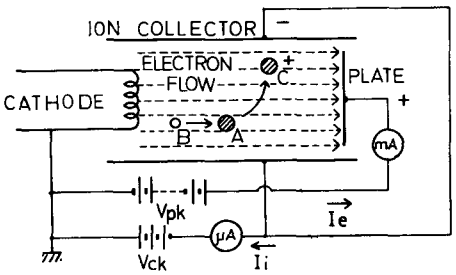


図２－１　電離真空計の原理模型

さて，図２－１において，熱フィラメントから熱電子放射された電子は陽極に入るまでに加速電圧１００～２５０Ｖ で加速されて，気体の電離に必要なエネルギーを得る。このような電子Ｂは，その進路の途中にある気体分子Ａと衝突し，衝突によって生じた気体分子イオンＣは－２０～－５０Ｖ の負電位にある集イオン電極に捕集される。このイオンの数すなわちイオン電流値より気体の密度を知ることが出来る。

いま，陰極から陽極に向かって定常的な電子の流れがあるとしよう。生成イオンの数，すなわちイオン電流 I_i は，電子の走行距離 ℓ，気体分子の数密度 n，電子電流 I_e に比例するから

$$I_i = \sigma \ell n I_e \qquad (2 \cdot 1)$$

となる。ここで σ は電離確率に相当する比例定数である。詳しく考えると，電子の走行径路は複雑であり，また電子のエネルギーがその径路に沿って変わるので，σ を径路の関数とおいて積分すべきである。ここでは平均として，式

(2・1)が得られるものと考える。式(2・1)に理想気体の状態式 $p=n\,kT$ を代入し，次式で定義される量S

$$S \equiv \sigma \ell / kT \qquad (2 \cdot 2)$$

を導入すると，

$$I_i / I_e = Sp \qquad (2 \cdot 3)$$

という電離真空計の基本式が得られる。Sは(2・2)からわかるように，電気的条件と気体温度が変わらなければ一定であり，(2・3)の形から電離真空計の感度(Sensitivity)と呼ぶにふさわしい。

感度Sがゲージ・ヘッドの構造，寸法，電極電圧，電子電流，気体の種類，温度等によって左右されることは，式(2・2)から容易に推測されるが，都合の悪いことには，以上の条件を一定にしても，圧力によって変化することが見出されている。図2－2はその一例であるが，10^{-4}Torr の領域においてさえ，Sが大巾に変化することが見られる。まして本研究の狙いである10^{-3}～1Torr領域でのSの変化は，極めて大きいことが予想される。従って，基本式(2・3)のかわりに

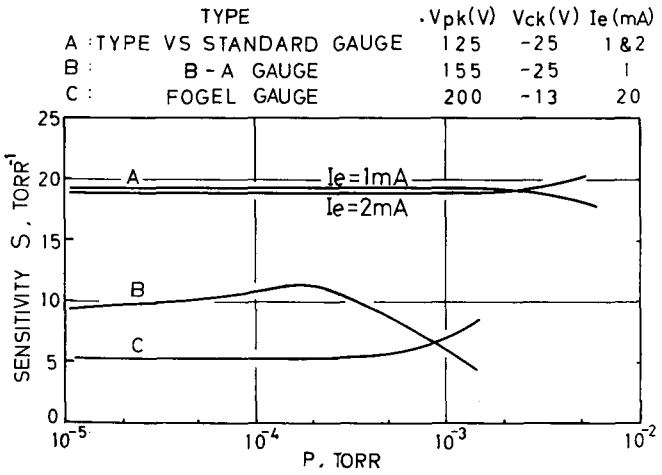


図2－2　電離真空計の感度のガス圧による変化

$$I_i / I_e = S p^n \qquad (2 \cdot 4)$$

とおいて，指数nを実験点に合うように定める方が実際的と思われる。著者の改良した高速イオン・ゲージの静較正曲線は，第5章で述べるように，すべて式（2・4）によって整理している。

次に，高速イオン・ゲージについて考える。通常の電離真空計が10^{-3} Torr以下の静止した気体の圧力を測定するのに対し，本研究で取り扱う高速イオン・ゲージは次のような条件の下に使用されねばならない。すなわち，

(i) 測定範囲が1 Torr に達する。

(ii) 圧力の急激な時間的変動がある。

(iii) 高速度の気体の流れがある。

このことによって，高速イオン・ゲージに特有の困難な問題が生ずる。(i)を考慮した研究はかなりあるが，(ii)と(iii)を考慮した研究例は少ない。とくに(iii)を考慮した研究例は今までまったく無い。(iii)によって生ずるゲージ・ヘッドと流れの相互干渉の問題は著者によって初めて提起されたものと考えている。

さて，(i)について　まず原理的に考えてみよう。式（2・3）中のI_eは，陰極から放射される電子のみを考えているが，中性気体分子を電離した時イオンの対として生ずる電子も陽極に捕集されることを考慮すると

$$I_e = I_{e0} + I_{i,e} = I_{e0}(1 + S p) \qquad (2 \cdot 5)$$

ここで，I_{e0}は陰極から放射される電子電流，$I_{i,e}$は電離によって生ずる電子電流である。式（2・5）の最右辺は$I_{i,e}/I_{e0} = S p$を用いて得た。

式（2・5）を$I_i / I_{e0} = S p$に代入すると

$$I_i / I_e = S p / (1 + S p) \qquad (2 \cdot 6)$$

が得られる。式（2・6）は有効感度$S/(1+Sp)$がPの増加とともに減少することを示すと同時に，$I_i / I_e = 1$が電離真空計の測定し得る低真空側の理論的限界であることを示している。I_e一定の場合，I_iはSが小さい程小さいから，測定範囲を高圧側へ拡張するためには，I_i / I_eを小さくすればよい，すなわち，感度Sを小さくすれば良いことがわかる。

(ii)の圧力の時間的変動に対する高速イオン・ゲージの追従性の問題，すなわ

ちゲージの時間分解能は，主にイオン走行時間（ion transit time)すなわち電離領域で生成されたイオンが，イオン・コレクターに捕集されるまでの走行時間によって定まると考えられる。10^{-3}～1 Torr の低真空領域では，イオンの移動度（mobility)はかなり小さくなり，ヘッドの構造によっては時間分解能はかなり悪化する恐れがある。

(iii)の問題は高速気流とゲージ・ヘッドの相互干渉の問題である。

これらを要約すると，高速イオン・ゲージによる測定とは，圧力10^{-3}～1 Torr 台の稀薄かつ高速の非定常流れにさらされた電離真空計によって，如何に精度良く，気流の圧力（密度）を測定出来るかということに帰着する。従来の高速イオン・ゲージに関する数少ない研究例においては，高速の流れにさらされた過渡状態での高速イオン・ゲージの較正には全然注意が払われておらず，静較正値が動測定値と一致することを前提として測定を行なっている。しかし，序論でも述べたように，このような場合，動測定値と静較正値が対応するという保障はまったくなく，これを確めるためには，外から何らかの基準をもちこむ必要があると思われる。この問題の検討は第4章および第5章に譲ることとする。

最後に，実際の測定手順について触れておく。まず テスト・チャンバー内に気体を徐々に導入し，I_i と I_e の比とガス圧pの関係を記録する（静較正）。次いで，非定常流中に挿入された高速イオン・ゲージのイオン電流の時間変化を測定し，静較正曲線を用いて気体密度に換算すれば，空間内の一点の気体密度（圧力）の時間変化を知ることが出来る（動測定）。

§2－2　高速イオン・ゲージに関する研究の概観

本節では，今までに行なわれた高速イオン・ゲージに関する研究を概観することにする。F. I. G. の研究例はあまり多くないが，その中で Marshall, Valsamakis および Weinman の研究をとり上げて，彼らの用いたF. I. G. の性能を検討する。とくに，Marshall の Opened 6AH6 ゲージはパフ流れの簡便な密度測定法として，かなり広く用いられているものだから，著者も Marshall ゲージを用いた実験を実際に行なってみた。

まず，上記3人の用いたF. I. G. のヘッドや作動条件などを公表された文献

から抜き出して表２－１の如くまとめてみた。これらのF. I. G. のヘッドはい

表２－１　熱陰極真空管を用いた高速イオン・ゲージの実例

Table 2-1　Fast ionization gauges utilizing thermionic tubes

Item \ F.I.G.		J. Marshall[1]	E. A. Valsamakis[2]	J. A. Weinman[3]
thermionic tube used		MT tube 6AH6	sub-MT tube CK-5702	B-A gauge WL-5966 modified and equipped with a grid
size		~1.7 cm long x 1.5 cm diam	~1 cm long x 0.5 cm diam	~4 cm long x 3 cm diam
measurement range		10^{-3}~0.2 Torr	5 x 10^{-3}~0.5 Torr	10^{-3}~2 Torr
cathode		indirectly heated and oxide coated cathode	indirectly heated and oxide coated cathode	direct heated cathode using a thoriated iridium ribbon filament
OPE・PARAM・	electron current I_e	2 mA	3 mA	4 μA
	electron acc. pot. V_{PK}	150 V	165 V	42 V
	ion collector pot. V_{CK}	- 30 V	- 30 V	- 288 V
	grid bias pot. V_{GK}	0 V	- 0.3 V	- 38 V
resistance of plate and cathode		R_K=75 KΩ, R_P=100Ω	R_K=100Ω, R_P=27 KΩ	R_K=22MΩ, R_P=0Ω
accuracy		inaccurate because of the disturbance of gas flow by the gauge head itself	inaccurate because of the disturbance of gas flow by the gauge head itself	not calibrated in the transient state

ずれも市販の真空管または真空計を改良したものである。最初に，Marshallゲージ[1]について述べよう。

Marshallの用いた Opened 6AH6ゲージはF. I. G. の原型である。ヘッドの概略および写真を図２－３に示す。同じく制御回路を図２－４に示す。この回路の特徴は，カソード抵抗の値を大きくして自己バイアス方式で電子電流 I_e の安定化を図っている点である。しかし，この回路ではグリッド電位が I_e によって自動的に決ってしまい，調整が出来ない。さらに，グリッド・バイアスがカソードに対し正になった場合，かなりのグリッド電流が流れて，I_e に対するフィード・バックの効果が大巾に減少するという欠点がある。静較正曲線を図２－５に示す。ただし，６AH6のこの静較正は著者の制御回路（第５章，図５－１４）を用いて行なったものであり，図２－４の回路を用いた場合は結果は異なってくる。Marshallゲージの使用範囲は，高圧側が電極間に発生す

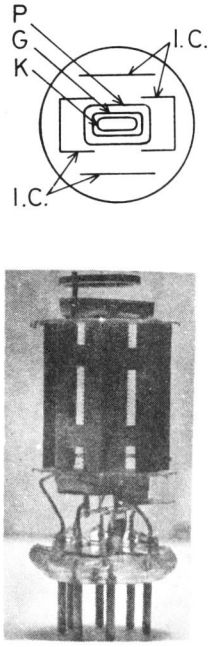


図２－３　Opened 6AH6 ゲージ・ヘッドの写真と概略

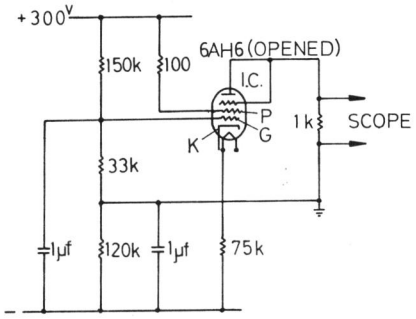


図２－４　Opened 6AH6 ゲージの制御回路（J. Marshall[1]）

るグロー放電で制限されるため，ほぼ10^{-3}～0.2 Torrの間である。イオン電流 I_i と電子電流 I_e の直線関係は，フィラメント電圧を１５V（６AH6の定格電圧は 6.3 Vである）まで上昇させて初めて得られた。6.3 Vで直線関係が成立しない原因は次のように考えられる。すなわち，6.3 Vの場合，真空度が悪くなると気体の冷却効果が効いて来るため，フィラメント温度が下り，空間電荷制限電流の領域から温度制限電流の領域へ入る。すると　フィラメント温度低下の影響を直接受けて I_e が大巾に減少する。I_e の減少が電子加速電圧やイオン化領域のポテンシャル分布に影響して，電離効率が変動するためと推測される。１５Vの場合はフィラメント温度が十分に高いので，6.3 Vの場合のような事態は生じないと考えられる。

Marshallゲージで測定したパフ流れの代表的波形を図２－６に示す。同図

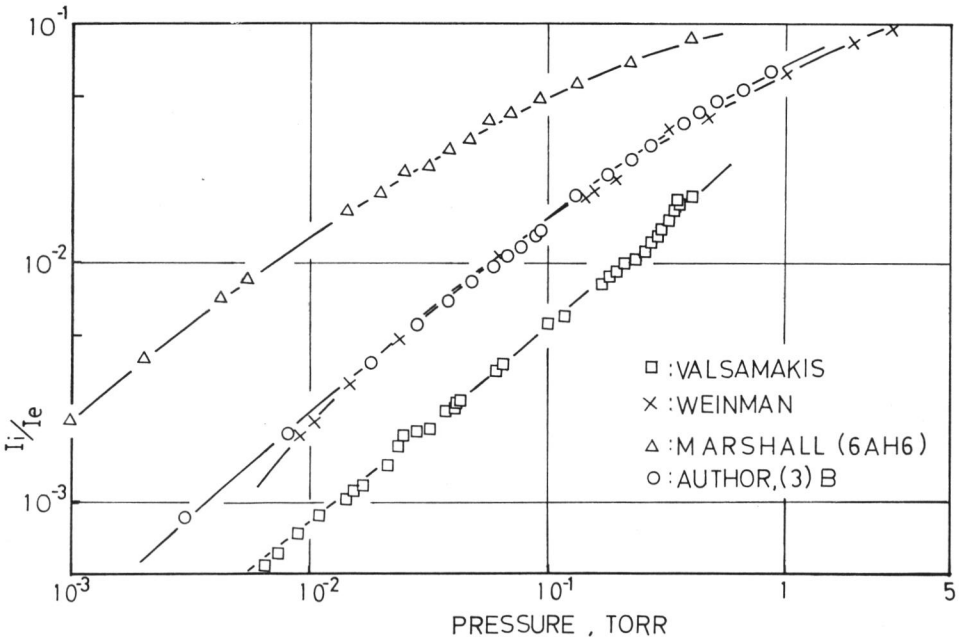


図２－５　各種の高速イオン・ゲージの静較正曲線

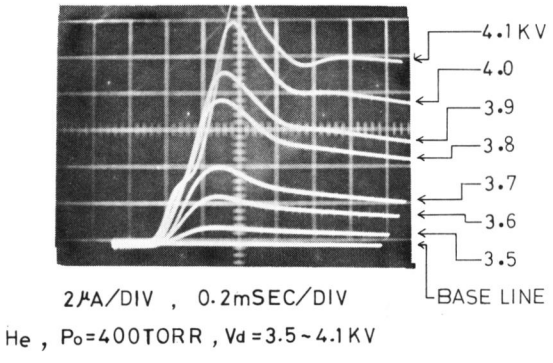


図２－６　ヘリウムガス・パフに対する Opened 6AH6
ゲージの典型的な応答波形

および第５章，図５－７から分かるように，E. B. F. 法による波形とくらべると絶対値も低く波形自身の相似性も無い。第５章，図５－２８に，E. B. F. 法

による波形との定量的比較がなされているが，高圧側で1桁も差が出て来る。この原因は後述するように，電極支持ステムによる流れの攪乱に基づくもので，6AH6 をヘッドとして使用する限り避けられないものである。こうして，Marshallゲージはパフ流れのような稀薄非定常流れの密度測定用としては不適当であると結論しても良いであろう。

次に，Valsamakisゲージ[2]について述べよう。

Valsamakisはサブ・ミニアチュア管を用いているため，ヘッドは最も小型である。図2－7に制御回路を示す。I_e の制御は，主に陽極抵抗を入れて，V_{PK}の増減によってLangmuirの式 $I_e = G V_{PK}^{3/2}$ に従ってフィード・バックを行なっている。使用領域は $5\times10^{-3}\sim0.5$ Torr の間である。窒素ガスのパフ流れを用いて過渡応答性を調べ，静較正と動測定の値はほぼ一致していると結論している。しかし，Valsamakis は，パフ流れのうち密度変化の極めて緩やかな部分のみを選んで両者を比較しており，最も重要と思われるパフ流れの立上り部など密度変化の急激な場合には，この結論は確かでないと考えられる。

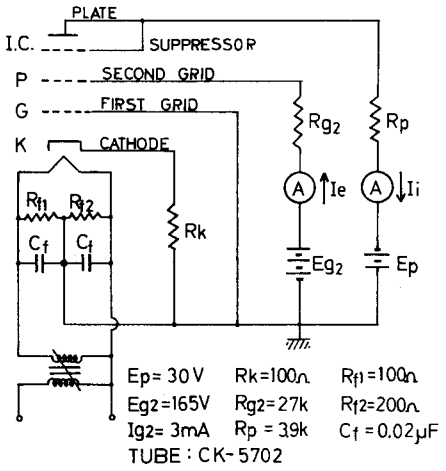


図2－7　Valsamakisゲージの制御回路（E.A.Valsamakis[2]）

Valsamakisゲージの欠点の一つは，$I_e - I_i$ 曲線に直線性が全く無く，$I_e = 2.5$ mA 附近で I_i はピークを持ち，この傾向がガス圧上昇とともに顕著になることである。このことは動測定において，I_e の変動分を補正するとき困難を生ずる。

最後に Weinman ゲージ[3]について述べる。Weinman ゲージ・ヘッド概略を図2－8に示す。WL－5966の改良型であるから，寸法は最も大きい。同図中に制御回路も示してある。I_e の制御は極端に大きなカソード抵抗（22MΩ）を用いて，自己バイアス方式をとっている。特徴は I_e が他のゲージより3桁も小さい事の他，イオン・コレクター電位が10倍も深いなど，他のゲージと

作動パラメータが大巾に異なっていることである。使用領域は 10^{-3}～2 Torr までと最も広いが，示されているデータから推定すると，0.1 Torr以上でグロー放電が生じている疑いもある。動測定の結果は示されていないので特性はわからない。前掲の図２－５に以上の各ゲージの静較正曲線をも示している。I_e－ p 曲線がわからないため，発表された I_e の値が一定に保たれていると仮定して，I_i/I_e を求めた。第５章で述べる著者の(3)B 型は Weinman と類似である。

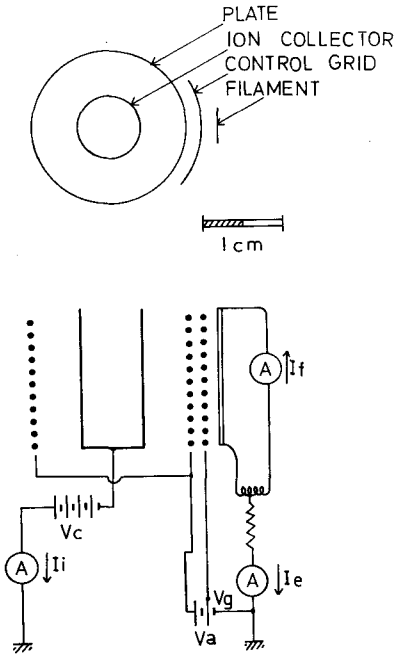


図２－８　Weinman ゲージのヘッド概略
（J.A.Weinman[3]）

上記３人の研究の他にも，最近になって若干の研究が行なわれている。Smith[4]は冷陰極電離真空計の過渡応答特性を高速弁を用いて調べているが，実験はまだ初期の段階で過渡状態の較正はおろか，定量測定も行なわれていない状態である。

犬竹と栗木[5]は，著者の研究を引用した後，制御回路の改良を図り，真空管の定電流特性を利用して I_e の安定化を行なっている。

さて，電離真空計の使用範囲を１Torr 台にまで拡張する試みとしては，まず Schultz の研究が挙げられる[6][7]。図２－９は Schultz によって開発された低真空用電離真空計ヘッドの一例[6]である。感度Ｓを小さくするために，電極間隔を狭くするとともに，電子の径路やイオン捕集効率が圧力の影響を受けないように工夫がこらされている。このゲージは，10^{-5}～1 Torr にわたって良好な性能をもっていることが最近の Walters らの追試によって明らかにされている[8]。Schultz 以外には，Cleaver[9]，Schäffler[10]および Penchko[11] の研究がある。とくに Schäffler の用いたヘッドは４本または６本の同一形状の棒状電極を用いるもので，静較正曲線は 10^{-6}～10 Torr に

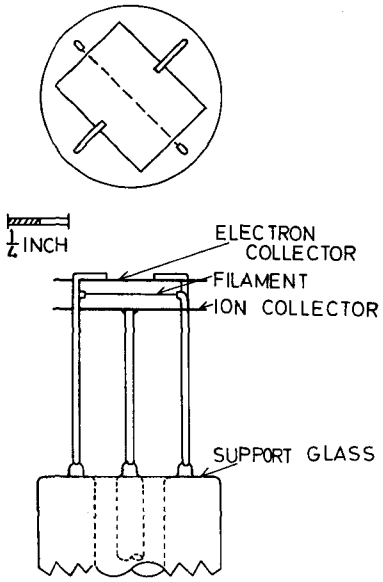


図２－９　Schultz の低真空用イオン・ゲージのヘッド概略
(G.J.Schultz & A.V.Phelps[6])

わたって直線性を保っている。このゲージは流れに対する攪乱が極めて小さいと考えられるので，F.I.G. としても良好と思われるが，今のところ Schäffler の実験は静較正にとどまっている。

第２章の参考文献

1) J. Marshall: Plasma Acceleration (S.W. Kash ed. Stanford Univ. Press, Stanford, California, 1960) P. 60

2) E.A. Valsamakis: Rev. Sci. Instrum. 37 (1966) 1318

3) J.A. Weinman: Rev. Sci. Instrum. 37 (1966) 636

4) A. Smith: J. Vac. Sci. Tech. 8 (1971) 458

5) 犬竹・栗木：昭和４５年度電磁流体力学シンポジウム（１９７１）P.４６

6) G.J. Schultz and A.V. Phelphs: Rev. Sci. Instrum. 28 (1957) 1051

7) G.J. Schultz: J. Appl. Phys. 28 (1957) 1149

8) W.L. Walters et al: J. Vac. Sci. Tech. 6 (1969) 152

9) J.S. Cleaver: J. Sci. Instrum. 44 (1967) 969

10) H.G. Schäffler et al: Inst. Plasmaphys. Bericht IPP 2/75 (1969)

11) E.A. Penchko et al: Prib. Tekh. Eksp. 1 (1964) 146

第3章　稀薄非定常流れ発生系および測定系

本章では，本研究の実験条件を定める諸要素，すなわちパフ流れの発生装置である高速電磁弁の構造とその作動特性，および電子ビーム螢光法に必要な電子銃と測光装置，および高速弁から噴出後のパフ流れに影響を与えるテスト・チャンバーの形状などを真空装置の排気系や測定系とともにまとめて述べる。なお，本研究の主題である高速イオン・ゲージについては，ゲージ・ヘッドや制御回路の設計そのものが研究テーマになっているので，その詳細は第5章において高速イオン・ゲージの諸特性と一緒に論ずることとする。

§3－1　装置の概要

実験装置全体の系統図を図3－1に示す。電子銃と高速弁を中心とした実験装置の概略を図3－2に，電子ビーム螢光の測光装置の概略を図3－3にそれぞれ示す。以下に各部の説明を行なう。

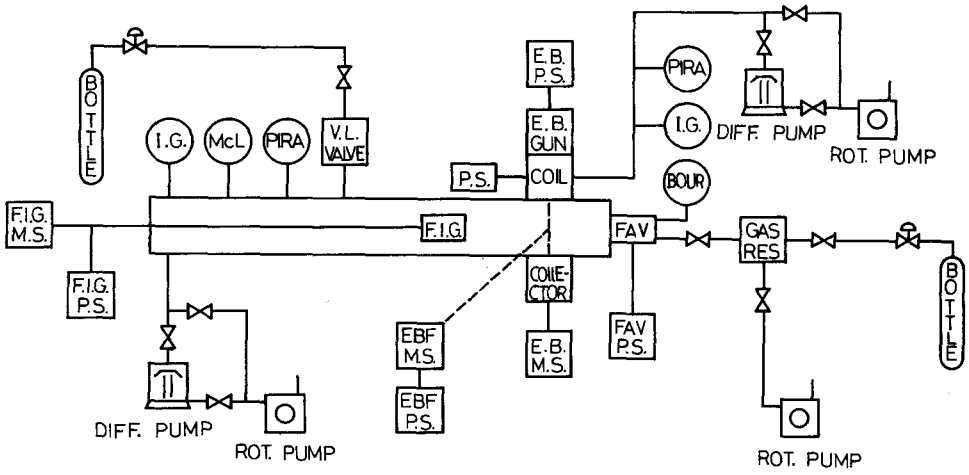


図3－1　実験装置の系統

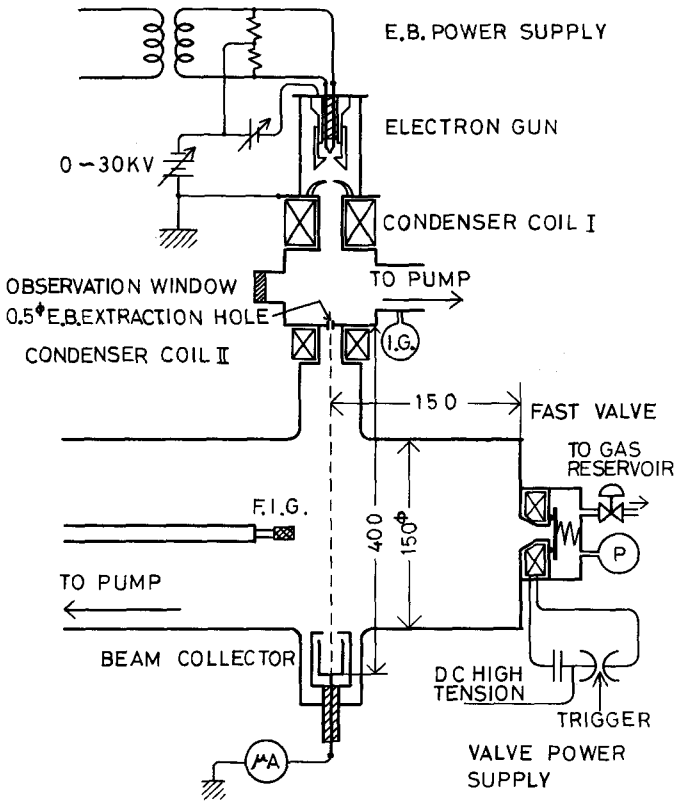


図３－２　電子銃および高速電磁弁を中心とした装置の概略

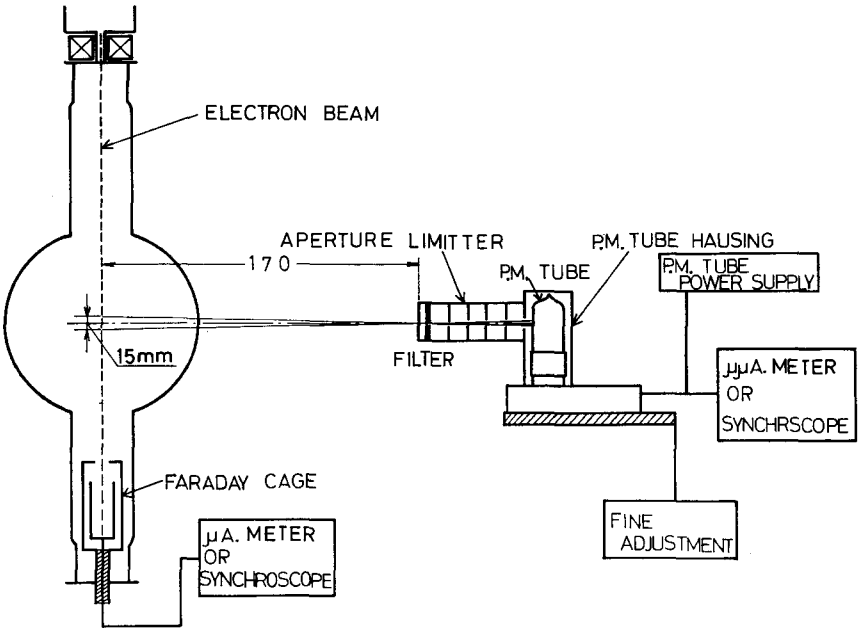


図３－３　電子ビーム螢光測光装置の概略

① テスト・チャンバー

使用した二種類のテスト・チャンバーを図３－４(a)および(b)に示す。テス

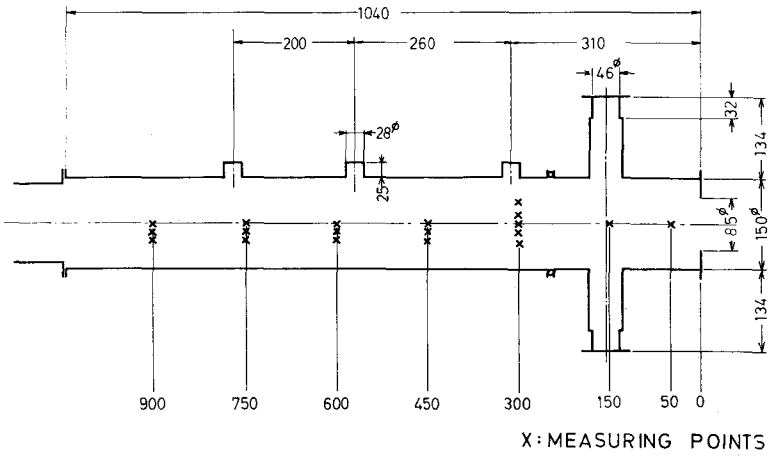


図３－４(a)　テスト・チャンバー(I)
主にE. B. F. 法による測定に用いられる。

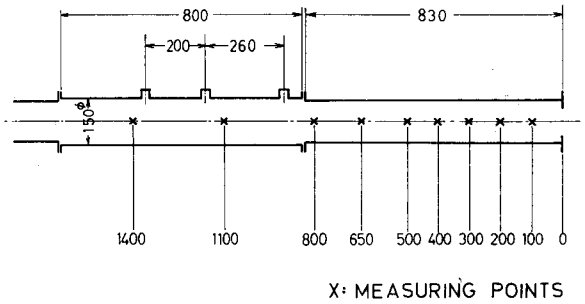


図３－４(b)　テスト・チャンバー(Ⅱ)
主にF. I. G. によるガス塊挙動測定に用いられる。

ト・チャンバー(I)は，主にE. B. F. 法の研究およびE. B. F. 法によるF. I. G. の較正に使用されたもので，内径１５０㎜，長さ1,０４０㎜のパイレックス製ガラス管で出来ており，右端に高速弁が取りつけられている。図３－２に示すように，高速弁出口より１５０㎜ 下流に内径約５０㎜ ，長さ１３４㎜ のガラス製円筒が上下方向に植え込まれ，電子ビームは円筒上方のビーム取出口より，テスト・チャンバー中心軸に垂直下方に打ち込まれる。取出口からコレクターまでの距離，すなわちビームの通過距離は約４０㎝ である。テスト・チャンバー内のガラス壁に蓄積された散乱電子の放電に起因する迷光を取り除くため，ビーム通路周辺のガラス壁に導電性ペーストを塗布し，油煙でその上をおおい，迷光を減少させている。

テスト・チャンバー(Ⅱ)は，高速弁より噴出したパフ流密度の空間的時間的分布を，F. I. G. を用いて測定するために用いられる。テスト・チャンバー(I)の電子ビーム通過部のふくらみに起因するパフ流の乱れを取り除き，かつテスト・チャンバーを長くするためにテスト・チャンバー(I)の上流部の十字管部を取り除き，代りに内径１３８㎜，長さ８３０㎜ のパイレックス製ガラス管を上流側に新たに接続したものである。

図３－４の図中に，F. I. G. による測定位置を記入している。テスト・チャンバー(I)では軸方向だけでなく，半径方向の測定も行なっている。

② 電子銃および収束コイル(I)

組立図を図3－5に示す。電子銃は本実験用に特に製作したもので，ヘアピン型タングステン・フィラメントを使用し，ビーム電流の調整はウェーネルト電極の電位を変えることによって行なう。フィラメント，ウェーネルト電極および陽極間の距離は電子ビームの収束に最適なように調整される。

電子ビームを収束させるためのコイル(I)は，コイル中心軸上で最大磁束密

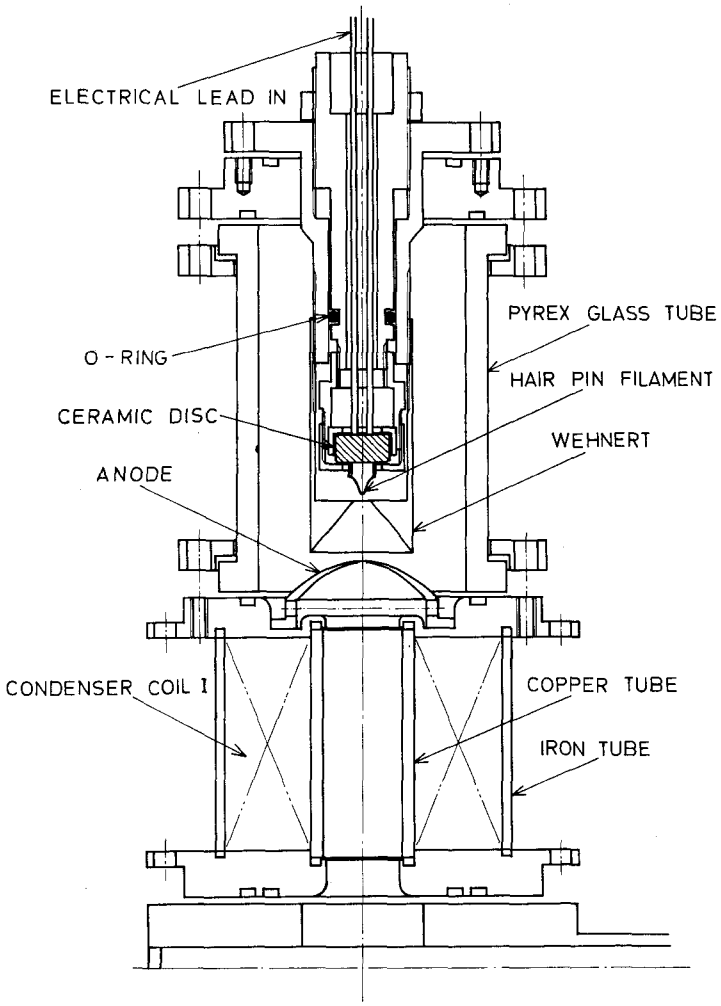


図3－5 電子銃部の詳細

度約300ガウスの磁場を発生させ，ビームを直径0.5㎜以下に収束させることが出来る。電子ビームは加速電圧5～30kV，コレクター電流0～0.3mAの範囲で変えることが出来るが，本実験では，23kV，0.2mAにほぼ固定して使用した。

③ ビーム取出口および収束コイル(II)

組立図を図3－6に示す。ビーム取出口は厚さ2㎜の真鍮板にあけられた直径0.5㎜の小孔である。収束コイル(I)によって収束された電子ビームは，この小孔を通じてテスト・チャンバー内に打ち込まれる。この取出口を境にして，電子銃部とテスト・チャンバーは各々別の真空ポンプ系で排気されており，テスト・チャンバー圧力が10Torrの時，電子銃部側は10^{-4} Torr台

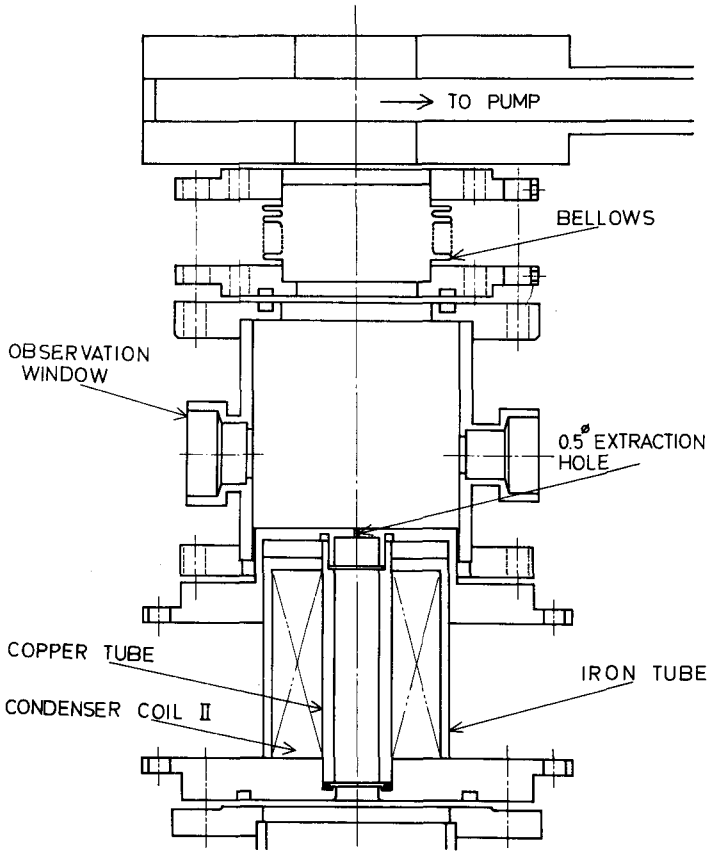


図3－6　電子ビーム取出口部の詳細

の真空を保つことが出来る。ビーム取出口直後に設けられた収束コイル(II)は，コイル中心軸上で最大１００ガウスの磁場を発生し，テスト・チャンバー内のビームをコレクター位置で直径1.5㎜まで収束させることが出来る。

④　ビーム・コレクター

図３－３に示すように，コレクターはフアラデー・ケージ（Faraday cage）型であり，内径２０㎜，高さ３０㎜の銅製円筒によって，コレクター面における一次電子の後方散乱や，二次電子放出の影響を防いでいる。ビーム電流の測定は，静較正の場合はマイクロ・アンメーターで，動測定の場合はシンクロスコープで行なう。

⑤　電子ビーム螢光の測光系

電子ビーム螢光の測定には，光電増倍管　MS９Sを用い，加速電圧１kVで使用した。MS9S　のフォト・カソードの分光感度はＳ４型であって，本研究の狙いである可視光スペクトル全域にわたって感度をもっている。図３－３に示すように，受光立体角を定めるため，光電増倍管の前に，5枚のディスクよりなるアパーチャー・リミターを置き，テスト・チャンバー中心軸上の螢光を観測するように光学系を設定した。この測光系では，ビーム位置で直径１５㎜の円内から発光する光を受光でき，今の場合はビーム進路方向の長さ１５㎜の螢光に感応することになる。

⑥　高速電磁弁

使用した高速電磁弁を図３－７に示す。これはGorowitz[1]らにより試作され，現在最も良く使われているポペット弁である。その基本動作は駆動コイルによって弁に渦電流を誘起させ，コイル電流と誘起した渦電流との反発力で弁を押し上げてガスを流入させた後，バネ力により弁を閉じるというものである。コイル電流はコンデンサー放電によって得ている。

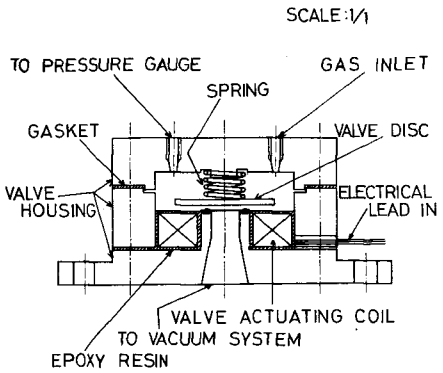


図３－７　高速電磁弁の詳細

駆動コイルは熱収縮ポリエチレン・チューブで絶縁した銅ベルトを6回スパイラル状に巻き，エポキシ樹脂で固めたものを用いる。弁駆動用コンデンサー放電回路を図3－8に示す。コンデンサーは通常3.0～52kV で使用した。典型的な放電電流波形を図3－9に示す。ガス溜室は容積46.4cc，テスト・チャンバーへのガス流路は，図のように長さ33㎜の拡がりノズルになっている。ガス溜圧の測定はブルドン管（Bourdon tube）圧力計で行なった。

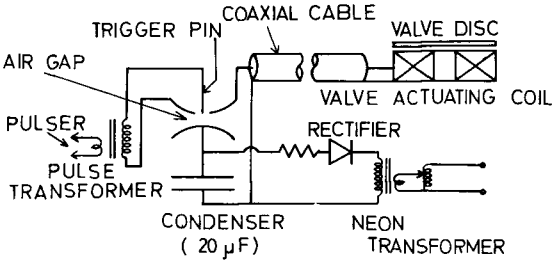


図3－8　高速弁駆動用のコンデンサー放電回路

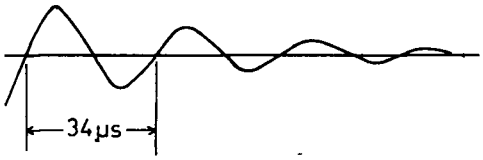


図3－9　典型的な放電電流波形

⑦　高速弁へのガス供給系

不純物の混入を避けるため，ガス・リザーバーおよび配管系をあらかじめ回転ポンプで十分に排気した後，ボンベよりの純粋ガスで高速弁ガス溜室が所定の圧力になるよう満す。

⑧　静較正用ガス供給系

ニードル弁式の可変リーク弁を用いて，ボンベよりの純粋ガスをテスト・チャンバー内に導入し，E.B.F. 法および F.I.G. の静較正を行なう。

⑨　真空度測定系

高真空領域は電離真空計（I.G.）で，低真空領域はピラニ・ゲージ（Pirani gauge）で測定する。ピラニ・ゲージはガスの種類によって感度が異なるので，マクラウド・ゲージ（Mcleod gauge）によって各種ガスに

ついて，あらかじめ較正を行なっておく。静較正の際の圧力測定には較正したピラニ・ゲージを使用する。

⑩ 高速イオン・ゲージ装着

高速イオン・ゲージのヘッドは，長さ1,500㎜ のロッドの先端に装着され，テスト・チャンバーの左端（下流側）よりチャンバー内に挿入される。

§3－2 高速電磁弁の特性

高速弁を特徴づける基本量としては，次の3つ，すなわち総流入量（total injected mass）Q，弁開閉時間（valve open duration）τ_0，弁開放開始時間（valve opening time）t_0を挙げることが出来る。

一方，高速弁のガス溜室や流路などの幾何学的形状やバネ荷重の大きさ，弁ディスクの質量あるいは弁駆動コンデンサー放電回路の定数などは高速弁設計の際に定まるので，出来上った高速弁を作動させる場合，任意に変え得るパラメーターは，ガス溜圧（valve plenum pressure）P_0，コンデンサー充電電圧（condenser charging voltage）V_d の2つである。この場合，作動ガスが異なると特性も変ってくるが，本研究では，大部分ヘリウム・ガスを用いている。

従って，Q，τ_0，t_0 を作動パラメーター P_0，V_d によって表現すれば高速弁の特性は把握されたことになる。以下，本研究に用いた高速弁の特性の測定およびその結果について述べる。

(1) 弁開放開始時間 t_0

図3－10 に示すように，細い白金線を弁座に貼り付け，弁ディスクが弁座から離れると電圧が発生するような回路を設けた。シンクロスコープを駆動電流の立上りでトリガーすれば，スコープ上の電圧立上りまでの時間が t_0 を与えることになる。

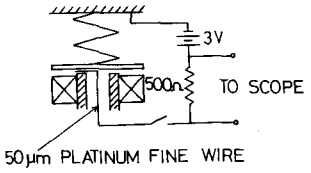


図3－10 50μmの白金細線を用いた電気接点法

この電気接点法の代表的なシグナルを図3－11 に示す。初めの部分の減衰振動

は，測定回路が放電電流のノイズを拾ったものである。図3-12に測定結果を示す。平野の遅延パルス・モデルを用いた解析[2]によれば，

$t_0 = \alpha + \beta / V_d^2$ なる形が予想されるが，最小2乗法を用いて，係数を定めると，パラメーター P_0 を含めて，

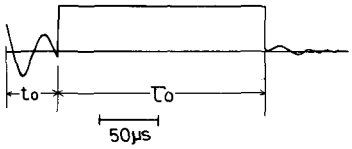


図 3-11 電気接点法の典型的信号波形

$$t_0 = 12.3 + 48.5\left(\frac{P_0}{735.56} + 5.5\right)/V_d^2 \qquad (3 \cdot 1)$$

と表わせる。これを図中に実線で示すが，実験点との一致は良い。ここで，$(5.5 + P_0/735.56)$ は，バネ力と弁の両側の圧力差の和によって与えられる弁締付け力を表わすと考えられる。ただし，P_0，V_d はそれぞれ Torr，

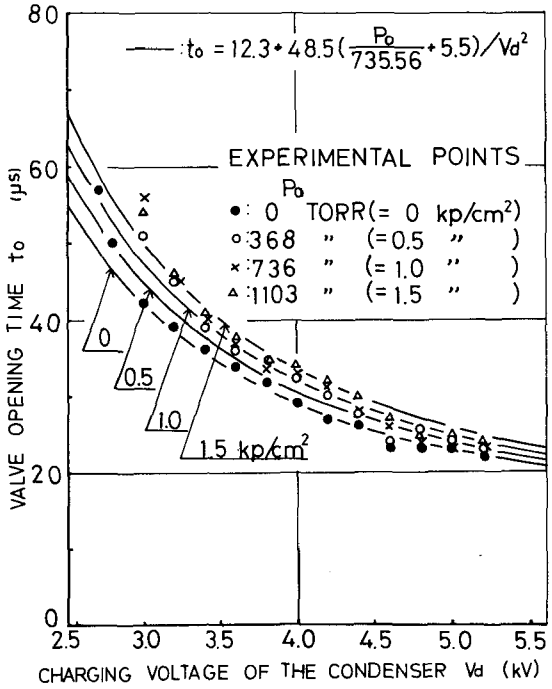


図3－12　高速弁の弁開放開始時間　t_0

kV の単位で測る。

(2) 弁開閉時間 τ_0

前節と同様に電気接点法によって測定出来るが，この場合は，図 3–11 の電圧立上りから急下降までの時間間隔が τ_0 を示すことになる。

測定結果を図 3–13 に示すが，実験点を良く表わすような簡単な式を求め

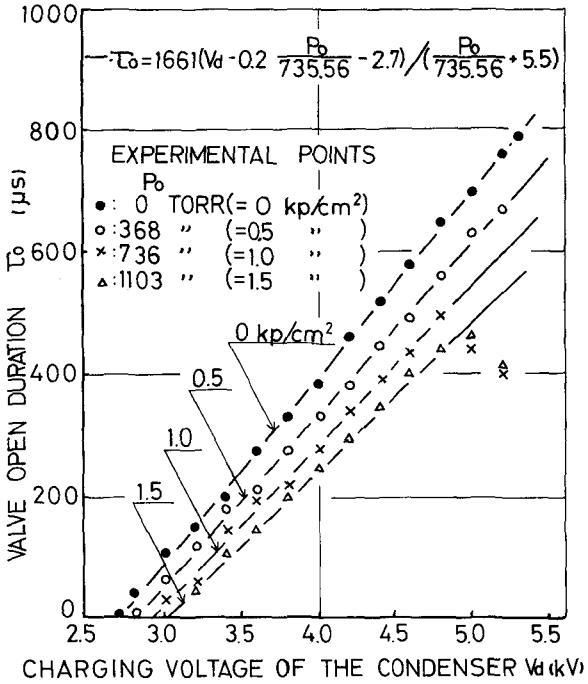


図 3－13　高速弁の弁開閉時間 τ_0

ると，結局

$$\tau_0 = 1661\,(V_d - V_d^*)\Big/\left(\frac{P_0}{735.56} + 5.5\right) \qquad (3\cdot 2)$$

ただし，$V_d^* = 2.7 + 0.2\,P_0/735.56$

なる表現が得られる。図中の実線が式（3・2）であるが，全ての実験点を良く表現していることがわかる。式（3・2）の分母には式（3・1）に表われた弁締付け力が現われているが，これは弁締付け力が大きい程，パッキングの

変形量が大きく，従って弁ディスクがパッキングから離れるまでの時間が長くなる。すなわち t_0 が大きく τ_0 は小さくなることで説明できる。

さて，実際の弁ディスクの挙動を考えると，弁ディスクは弁座に対し，常に平行であるとは考え難く，少し傾いて運動しているであろう。そうすると，パッキングの円周上の一点のみの測定では不十分と考えられるので，パッキングの直径の両端に白金線を貼り付け二接点法によって弁ディスクの挙動を調べてみた。その結果，大体の傾向は図3−12および図3−13と同様であって，t_0 は V_d^{-2} に比例し，τ_0 は $(V_d - V_d^*)$ に比例しているが，V_d^* が P_0 の影響を受けないという結果が得られた。これを図3−13の結果と合わせて考えると，結局のところ，式（3・1）および（3・2）は実験結果を良くあらわすが，この場合 V_d^* は P_0 の影響を多少受けるものの，ほぼ一定とみなして良いと考えられる。ただし，後述のような室温に関係した V_d^* の長周期の変動は考慮に入れてない。

(3) 総流入量 Q

弁1動作あたりのガス流入量Q（以後，「総流入量」と呼ぶ）は 10^{-5} Torr 程度に排気したテスト・チャンバー(I)内にヘリウムあるいは重水素ガスを高速弁より打込み，ピラニ・ゲージあるいはマクラウド・ゲージで圧力上昇を測定することによって得た。

ヘリウムの測定結果を図3−14に示す。Qがガス溜圧 P_0 に比例することがはっきりとわかる。Qの V_d に対する依存性を調べるため，両対数表示したものが図3−15である。図より，V_d の低い領域を除くと $Q \propto (V_d - 3.8)^{2.15}$ なる関係が成立することが明らかにわかる。実験点を良く表現する式は，2つの図より

$$Q = 3.83 \times 10^{-3} P_0 (V_d - 3.8)^{2.15} \qquad (3 \cdot 3)$$

for He

のように簡単な形で得られる。図3−14および図3−15中の実線が式（3・3）であるが，実験点を良く表現していることがわかる。

重水素の場合の測定結果を図3−16および図3−17に示す。この場合も簡単な式，

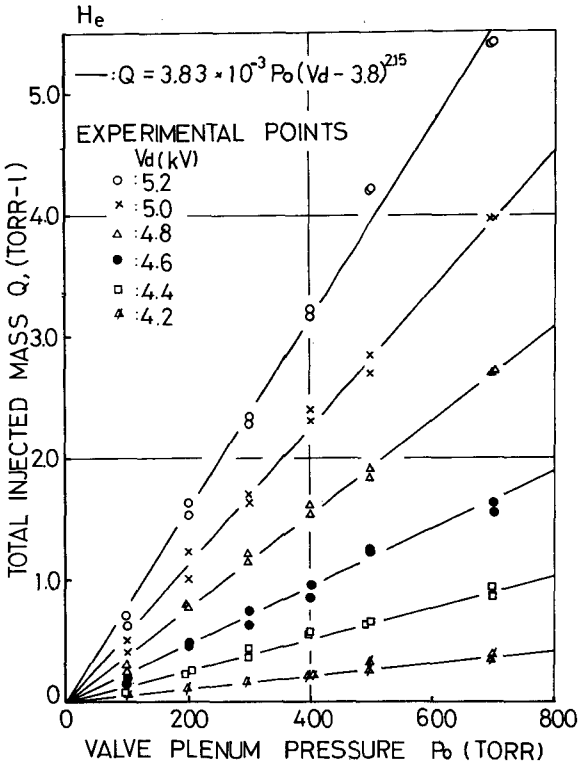


図３－１４　弁１動作あたりのガス流入量とガス溜圧との関係（H_e）

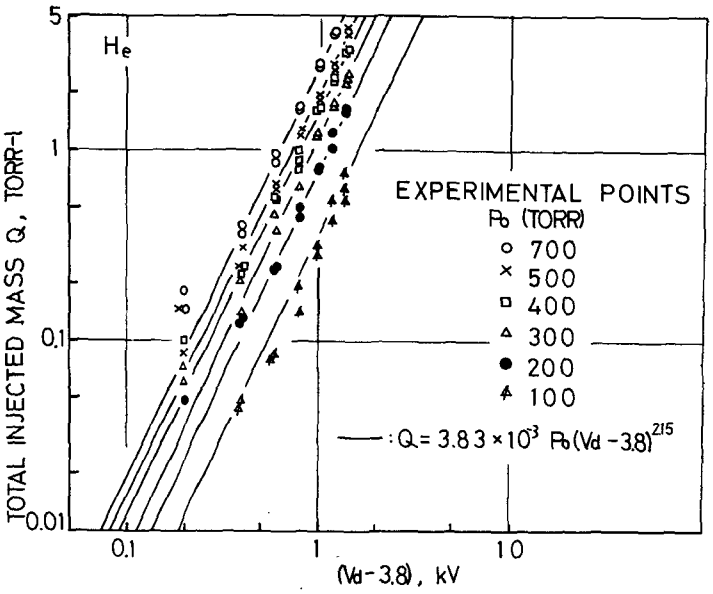


図 3−15　両対数表示された，弁 1 動作あたりのガス流入量とコンデンサー電圧との関係（H_e）

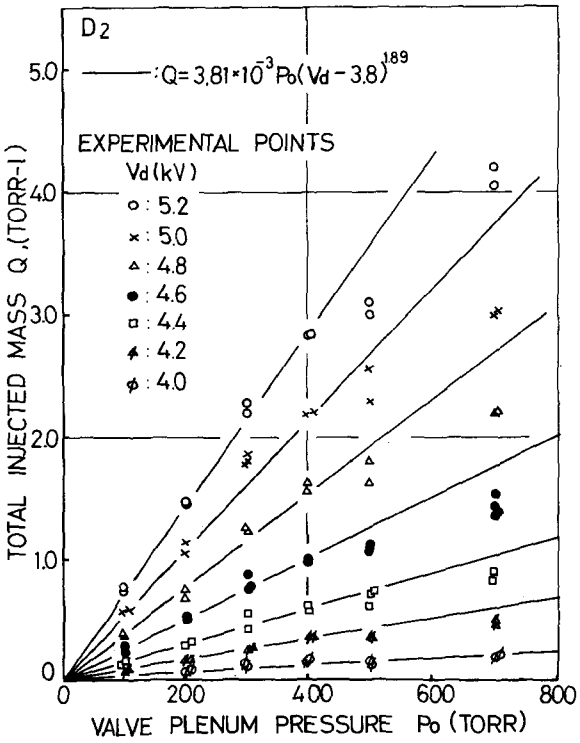


図 3−16　弁 1 動作あたりのガス流入量とガス溜圧との関係（D_2）

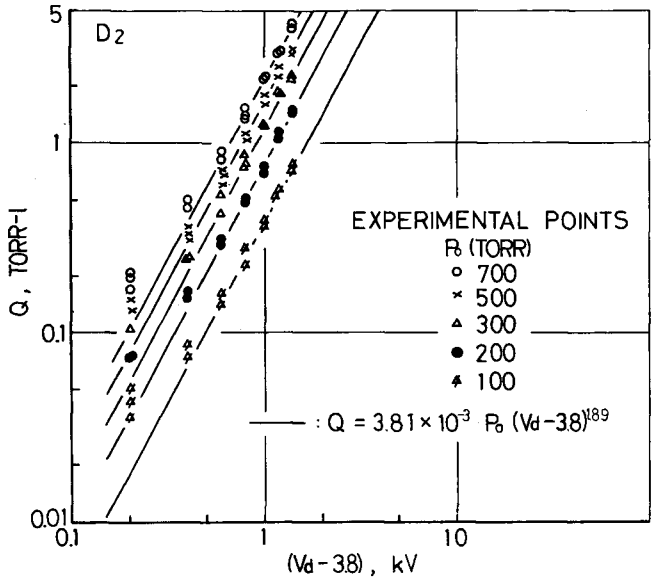


図 3−17　両対数表示された，弁 1 動作あたりのガス流入量とコンデンサー電圧との関係（D_2）

$$Q = 3.81 \times 10^{-3} P_0 (V_d - 3.8)^{1.89} \qquad (3 \cdot 4)$$

for D_2

によって，実験点が良く表現されることがわかる。

なお，ガス溜中の全蓄積量に対し，本実験の範囲では，Qは最大で２０％程度であり，弁の１動作中の P_0 の変化は無視し得るほど小さい。

最後に室温に関係した長周期の弁特性の変化について述べよう。

図 3−18 は，図 3−15 にくらべて寒冷期に行なった実験結果であるが，弁駆動臨界電圧 V_d^* が 3.8 から 3.3 kV に低下していることがわかる。この原因は室温の下降により，パッキングの材料として用いた合成ゴムが硬化して，パッキングの変形量が減少したためと考えられる。しかし，$Q \sim (V_d - V_d^*)^{2.15}$ なる関係は保持されており，$(V_d - V_d^*)$ によってデータを整理すれば，統一した結果が得られることがわかる。

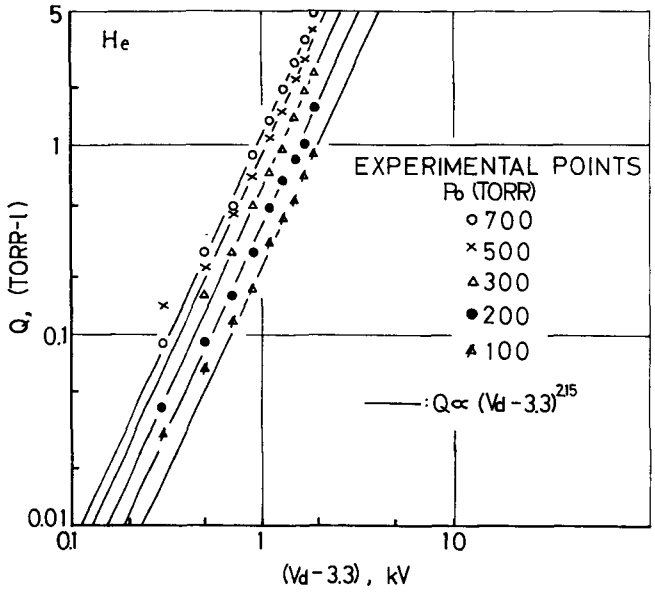


図3－18　寒冷期に行なったQ－（$V_d - V_d^*$）関係の測定結果（H_e）

第3章の参考文献

1）B. Gorowitz et al : Rev. Sci. Instrum. 31 (1960) 146

2）平野：電気学会雑誌　87　№941 (1967) 391

第4章　電子ビーム蛍光法による基準測定

§4－1　緒　　言

高エネルギーの電子が気体中を通過するとき，電子と気体分子または原子との非弾性衝突によって特有のスペクトルの光が放射される。これを蛍光（fluorescent light）またはエレクトロ・ルミネッセンス（electroluminescence）という。この蛍光の強度とスペクトルは気体の性質，密度，温度および電子のエネルギーと密度に関係する。したがってエネルギーと密度が既知で，しかもよく制御された電子の流れ，すなわち電子ビーム（electron beam）によって生じた蛍光は他の手段では測定困難な稀薄気体の流れのいくつかの性質，たとえば特定の粒子の密度や流れ中の分子の振動温度および回転温度などを決定するのに用いることができる。電子ビームがよく収束されている場合には，電子によって励起された蛍光はビームの通路に沿った任意の点で観測できるので，これによって気体中の物理量の局所測定が可能になる。

近年，このE. B. F. 現象を稀薄流れの場に適用することによって，従来得られなかった多くの成果があげられてきた。流れの場としては，静止気体から自由噴流や衝撃波，気体の種類としては，ほとんどの単一成分ガスや多成分ガス，測定された物理量としては，密度，振動および回転温度，速度分布関数の局所値など広い範囲にわたってE. B. F. 法が適用されている。以下に代表例をあげる。

E. B. F. 法の最初の提唱者であるSchumacher とGadamer[1]は，低密度風洞中に発生させた空気衝撃波に加速電圧60kV，ビーム電流0.2mA，ビーム直径0.5㎜の電子ビームを打込み，蛍光による衝撃波面の可視化を行なった。この場合，電子ビームによる蛍光だけでは極めて局所的にしか可視化できないので，電子ビーム捕集用ファラデー・ゲージに小さな負電位をかけて衝撃波保持板との間にファラデー・ゲージより放出された二次電子によるグロー放電をわずかに発生させることにより，広範囲の流れの場を可視化している。
Schumacher は，また扇状に拡がった電子ビームによる流れの可視化も行なっている[2]。

流れの可視化には，このように寿命（life time）の短かい蛍光を用いる方

法以外に，寿命の長い螢光を用いるアフター・グロー法（afterglow method）や，放射状に拡がった電子ビームの散乱を利用した影写真法（electron shadowgraph）がある。これらについては，Grün ら[3]の実験が報告されている。

Robben と Talbot[4] は30kV，1.5～10mA の電子ビームを用いて，0.1 Torr 台の低密度風洞中に発生させたA，N_2 および H_e の衝撃波の厚さを測定した。測定値は Mott-Smith 理論による計算値とよく一致している。彼らは衝撃波前後の密度比も同時に測定しているが，A と N_2 については理論値と実験値との差は2％以内であり，極めてよく一致している。しかし，マッハ数が大きくなると衝撃波後方の密度が増し，E.B.F. 法の螢光強度対気体密度曲線の直線性が成立しない領域（本論文第4章，図4－9参照）に入るため，実測値は理論値より低く出るようになる。

Rothe[5]は A と H_e の混合気体の自由噴流中に電子ビームを打込み，発する螢光のうち，H_e I の5016Åライン と A I の7200Åから8500Åにわたるライン系列とを干渉フィルターで分離測定して，自由噴流中の各位置における A と H_e の局所モル分率を定めている。この測定結果は，自由噴流中で生ずる拡散を考慮した流れの方程式から導かれた各成分気体の局所密度分布の計算値とよい一致を示している。これによって，従来のスキマー（skimmer）と採取プローブ（sampling probe）によって成分気体を分離採取する測定法の不正確なことが明らかになった。

Muntz[6]は電子衝撃により励起された N_2 の分子スペクトルより流れ中の N_2 分子の振動および回転温度を得ている。用いた電子ビームは加速電圧10～20 kV，ビーム電流 0.35mA，ビーム直径 1.6 mm である。振動温度 T_{vib} は，N_2 の first negative system の（0，1）および（1，0）振動バンドの強度比 $I_{0\to1}/I_{1\to0}$ を実測し，T_{vib} と $I_{0\to1}/I_{1\to0}$ の理論的に得られた関係を用いて求めている。

回転温度 T_{rot} は，次のようにして求めている。すなわち，電子衝撃による N_2 の励起発光の主要過程は

$$N_2\,X^1\Sigma_g^+ \xrightarrow[\text{励起}]{} N_2^+\,B^2\Sigma_u^+ \xrightarrow[\text{発光}]{} N_2^+\,X^2\Sigma_g^+$$

であると考えられる。このとき，N_2 のfirst negative systemの振動バンド中の回転ラインの発光強度Iと回転温度T_{rot}との間には，

$$\ln \frac{I/I_0}{(K'+K''+1)[G]\nu^4} = A - \frac{B_v'' K'(K'+1)hc}{kT_{rot}}$$

なる関係が成り立つ。ここで，Kは回転量子数，B_v は回転定数である。上式より$K'(K'+1)$に対して$\ln\{I/(K'+K''+1)\}$をプロットすれば直線になるから，この直線の傾きからT_{rot}を求めることができる。

Robben と Talbot[7]，Marrone[8]なども同様の方法で自由噴流および衝撃波中の N_2 分子の回転温度を得ている。

Muntz[9]は，また稀薄流れ中の H_e 原子の速度分布関数をE. B. F. 法で直接測定した。この方法は，電子衝撃による螢光5016Å ラインについて H_e 原子の熱運動によるドップラー・シフト量の測定から温度と速度分布関数の局所値を推定するもので，±1.2％の誤差範囲で5Kから300K までの局所温度を測定できることが示された。しかし，この方法は単原子分子でないと適用できない。二原子分子などでは分子の振動や回転の影響が入ってきて，事態が複雑になるからである。

French と Locke[10]は H_e の自由噴流中にパルス巾10μsの電子ビーム・パルスを打ち込み，生じた準安定原子の螢光を下流で測光して，各粒子の速度差を飛行時間の差として検出する，いわゆる飛行時間法（time-of-flight method）によって速度分布関数を測定している。この方法は長寿命の励起準位を持つすべての気体に適用することができる。

以上のほかにも，電子ビームと気体分子との干渉により放射される紫外線強度[11]やX線強度[12]から高温気体の局所密度を測定する方法や大角散乱電子を用いた流れの直視化法[2]など多くの利用法が提唱されている。

また，電子ビーム減衰法はE. B. F. 法にくらべて精度がかなり悪いけれども，一方，測光装置を必要としないなど装置が簡単という利点があり，衝撃波管の実験に主に使用されている[13][14]。

さらに，電子ビーム螢光法を測定法としてではなく紫外線源として用いる試みが最近ソ連で発表されている。すなわち，電子ビームを超音速ガス流中に打

ち込むと相互作用の結果，真空中で波長500～1500Å の強力な紫外線が放射される。これを利用して稀薄な媒体中における種々の材料に対する紫外線の作用を調べようとするものである。この波長範囲の紫外線は大気に吸収されて地上に届かないから，この方法は大気圏外の宇宙船の地上模擬実験などに有用とされている。

§4－2　基礎的事項

電子ビーム螢光法には前節で述べたような種々の応用が可能であるが，流れ場にE. B. F. 法を適用するにあたっては，E. B. F. 法の特性を十分に理解しておくことが必要である。本節では以後の議論のバック・グラウンドとなるようなE. B. F. 法に関する基礎的事項や若干の問題点について述べる。

4－2－1　ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰

電子ビームは気体中を通過する間に，気体分子との弾性，非弾性衝突の繰返しによってビーム通路に沿って次第にそのエネルギーを減衰させる。このため励起衝突断面積も次第に変化し，螢光強度は一様密度の気体中であってもビーム通路に沿って変ることになり，密度測定にとって都合が悪い。一方，ビーム電流も気体分子による散乱と吸収によってビーム通路に沿って次第に減衰するため，通路に沿って一定の電子流という条件が破れ，測定を不正確にする。

したがって，E. B. F. 法によって正確な測定を期するためには，ビームの通過距離にわたってビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰が無視できるように，電子ビームの作動条件を設定しなければならない。

ビーム・エネルギーとビーム電流の減衰の割合は電子ビームの加速電圧と気体の種類によって定まることが示される。図4－1は，Grün[15]によるビームエネルギー減衰率の測定結果であって，静止空気中の電子ビーム螢光強度がビーム通路に沿って変化する割合より求めたものである。図中に Bethe の理論値も示す。Grün の実験結果は空気に対して

$$\frac{dE}{ds} = -1.047 \times 10^5 E^{-3/4} \qquad (4.1)$$

と表わすことができる。ここで，$s = \rho l$ (g/cm^2)であり，ρ は気体密度 (g/cm^3)

を，lはビームの通過距離(cm)を，Eはビーム・エネルギー(keV)をそれぞれ表わす。

式(4・1)をsについて積分し，初期のビーム・エネルギーを E_0 とすると

$$E=[E_0^{7/4}-1.832\times10^5 s]^{4/7} \qquad (4\cdot2)$$

となる。20°C の空気については，$\rho(g/cm^3)=1.58\times10^{-6}p(\mathrm{Torr})$ だから，式(4・2)は

$$E=[E_0^{7/4}-0.289\,pl]^{4/7} \qquad (4\cdot3)$$

と書ける。ただし，E，pおよびlはそれぞれkeV，Torr および cm の単位で測る。

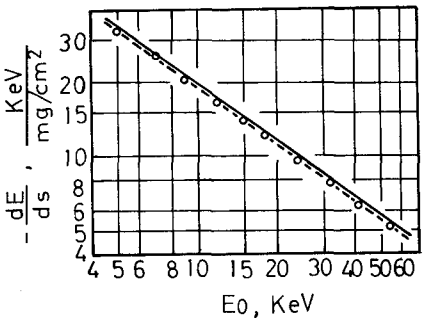


図4－1　ビームの実効通過距離に沿うビーム・エネルギー減衰率とビーム・エネルギーとの関係
実線はBetheの理論，丸印はGrünによる空気中の電子ビーム螢光を用いた実験結果である。

さて，式(4・3)を用いて，著者の実験におけるビーム・エネルギーの減衰量を求めてみよう。$E_0=23$keV であり，第3章，図3－3に示すように電子ビーム出口から測光位置までの距離は電子ビーム出口よりコレクターまでの距離38.5 cm のちょうど半分，すなわち，$l=19.25$cm である。ガス圧pの最高値は5 Torr である。式(4・3)にこれらの数値を代入すると，$E=21.45$keV を得る。すなわち，空気の場合のエネルギー減衰率は $\triangle E/E_0=6.74\%$ であり，かなり小さい。H_e およびAの場合も式(4・1)がほぼ成り立つと考えられる。ビームの実効通過距離sが気体分子の質量数に比例することを考慮して，式(4・3)の pl の係数を計算し，その数値を用いて空気の場合と同様の計算を行なうと，$(\triangle E/E_0)_{H_e}=0.91\%$ ，$(\triangle E/E_0)_A=9.43\%$ となる。

以上の結果を表4－1にまとめる。He 原子による電子ビームの弾性散乱の衝突断面積は N_2 分子の約1／10であるので[16]，H_e のビーム・エネルギー減衰量はここで得られた値よりも実際にはもっと小さくなると考えられる。こうして著者の実験においては，H_e の場合のビーム・エネルギー減衰量は全く無

表４－１　各種気体中のビーム通路に沿うビーム・エネルギー損失量

ビーム通過距離 $l=19.25$ cm，ガス圧 $p=5$ Torr

Table 4-1　Electron energy loss ΔE along the beam path length in various gas species

Item / Gas species	E_0 (keV)	Coefft. of pl	$E^{a)}$ (keV)	$\Delta E / E_0$ (%)
Air	23	0.289	21.45	6.74
He	23	0.041	22.79	0.91
A	23	0.400	20.83	9.43

a) Experimental conditions were: Pressure $p=5$ Torr and $l=19.25$ cm

視してよいことがわかる。逆にＡ原子による電子ビームの弾性衝突断面積は N_2 分子の約２倍あるので，ここで得られた数値よりもエネルギー減衰量は実際にはさらに大きくなるであろう。

次に，ビーム通路に沿うビーム電流の減少について述べる。

ビーム電流の減少は，主として気体分子による電子の弾性，非弾性散乱および吸収によると考えられる。

散乱の効果は次の２つの部分より成る。すなわち，小角散乱の繰返しまたは主として弾性散乱に起因する大角散乱によって，電子が観測領域外へはじき出された分はビーム電流の減少となってあらわれ，電子の進路が少しの角度だけ曲げられた分はビーム通路に沿う直径の拡がりとなってあらわれる。観測領域外へはじき出される電子数の割合を求めるには，微分断面積を用いてビーム入口からビーム通路に沿って順次積分して行かねばならず，定量評価は非常に難しい。MuntzとMarsden の計算によると，Ａ，N_2 および H_e ガスの電子ビームに対する弾性散乱断面積は２０：１０：１の割合になっている[16]。この結果は気体の種類によるビーム電流減衰率の違いを考える場合の目安になると思われる。

気体による電子の吸収に対しては，フォトンの吸収の場合と同様にLambert－Beerの法則が成り立つとみなされる。すなわち，

$$I_e / I_{eo} = \exp(-\alpha_0 \rho l) \qquad (4 \cdot 4)$$

ここで，α_0 は質量吸収係数（cm^2/g）を，ρ は気体密度（g/cm^3）を，l はビームの通過距離をそれぞれ表わす。吸収係数 $\alpha_0\rho$ は電子ビームに対しては，質量数によらず，電子ビームのエネルギーのみに関係することがわかっている。図4－2に273K の空気について，質量吸収係数 α_0 とビーム加速電圧 V_b との関係を示す。図4－3は著者の実験結果であって，加速電圧 V_b とビーム通過距離 l を一定にしたときのガス圧 p とコレクター電流 I_c との関係である。

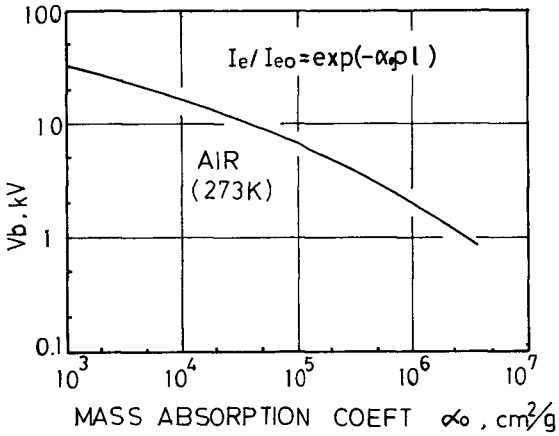


図4－2　空気中における電子の質量吸収係数とビーム加速電圧の関係

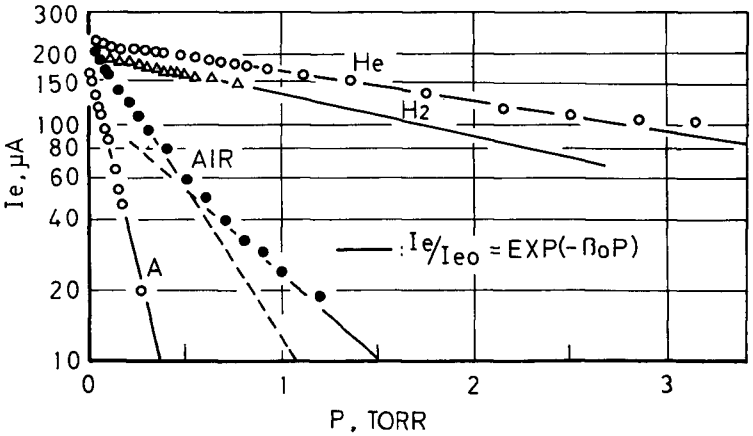


図4－3　各種気体中のビーム電流減少の様子
ビーム加速電圧 V_b=23kV，ビーム通過距離 l=38.5cm である。

式（4・4）において　$\alpha_0 \rho l = M\alpha_0 lp/RT \equiv \beta_0 p$　とおくと

$$I_e / I_{eo} = \exp(-\beta_0 p) \qquad (4・5)$$

のように書ける。ここで，M，RおよびTはそそぞれ気体の分子量，普遍気体定数および温度を表わす。図4－3をみると，空気の場合を除き，式（4・5）を表わす直線に実験結果が乗っていることがわかる。空気は N_2，O_2 などの混合気体であるため，ガス圧増加とともにビーム・エネルギーが減少してくると，電子に対する散乱の機構も変化するので，同図のような折れ曲りを示すものと考えられる。

図4－3から得られた β_0 の値を各気体について示すと，表4－2のようになる。

表4－2　各種気体中のビーム電流減衰率

Table 4-2　Decrease rates of electron beam current in various gas species

Gas species	β_0 (Torr^{-1})
He	0.286
H_2	0.402
A	7.45
Air	2.90 ($p<0.5$ Torr)
	1.63 ($0.5<p<1.5$ Torr)

一方，図4－2より　$V_b = 20$ kVに対する α_0 を求めると 5.85×10^3 cm²/g となり，これを20°Cの空気に対する β_0 に換算すると0.358 Torr^{-1}となる。この数値は著者の実験より得られた値1.63ないし2.90にくらべると1／5～1／8であるが，著者の実験結果には散乱の影響も含まれているので，以上の結果から吸収よりも散乱の効果の方が大きいといえよう。事実，表4－2よりA，空気および H_e についての β_0 の比は，ほぼ25：10：1となり，前述の弾性散乱断面積の比とほぼ一致していることは，ビーム電流の減少は主として弾性散乱によるということの一つの論拠になる。

4－2－2　電子ビーム螢光のスペクトル

電子衝撃による螢光を用いて特定の気体の密度を測定するにあたっては，最適なスペクトル線を選んで使用するのが普通である。

スペクトル線の選択にあたっては，次のような条件を考慮しなければならない。

1）基底状態から直接励起されたエネルギー準位からの放射光であること。励起が中間の準位を経て行なわれる場合には，スペクトル線強度と気体密度との間に比例関係が成立しない。

2）スペクトル線強度が強いこと。とくに低密度でも十分測光できるだけの強度が必要である。

3）励起準位の寿命が十分短いこと。流れがある場合，螢光源が発光時間中に移動する距離がE. B. F. 法の空間分解能を決める。

気体によっては，以上のような条件を満たすスペクトル線が存在しないものもあり，このような気体の密度をE. B. F. 法によって測定することはできない。逆に，特定のスペクトル線を選択しなくても，全螢光強度を測定することで密度測定の目的を達成できるような気体もある。いずれにせよ，E. B. F. 法を使いこなすためには，螢光スペクトルの励起発光の機構についての知識が不可欠である。本小節では，H_e，N_2，Aの三種の気体について，そのエネルギー準位，スペクトル線強度，励起準位の寿命について述べる。

電子衝撃によるH_eスペクトル線の波長，対応する遷移および相対強度を，表4－3に示す。同じくH_eの主要なエネルギー準位ならびに主要な励起発光径路の概略を図4－4に示す。同表より，5016Å 線（3^1P-2^1S）の強度が他のスペクトル線強度より1桁大きいことがわかる。3^1P準位の寿命については，537Å 線（3^1P-1^1S）の共鳴輻射過程が完全に終るまでを寿命と考えると，7.5×10^{-8} s，共鳴輻射を考慮しない場合には，1.74×10^{-9} sという値が理論より得られている[17]。Robben と Talbot による実験値は3×10^{-8} s である[4]。2^1S準位は準安定であり，飛行時間法による速度分布関数の測定などに利用される[10]。

N_2 ガスのE. B. F. スペクトル線の波長，光放出遷移および相対強度を，表4－4に示す。同じくN_2ガスの励起発光過程の概略を図4－5に示す。いわ

表４－３　ヘリウムガス中の電子ビーム螢光の３５００Å から５０００Åにわたるスペクトル線

Table 4-3　Electroluminescent spectrum of Helium from 3500 Å to 5000 Å[a)]

λ (Å)	Intensity (relative to N_2^+ first neg. syst. 0,0 band head = 100)	Emission transition
3613.6	1	HeI, $5^1P_1 - 2^1S_0$
3705.1	1	$7^3D - 2^3P^0_0$
3705.0	0	$7^3D - 2^3P^0_{2,1}$
3819.6	1	$6^3D - 2^3P^0_{2,1}$
3819.7	0	$6^3D - 2^3P^0_0$
3888.6	4	$3^3P_{0,1,2} - 2^3S_1$
3964.7	7	$4^1P^0_1 - 2^1S_0$
4026.2	2	$5^3D - 2^3P^0_{2,1}$
4026.4	0	$5^3D - 2^3P^0$
4143.7	1	$6^1D_2 - 2^1P^0_1$
4387.9	2	$5^1D_2 - 2^1P^0_1$
4437.5	1	$5^1S_0 - 2^1P^0_1$
4471.5	4	$4^3D - 2^3P^0_{2,1}$
4471.7	4	$4^3D - 2^3P^0_0$
4921.9	5	$4^1D_2 - 2^1P^0_1$
5015.7	50	$3^1P^0_1 - 2^1S_0$
5047.7	1	$4^1S_0 - 2^1P^0_1$

a). Experimental conditions were: Pressure He = 140 μ Hg, electron beam current 500 amp, beam energy 17.5 kev, beam diameter 1 mm. Ground state of helium is $1s^2\ ^1S$.

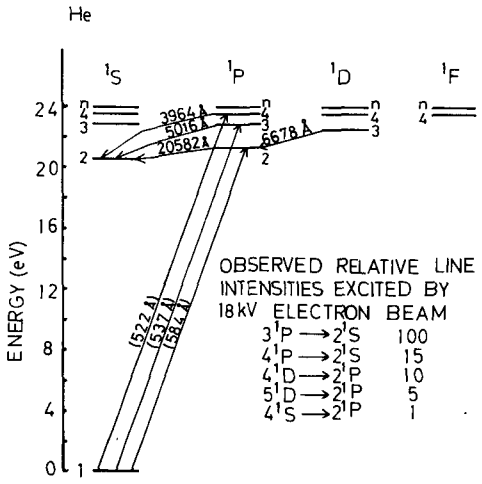


図４－４　電子衝撃によるヘリウム・ガスの励起発光の主要径路

表４－４　窒素ガス中の電子ビーム螢光の３５００Åから５０００Åにわたる顕著なバンド・スペクトル

Table 4-4　Prominent bands in the electroluminescent spectrum of Nitrogen from 3500 Å to 5000 Å[a)]

λ (Å) (bandhead)	Intensity (relative to N_2^+ 1st negative system 0,0 band head = 100)	Emission transition	
		Electronic	Vibration
3914.4	100	$N_2^+, B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	0 - 0
4278.1	50		0 - 1
4709.2	20		0 - 2
3582.1	20		1 - 0
3884.3	5		1 - 1
4236.5	5		1 - 2
4651.8	2		1 - 3
3563.9	5		2 - 1
4199.1	1		2 - 3
3576.9	5	$N_2, C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	0 - 1
3804.9	6		0 - 2
4059.4	2		0 - 3
4343.6	0		0 - 4
3755.4	5		1 - 3
3998.4	2		1 - 4
3943.0	1		2 - 5

a) Experimental conditions were: pressure N_2=170 μHg, beam current 300 μamp, beam energy 17.5 kev, beam diameter 1 mm. Ground state of N_2 is X^1g^+.

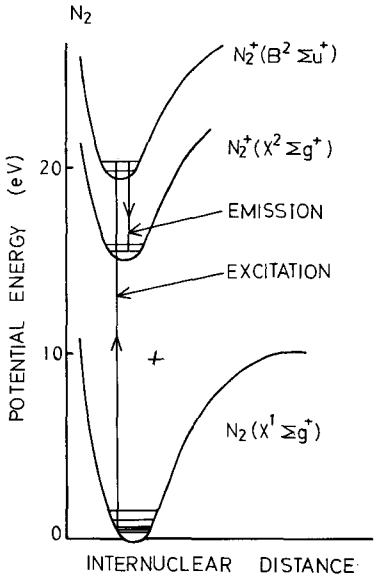


図４－５　電子衝撃による窒素ガスの励起発光の主要径路

ゆる first negative system ($N_2^+ B^2\ \Sigma_u^+ - N_2^+\ X^2\ \Sigma_g^+$) のスペクトル系列が非常に強いことが示されている。$N_2^+\ B^2\ \Sigma_u^+$ 準位の寿命としては，6.5×10^{-8} s なる実験値が得られている[6]。

Aガスのスペクトル線の波長，対応する遷移および相対強度を表4－5に，

表4－5　アルゴン・ガス中の電子ビーム螢光の3500 Å から5000 Åにわたる顕著なスペクトル線

Table 4-5　Prominent lines in the electroluminescent spectrum of Argon[a] from 3500 to 5000 Å

λ (Å)	Intensity (relative to N_2^+ 1st negative system 0,0 band head = 100)	Emission transition	
		Designation	ΔJ
3545.8	1	AII $4d'^2G-4p'^2F^o$	$3\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
3576.6	1	AII $4d'^2F-4p'^2D^o$	$3\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
3588.4	1		$4\frac{1}{2}-3\frac{1}{2}$
3606.5	1	AI $6p6-4s2^o$	0-1
3729.3	1	AII $4p^4S^o-4s^4P$	$1\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
3850.6	1		$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
3928.6	0		$1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$
3944.3	0	AII $4p^4D-3d^4D^o$	$2\frac{1}{2}-3\frac{1}{2}$
3992.1	1		$2\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
3948.8	1	AI $5p9-4s1^o$	1-2
4158.6	4	$5p5-4s1^o$	2-2
4164.2	1	$5p4-4s1^o$	1-2
4190.7	0	$5p3-4s1^o$	2-2
4200.7	3	$5p2-4s1^o$	3-2
4251.2	0	$5p1-4s1^o$	1-2
4042.9	1	AII $4p'^2D^o-4s'^2D$	$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4072.0	2	AII $4p'^2D-4s'^2D$	$2\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4044.4	1	AI $5p8-4s2^o$	2-1
4198.3	5	5p6	0-1
4266.3	1	5p5	2-1
4272.2	3	5p4	1-1
4300.1	1	5p3	2-1
4191.03	1	AI $5p7-4s3^o$	1-0
4181.9	1	5p9	1-0
4228.2	1	AII $4p^2D^o-4s^4P$	$2\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4259.4	0	AI $5p10-4s4^o$	0-1
4335.3	1	5p6	1-1
4333.6	2	5p8	2-1
4510.7	2	5p6	0-1
4237.2	1	AII $4p'^2P^o-4s'^2D$	$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4277.5	5		$1\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4282.9	0	AII $4p^4D^o-4s^4P$	$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4331.2	1		$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4348.1	2		$3\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4430.2	1	AII $4p^4D^o-4s^4P$	$1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$
4370.8	1	AII $4p'^2D^o-3d^2D$	$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4481.8	1		$2\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4371.4	1	AII $4p^4P^o-3d^4D$	$1\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4474.7	1	AII $4p'^2P^o-3d^2D$	$\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4545.1	2	AII $4p^2P^o-4s^2P$	$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4537.9	2		$\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4764.9	4		$1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$
4589.9	2	AII $4p'^2P^o-4s'^2D$	$2\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4609.5	4		$3\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4726.9	2	AII $4p^2D^o-4s^2P$	$1\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4965.1	1		$1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$
4879.9	3		$2\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4806.1	1	AII $4p^4P^o-4s^4P$	$2\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
4847.9	1		$\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$
4735.9	1		$1\frac{1}{2}-2\frac{1}{2}$
5017.2	1	AII $4p'^2F^o-3d^2D$	$2\frac{1}{2}-1\frac{1}{2}$

a) Experimental conditions were; pressure A = 200 μHg, electron beam current 300 μamp, beam energy 17.5 kev, beam diameter 1 mm. ground state of argon is $3p^6\ ^1S_0$. Films in the range 5000 A to 10.000 A indicate a number of strong lines. No definite identification of these has yet been attempted.

同じくAのエネルギー準位概略を図4－6にそれぞれ示す。Aの場合は，とく

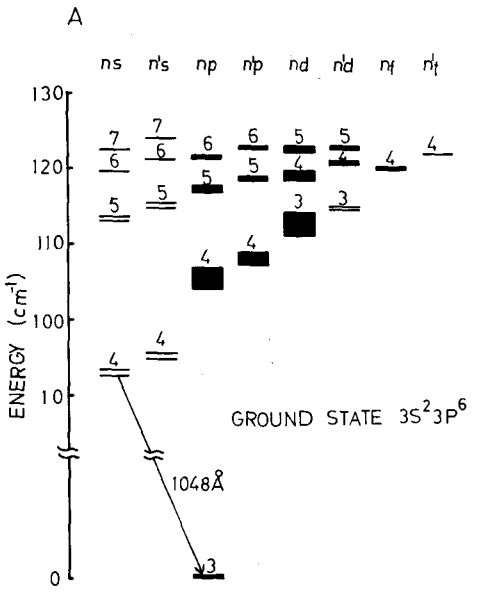


図4－6　アルゴンのエネルギー準位概略

に強いスペクトル線は無いが，表4－5に示された3500Åから5000Åにわたる系列が主要なスペクトルである。表4－5および図4－6に掲げた励起準位の寿命は，RobbenとTalbotの実験によれば，10^{-7}sより短い[4]。

4－2－3　ハ　　ロ

E. B. F. 法の空間分解能を向上させるためには，ビームを細く収束すること，寿命の短い励起準位からのスペクトル線を選択すること以外に，ハロ（halo）を考慮しなければならない。ハロはビーム核のまわりを囲む薄い螢光である。その成因としては，電子ビームによって電離された低エネルギーの二次電子による励起および共鳴輻射による螢光の拡散の2つが主に考えられる。しかし，気体の種類によって，ハロ形成の機構もかなり異なっているので，各気体について個別に議論する必要がある。

電子ビームによって生成された二次電子の大部分は低エネルギーであり，励

起の能力を持たないが，少数の二次電子は励起に必要なエネルギーを持っており，これらがハロの成因となっている。気体分子の電離断面積は原子量に関係しており，重い原子ほど大きい。例えば，Aの電離断面積は H_e のそれの7倍もある。一方，励起断面積はA，N_2，H_e ともに，ほぼ同じような大きさであるから，二次電子による励起に起因するハロのビーム核螢光強度に相対的な強さは，A，次いで N_2 で大きく，H_e ではかなり小さいことになる。

N_2 の螢光は N_2^+ の励起状態から放出されるスペクトルが主要であるが，このようなイオン分子の励起発光の場合は，共鳴輻射による螢光拡散は重要でなく[16]，二次電子による励起が N_2 ハロの主な成因である。このとき N_2 ガス中の低エネルギー電子の平均自由行程は短いので，二次電子は拡散によってビーム外に拡がる。

Aハロの主成因は，二次電子による励起であるが，その他に準安定原子による螢光の吸収と再放射過程により，赤いハロが生ずることが示される[5]。この赤いハロは，通常の測定では，フィルターで除去される。

H_e のハロでは，二次電子の影響は小さく，紫外域の共鳴輻射による螢光拡散の影響が重大である。電子ビームによって励起された 3^1P 準位からは，確率0.024で 2^1S へ遷移し，5016Åの緑色の光を出すが，基底状態 1^1S へ遷移して紫外線537Å を出す過程は確率0.976で生ずる。ビーム近傍の H_e 原子は，この537Å の光を吸収して 3^1P 準位まで励起され，再び5016Åの緑光を0.024の確率で放射して 1^1S へ落ちる。最初の 3^1P 準位の励起エネルギーが完全に5016Åの光と準安定状態 2^1S のエネルギーに変換されるまでに，波長537Å のフォトンは約40回も吸収と再放射を受ける[5]。

しかし，このフォトンの平均自由行程は比較的短いので，ビーム核外にそれほど拡がらず，したがって H_e ハロの拡がりは比較的小さい。

図4－7に，Maguire[18] によるHeの5016Å線強度のビーム半径方向分布の測定結果を示す。用いた電子ビームは，加速電圧20kV，ビーム電流1mA，ビーム直径1.06㎜である。同図より，0.175 Torr 以上のガス圧領域では，5016Å螢光強度の95％ はビーム直径の1.5倍の領域内から出ており，ハロの影響は大きくないことがわかる。しかし，低圧領域では螢光領域は拡散している。またMaguire は，ビーム直径を1㎜以下に絞っても，ハロのため空間

分解能の向上はわずかであることを示している。

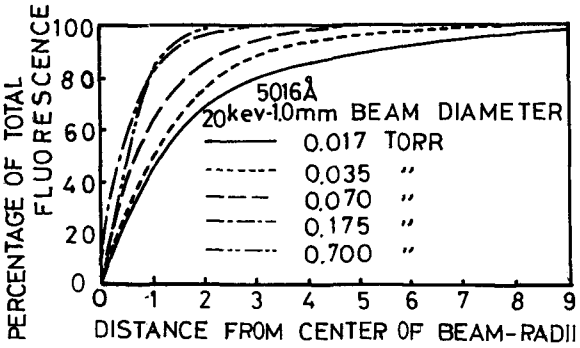


図４－７　室温のヘリウム・ガス中における電子ビーム螢光の半径方向強度分布（B. L. Maguire[18]）

以上述べた３種の気体では，結局，ハロのビーム核螢光に対する相対強度は A，N_2，H_e の順に小さくなる。

§４－３　静　較　正

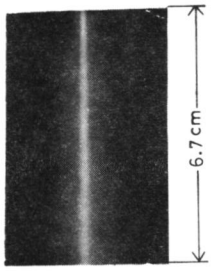
§４－１で述べた E. B. F. 法の測定原理に基づいて，実際に気体の局所密度測定を行なう場合の手順は，次の通りである。まず，可変リーク弁を通してテスト・チャンバー内に気体を少しづつ導入し，その圧力（密度）をマクラウド・ゲージまたは較正したピラニ・ゲージで測定する。同時に，電子ビーム通路の一点について螢光強度を測定する。こうして，ガス圧と螢光強度の関係が得られる（静較正）。次いで，動的な場合として，非定常流に電子ビームを打ち込んで，同じ点の螢光強度の時間変化を測定する。静較正曲線を用いて，螢光強度を気体密度に換算すれば，空間内の一点の気体密度の時間変化を知ることができる。測光系および電子ビームのパラメーターを一定に保っておけば，空間内の他の点についても，同一の静較正曲線を用いることができる。

静止した H_e ガス中に打ち込まれた電子ビームの写真を図４－８に示す。螢光は鮮明な緑色を呈した。ビーム核のまわりを薄いハロが取り巻いているため，ビームの境界がぼやけている様子がわかる。写真のビームは，ビーム取出口より約２０cm の距離にあり，ビーム長さ 6.7 cmに対応している。他の気体中の螢

光は，例えば，N_2 ガスでは紫色，Aガスでは白っぽい土色，H_2 ガスでは白色を呈した。

H_e，N_2，A，H_2 の4種の気体について，ビーム加速電圧，コレクター電流および測光系パラメーターを一定に保った場合のガス圧と全螢光強度の関係（静較正曲線）を，図4－9に示す。

アルゴンガスの場合は，3－2－1小節で述べたように，測光位置からビーム・コレクターの間におけるアルゴン原子による散乱が著しく，ガス圧が高くなると測光位置とコレ



He
E.B.: V_b = 23 kV
I_c =200 μA
d_{EB}=1.5 mm

図4－8　静止したヘリウムガス中の電子ビームの写真

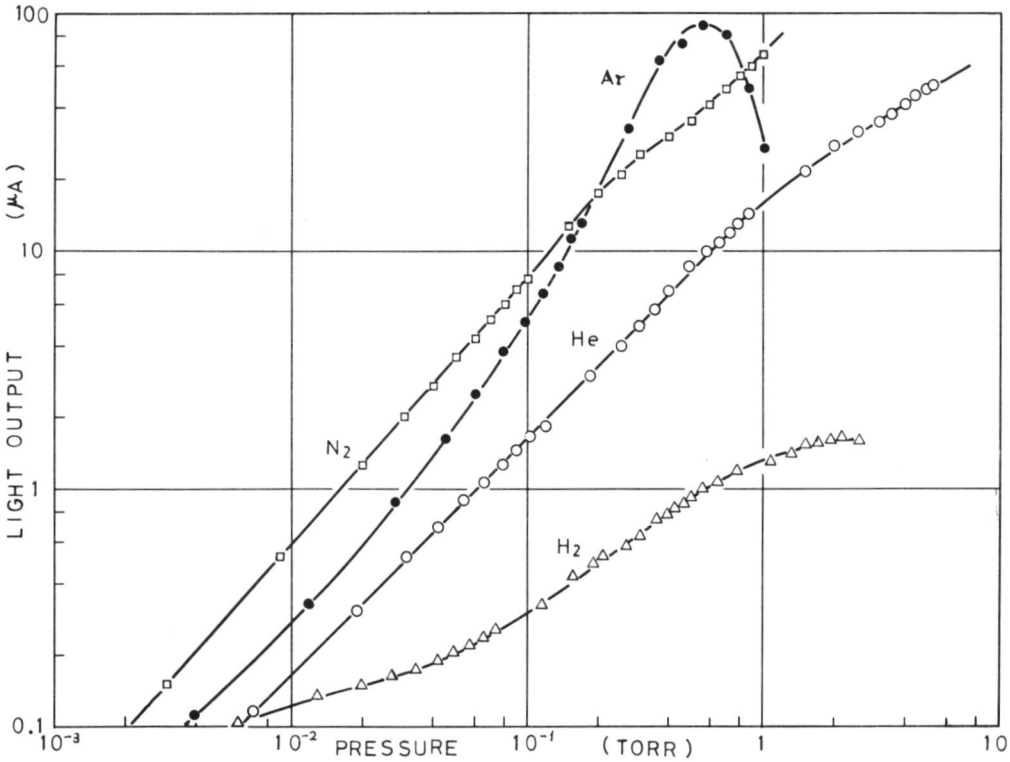


図4－9　各種気体中の電子ビーム螢光全強度とガス圧の関係（静較正曲線）。電子ビームの条件は $V_b = 23$ kV, $I_c = 0.2$ mA である。

クター位置でのビーム電流値に大きな差が生ずる（図4－3参照）。ビーム電流値はコレクター位置でモニターしているため，この差の影響が，図4－9に見られるような直線性からの上方への外れとなって現われている。

水素ガスの場合は，螢光強度が他のガスにくらべて1桁以上小さく，ガス圧に対する直線性もないので，全螢光強度を受光する方法はもちろん，特定のスペクトルを選択する方法を用いても，E. B. F. 法の適用は難しいと思われる。

窒素ガスの場合は，螢光強度が最も強く，ガス圧に対する直線性も2mTorrから1Torr 前後まで，ほぼ保たれている。しかし，§4－2で述べたように，ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰がかなり大きく，ハロも強いので，とくに0.5Torr 以上では，ビーム通過距離の短縮や測光の際のハロの除去などの工夫が必要と思われる。

ヘリウムの場合，ガス圧に対する全螢光強度の直線性は1 Torr まで，よく保たれている。

1 Torr 以上での飽和の原因は明らかでない。4－2－2小節で示したように，ヘリウムの5016Å線（3^1P-2^1S）は非常に強く，著者の実験でも，ヘリウムの螢光は濃い緑色であったので，著者は全螢光中の5016Å線の割合を調べるために，次のような簡便法を用いた。すなわち，干渉フィルターKL－50（中心波長4982Å，半値巾120Å）と色ガラス・フィルターV－Y48を組み合わせて，5016Å線のみを選択的に測光するようにした。この場合のガス圧に対する関係を，図4－10 に示す。全螢光強度曲線と比較すると，両者は強度が異なるのみで，まったく同じ直線性を示すことがわかる。n^1P準位は，電子衝撃によって基底状態から励起されるから，n^1P準位から発するスペクトル線強度は，ヘリウムの中性原子の密度に比例するはずである。以上の事実から，全螢光強度に対する5016Å線の貢献度は非常に大きく，ガス圧に対する直線性も，このことに由来することが確かめられた。

このように，ヘリウムは，ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰は本実験の加速電圧とビーム通過距離の範囲では，無視し得るほど小さく，ハロの影響も小さい。さらに，全螢光強度のガス圧に対する直線性も良く，後述のように，螢光の寿命も十分短いので，最もE. B. F. 法を適用し易い気体であると思われる。

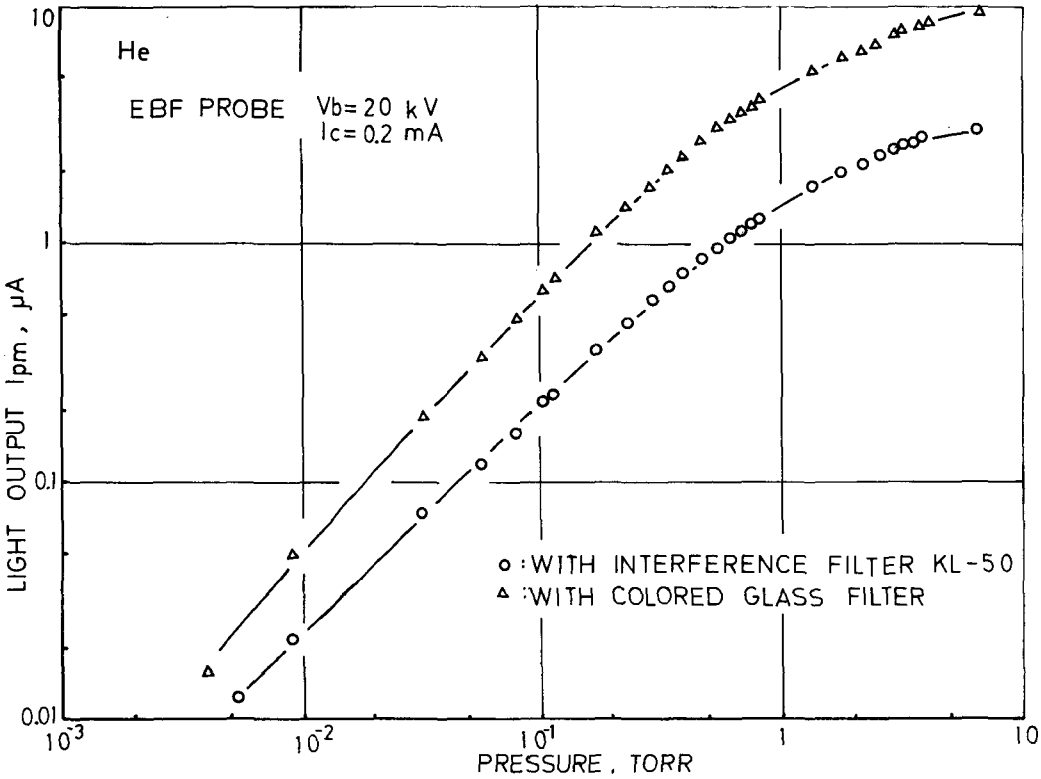


図4－10　干渉フィルターを用いて，5016Å線近傍のみを選択測光した場合のヘリウム静較正曲線

図4－11(a), (b)および(c)は，ヘリウム，空気および水素ガスの螢光強度対コレクター電流の関係を示したものである。問題となる圧力範囲1mTorr から5 Torr にわたって直線性は完全に保たれている。この直線関係の成立によって，異なったビーム電流の下で得られた実験値の補正を容易に行なうことができる。

図4－12 は，ヘリウムの螢光強度とビーム加速電圧の関係を示したものである。電子衝撃による励起断面積は，電離の場合と同じく，次式で表わされる[16]。

$$\sigma_{ex} \propto (1/V_b^*) \ln V_b^* \qquad (4 \cdot 6)$$

ここで，$V_b^* = V_b / V_{ex}$ であり，σ_{ex} は励起断面積（cm^2）を，V_{ex} は気体の

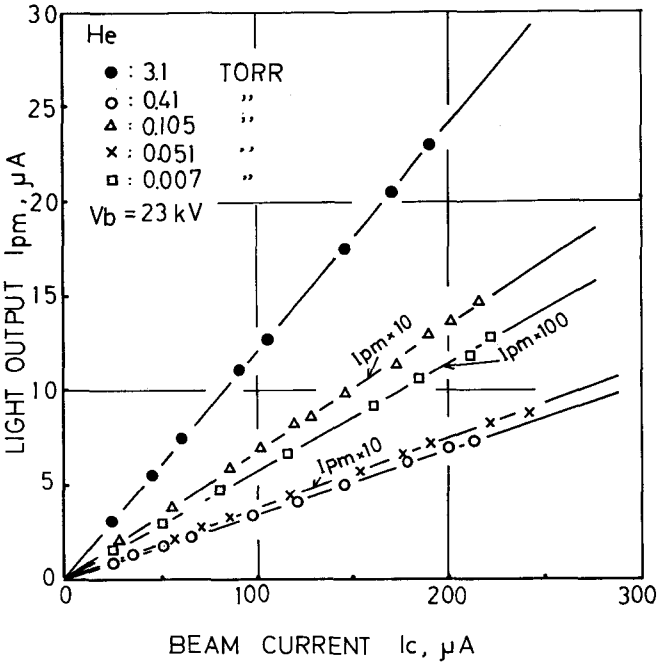


図4−11(a) ヘリウム・ガス中の螢光強度とビーム・コレクター電流の直線関係

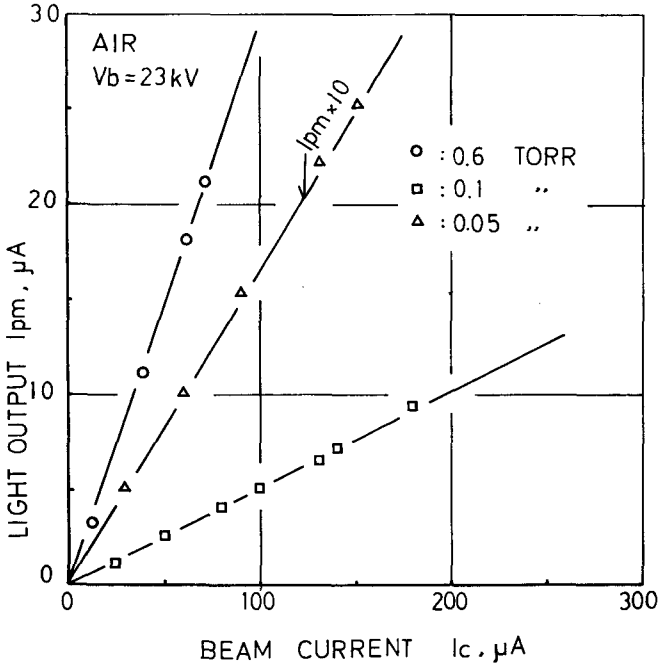


図4−11(b) 空気中の螢光強度とビーム・コレクター電流の直線関係

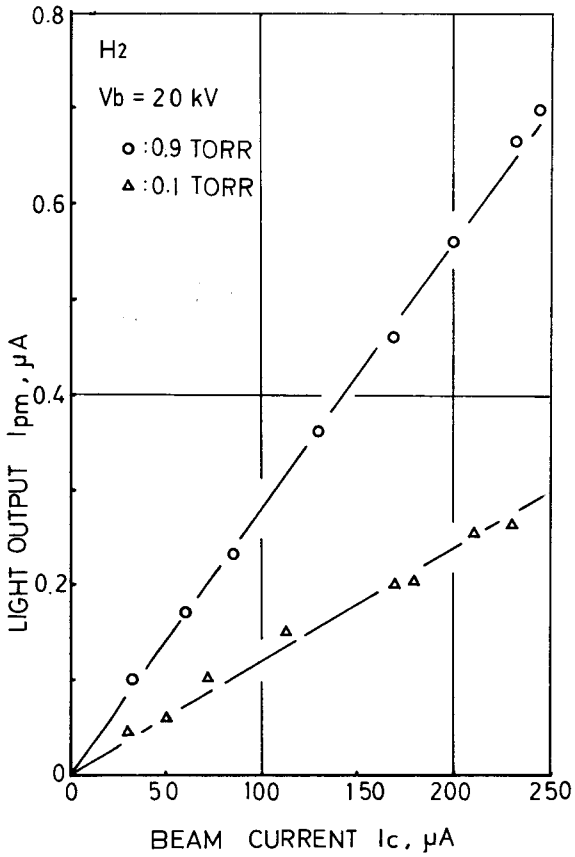


図4−11(c) 水素ガス中の螢光強度とビーム・コレクター電流の直線関係

励起電圧（kV）を，V_b はビーム加速電圧（kV）をそれぞれ表わす。図4−12より，実験値は，式（4・6）に $V_{ex}=23.1$ V（ヘリウムの $1^1S \rightarrow 3^1P$ への励起に必要な電圧）を代入したときの計算値と良く一致する。

さて，電子衝撃による単位時間，単位体積あたり，基底状態から 3^1P 準位へ励起される H_e 原子の数 $n_{(3^1P)}$ は

$$n_{(3^1P)} = n_e \cdot v_e \cdot n_{H_e} \cdot \sigma_{ex}(1^1S-3^1P) \qquad (4 \cdot 7)$$

で表わされる。ここで，n_e は電子の数密度（cm^{-3}）を，v_e は電子の速度（cm/s）

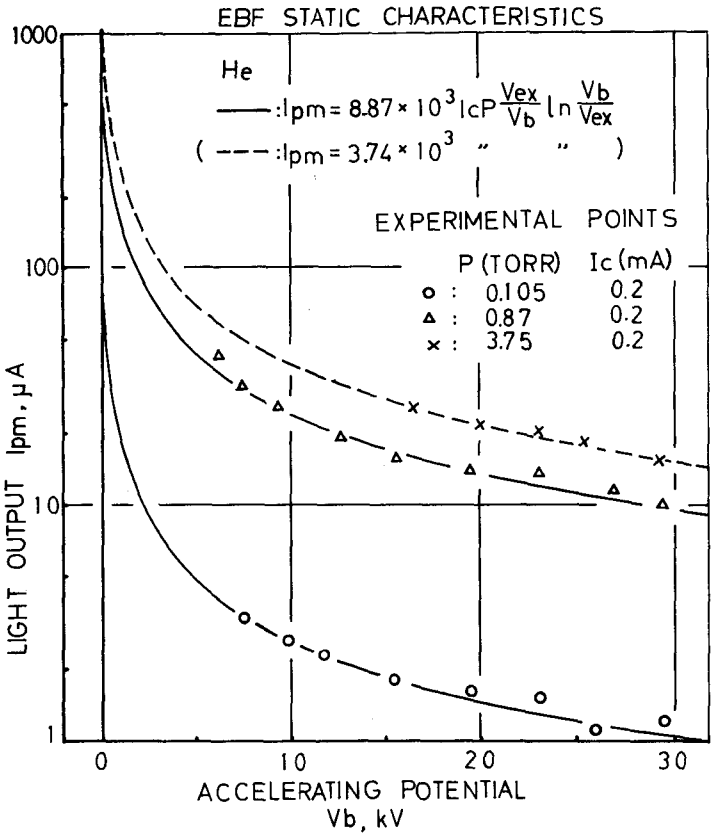


図 4－12　ヘリウムの螢光強度とビーム加速電圧の関係

を，n_{He}は基底状態にある中性ヘリウムの数密度（cm^{-3}）を，$\sigma_{ex}(1^1S-3^1P)$は1^1Sから3^1Pへの励起衝突断面積をそれぞれ表わす。

次に，単位時間に，電子ビームの単位長さあたり，3^1Pから2^1S準位へ遷移する量子数$N_{(3^1P-2^1S)}$は

$$N_{(3^1P-2^1S)} = n_{(3^1P)} \cdot S \cdot A_{(3^1P-2^1S)} \qquad (4 \cdot 8)$$

となる。ここで，Sはビーム断面積を，$A_{(3^1P-2^1S)}$は3^1Pから2^1Sへの遷移確率を表わす。一方，

$$I_c = e \cdot n_e \cdot v_e \cdot S \qquad (4 \cdot 9)$$

$$p = n_{He} \cdot k \cdot T \qquad (4 \cdot 10)$$

であるから，式（4・8）に，式（4・6），（4・7），（4・9），（4・10）を代入すると

$$N_{(3^1P-2^1S)} = n_e \cdot v_e \cdot S \cdot n_{He} \cdot \sigma_{ex}(1^1S-3^1P) \cdot A_{(3^1P-2^1S)}$$

$$\propto \quad (I_c \cdot p / V_b^*) \ln V_b^* \qquad (4 \cdot 11)$$

$N_{(3^1P-2^1S)}$ は，5016Å螢光の強度を表わすから，著者の実験では，光電増倍管出力 I_{PM} に比例することになる。比例定数は，測光系のアパーチャー・リミターの大きさなどによって定まるが，本実験の場合に，実験点と合うように比例定数を定めると

$$I_{PM} = 8.87 \times 10^3 I_c \cdot p \cdot \frac{23.1 \times 10^{-3}}{V_b} \ln \frac{V_b}{23.1 \times 10^{-3}} \qquad (4 \cdot 12)$$

となる。ただし，I_{PM}，I_c，p および V_b は，それぞれ μA，mA，Torr および kV の単位で測る。図4－12 に，式（4－12）を実線で示してある。実験値との一致は，非常に良い。ガス圧3.75 Torr では，I_{PM}－p 曲線が前述の飽和領域に入っているので，比例定数が小さくなる。結果は，図中に破線で示してある。

§4－4 動 測 定

上記のような準備をした後，第3章の図3－7 に示された高速電磁弁を周期34 μsのコンデンサー放電電流で駆動して，立上りの速いガス・パルスをつくり，弁出口より15 cm下流に打ち込まれた電子ビームによる螢光の時間変化を，光電増倍管とシンクロスコープを用いて観測した。得られた代表的波形を，図4－13(a)および(b)に示す。同図より，ガス塊の形成されている様子がはっきりわかる。従来の高速イオン・ゲージを用いた測定では，波形が尾を引くため，高速弁からのパフ流れが，ガス塊を形成しているか否かは確認できていなかった。

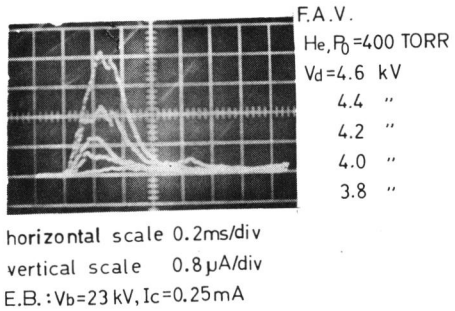


図４－１３(a)　H_e ガス・パフに対する電子ビーム螢光法の典型的な応答波形

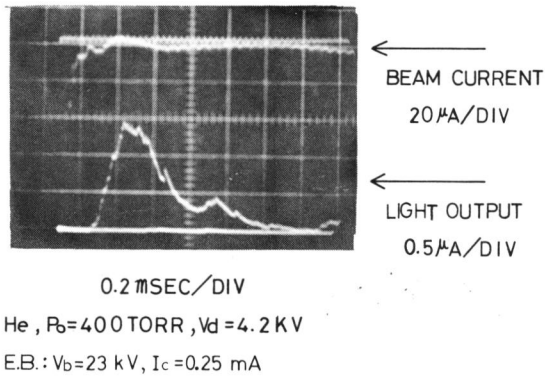


図４－１３(b)　電子ビーム螢光法の応答波形とビーム電流の変動

図４－１３(b)に，モニター用のコレクター電流 I_c が示されているが，変動量が非常に小さいことがわかる。電磁弁からの流入量最大の場合（P_0＝760Torr，V_d＝5.2 kV）でも，その変動分は１０％以内であるので，本実験の測定精度を考慮して，一応，無視できると考えた。

一方，E. B. F. 法の時間応答性は，用いた螢光スペクトルの励起準位の寿命に関係する。

流速 u のとき，要求される空間分解能 x を得るために必要な励起準位の寿命

は $\tau \leqq x/u$ で与えられる。4－2－2小節で示したように，著者の用いた作動ガス He，N_2，A の主要なスペクトル線の励起準位の寿命は，すべて 10^{-7} s 以下である。一方，流速は最大でも 2×10^5 cm/s 程度であるから，発光時間内の螢光源の移動距離は 0.2 mm にすぎず，十分な空間分解能が得られている。図4－14 は波形を詳しく調べるため，時間軸を拡大したもので，測定の能率を高めるために，メモリースコープに波形を，いったん記憶させた後，ブラウン管上に再現させて，それをトレースしたものである。バルブ電圧 V_d の増加とともに，ガス塊の到着時刻および密度立上り時間がともに，早くなっていく様子がわかる。

著者は，測定点を通過するガス塊を代表するパラメーターとして，時間巾 λ とピーク密度 P を選んだ。P はガス塊の最高密度，λ はガス圧が 10mTorr になってから，ピークを通過して 10mTorr に減少するまでの時間間隔と定義した。

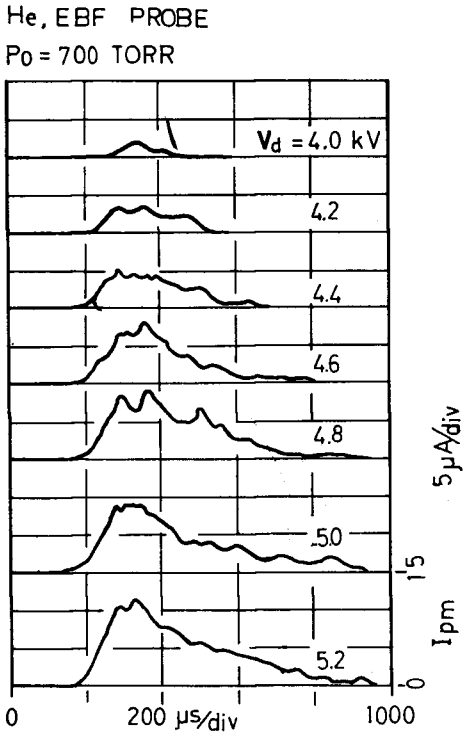


図4－14　電子ビーム螢光法の応答波形の詳細

図4－15 は，こうして得られた H_e ガス塊の時間巾 λ を，第3章の図3－13の高速弁の弁開閉時間 τ_0 と比較したものである。λ に，ガス溜圧 P_0 に

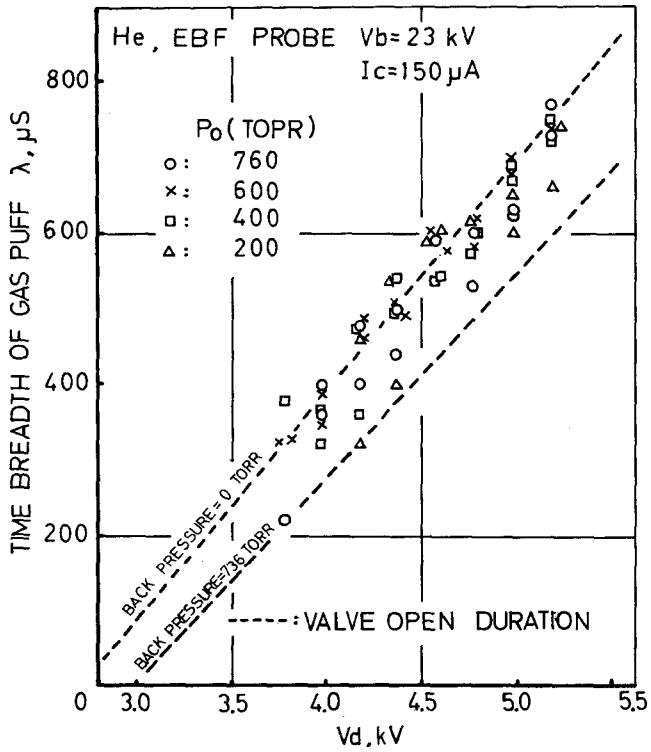


図4－15　H_e ガス・パフの時間巾と高速弁の弁開閉時間との比較

対する依存性が無いことを除けば，両者はよく一致しており，この測定点では $\lambda = \tau_0$ とみなしても良いことがわかる。

H_e ガス塊ピーク密度Pとガス溜圧 P_0 との関係を，図4－16 に示す。同じく，空気の場合を，図4－17 に示す。図4－16 より，Pと P_0 にはほぼ比例関係が成り立っていることがわかる。ガス溜圧 P_0 の高いところでわずかな飽和が見られるが，これはガス溜圧の影響で弁の揚程がわずかに減少することに起因すると思われる。空気の場合は，H_e ほど比例関係が成り立たない。

ピーク密度Pとバルブ電圧 V_d の関係を，図4－18 に示す。

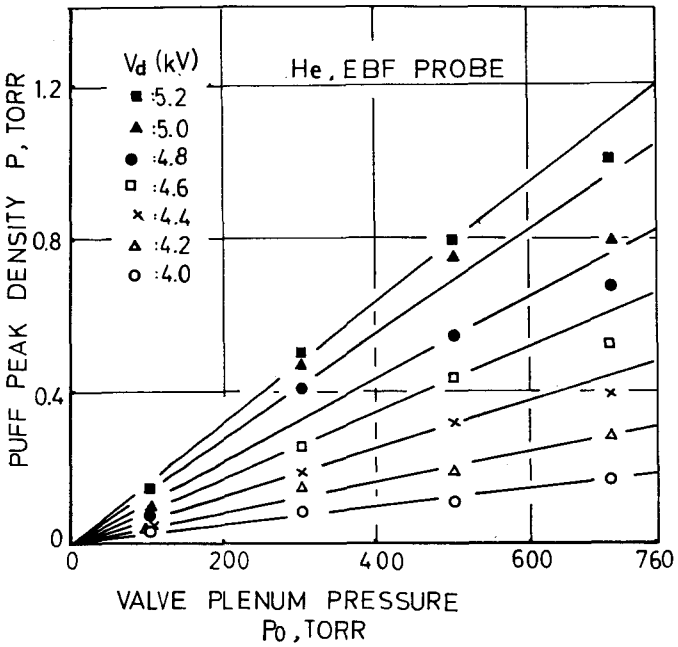


図4－16　H_e ガス・パフのピーク密度とガス溜圧との直線関係

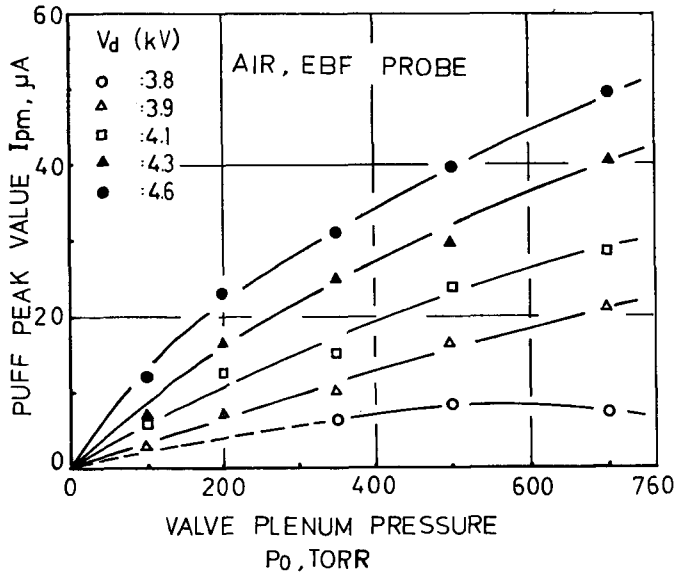


図4－17　空気パフのピーク密度とガス溜圧との関係

ここで，以上の結果を考察ししてみよう。

高速弁から放出されたガスは，テスト・チャンバー内に拡がっていくが，高速弁1動作あたりの総流入量Qは，テスト・チャンバー内の密度 ρ を用いて

$$Q = \int^{V_0} \rho \, dV \qquad (4 \cdot 13)$$

と書くことができる。ところで，$dV = dl \cdot dA = v \, dt \, dA$ であるから

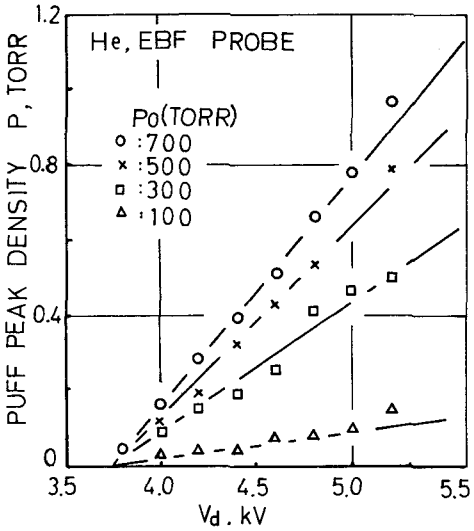


図4－18　H_eガス・パフのピーク密度とバルブ電圧との関係

$$Q = \int\int \rho \, v \, dt \, dA$$

$$= A_e \, v \int_0^{\lambda} \rho \, dt = \alpha \, A_e \, v \, P \, \lambda \qquad (4 \cdot 14)$$

となる。ここで，ρ はガス塊密度を，v はガス塊飛行速度を，A_e はテスト・チャンバーの有効断面積を，α はガス塊形状によって定まる定数をそれぞれ表わす。

α は特定の高速弁については，その作動条件の如何にかかわらず一定とみなせるから，結局

$$Q \propto P \lambda \qquad (4 \cdot 15)$$

が成り立つ。一方，図4－15 および第3章，式（3・2）より

$$\lambda = \tau_0 \propto (V_d - V_d^*) \qquad (4 \cdot 16)$$

が成り立ち，また，式（3・3）より

$$Q \propto P_0 \, (V_d - V_d^*)^{2.15} \qquad (4 \cdot 17)$$

が成り立つ。式（4・16），（4・17）を式（4・15）に代入して，

$$P \propto Q/\lambda \propto P_0\ (V_d - V_d^*)^{1.15} \qquad (4\cdot18)$$

が得られる。図4−18に示したP−V_dの関係を，Pと（$V_d - V_d^*$）の関係に書き直して，両対数表示したものが，図4−19である。同図より，$P \propto (V_d - V_d^*)^{1.15}$

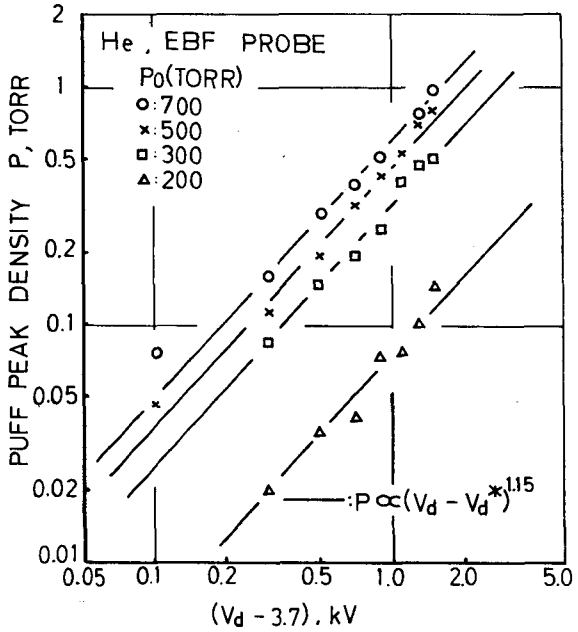


図4−19　両対数表示されたピーク密度とバルブ電圧との関係

が得られ，一方，図4−16より，$P \propto P_0$ が得られるので，式（4・18）の関係が成り立っていることが実験的に示された。後述（第6章）の如く，ガス塊は高速弁を出た直後からテスト・チャンバーの半径方向一杯に拡がって飛行しており，半径方向の密度変化は小さいことが示されるから，有効断面積 A_e を導入することは不当ではない。したがって，式（4・18）の成立がE. B. F. 法によって実験的に示されたことは，E. B. F. 法を用いる測定が正確であることを示すことにもなる。

最後に，本実験におけるガス塊ピーク密度の最小値は，光電増倍管出力にし

て，約0.5 μAであり，これは1 μsあたり3個のフォトンを受けることに対応する。したがって，本実験に必要な時間分解能10 μs間には，30個のフォトンを受けることになり，連続的な光の変化として扱うに十分な数である。

§4－5 結　　言

以上，電子ビーム螢光法が稀薄非定常流れの局所密度測定における基準測定法になり得るか否かを，ガス圧10^{-3}～1 Torr，ビーム加速電圧23 kV，ビーム電流0.2 mA，ビーム通過距離38.5 cm の条件下で，He，N_2，H_2，A の4種の気体について検討した結果，次のことが明らかになった。すなわち，

1）He ガスの場合は，ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰量は無視し得るほど小さく，ハロの影響も少ない。全螢光強度とガス圧との間には，1 Torr まで完全な直線関係がある。螢光の寿命は十分短い。したがって，E. B. F. 法は基準測定法としての十分な精度を持っているといえる。ただし，1 Torr 以上での螢光強度の飽和の原因は不明である。

2）N_2 ガスの場合は，ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰量は，He ガスよりかなり大きいので，約0.5 Torrまでは減衰量を無視しても良さそうだが，それ以上のガス圧では補正が必要となる。全螢光強度とガス圧との直線関係は成立する。

螢光の寿命は十分短いが，ハロの影響は少しある。こうしてE. B. F. 法の適用は可能であることがわかった。

3）A ガスの場合は，全螢光強度対ガス圧の直線関係は一応成立し，螢光の寿命も短い。しかし，ビーム・エネルギーとビーム電流の減衰が極めて大きいので，E. B. F. 法の適用範囲はガス圧0.1 Torr以下に限られる。

4）H_2 ガスの場合は，ビーム・エネルギーとビーム電流の減衰は無視し得るほど小さいが，ガス圧の変化に対する螢光強度の感度が低く，直線性も無いため，E. B. F. 法の適用はできないといえる。

5）He ガス・パフを用いた動測定の結果，パフ流れはガス塊を形成して飛行していることが判明した。このことは，従来は明らかでなかった。

6）パフ流れのパラメーターと高速弁の作動条件とを結び付けることができた。これによって，ガス・パフの測定結果に基づいて，高速弁を改良するやり方に道が開かれた。

第 4 章の参考文献

1) B.W. Schumacher and E.O. Gadamer: Canad. J. Phys. 36 (1958) 659

2) B.W. Schumacher: Ontario Res. Found. PRR 6604 (1966)

3) A.E. Grün et al: J. Appl. Phys. 24 (1953) 1527

4) F. Robben and L. Talbot: Phys. Fluids 9 (1966) 633

5) D.E. Rothe: Phys. Fluids 9 (1966) 1643

6) E.P. Muntz: Phys. Fluids 5 (1962) 80

7) F. Robben and L. Talbot: Phys. Fluids 9 (1966) 644

8) P.V. Marrone: Phys. Fluids 10 (1967) 521

9) E.P. Muntz: Phys. Fluids 11 (1968) 64

10) J.B. French and J.W. Locke: "Rarefied Gas Dynamics"(ed. C.L. Brundin, Acad. Press, New York, 1967) 1461

11) I. Alexeff: "1961 Transactions, 2nd Int. Vac. Congress, Washington," (Pergamon Press, New York, 1962)

12) C.A. Ziegler et al: Rev. Sci. Instrum. 35 (1964) 450

13) H.N. Ballard and D. Venable: Phys. Fluids 1 (1958) 225

14) F. Schultz-Grunow and A. Frohn: "Rarefied Gas Dynamics"(ed. J.H. Leeuw, Acad. Press, New York, 1965) 250

15) A.E. Grün: Zeit. Naturforsch. 12a (1957) 89

16) E.P. Muntz and D.J. Marsden: "Rarefied Gas Dynamics" (ed. J.A. Laurmann, Acad. Press, New York, 1963) 495

17) A.H. Gabriel and D.W.O. Heddle: Proc. Roy. Soc. A258 (1960) 124

18) B.L. Maguire: "Rarefied Gas Dynamics" (ed. C.L. Brundin, Acad. Press, New York, 1967) 1497

第5章　高速イオン・ゲージの設計と改良

§5－1　緒　　言

高速イオン・ゲージは，稀薄で，しかも高速の非定常流れ中の気体の密度を測定するためのものであるが，ゲージ・ヘッドと高速流れとの間に強い相互作用が働くため，動測定値と静較正値が正しく対応するという保障は無い。したがって，高速イオン・ゲージによる動測定の正確さは基準測定法との比較による以外は，評価できないことを第2章で主張した。しかし，Marshall[1] 以来の従来の研究においては，静較正値を動測定値に，そのまま当てはめることができるという前提に立って議論が進められており，そこで得られた測定結果の信頼性には，かなりの疑問があると考えられる。例えば，第3章で述べたような高速電磁弁からのパフ流れをMarshallゲージで測定すると，基準測定法による出力波形とまったく異なった波形が得られることがわかった（第2章，図2－6および第4章，図4－13(a)参照）。このようなゲージで，パフ流れの挙動を正確に把握できるとは思われない。こうして，著者は，従来の高速イオン・ゲージの欠点を改良して，新たにゲージを試作することを考えた。新ゲージの較正には，第4章でその正確さが明らかにされている電子ビーム螢光法を用い，測定対象としては，第3章で述べた高速電磁弁から噴出したパフ流れを用いるものとする。

まず，高速イオン・ゲージの設計における問題点を分類して，一つ一つ検討し，実験によって確かめた後，それらの考察と実験を基にして，新ゲージを数種類試作し，その特性を調べることにする。

§5－2　高速イオン・ゲージの設計における問題点

実際の高速イオン・ゲージにおいては，第2章，図2－1に示したような簡単な三極管型電離真空計の基本回路に，高速イオン・ゲージの特徴を考慮して，様々の制御回路を附加して，測定を行なうことになる。さて，高速イオン・ゲージの特徴は，ゲージ・ヘッドが高速の非定常流れにさらされることにある。このような場合のヘッドと流れとの相互干渉効果は，

1）電子電流の急激な変動をひき起す。

2）ゲージ・ヘッド自体が流れを乱す。

の二点に要約される。したがって，F.I.G.の設計にあたっては，電子電流の安定化と，流れを乱さないようなゲージ・ヘッドの構造を考えることが，最も重要な問題となる。その他に，時間および空間分解能の向上と，電離真空計の作動領域を1 Torr 台に拡張したことにより生じてくる電極間放電の防止の問題も考慮しなければならない。

5－2－1　電子電流の安定化

F.I.G.において電子電流の変動をひき起こす原因としては，次の3つが考えられる。すなわち

イ）気体分子の衝突によるフィラメントの冷却

ロ）イオンによる空間電荷の緩和とグリッド遮蔽

ハ）電離によって生じた電子の捕集

まず，(イ)について述べよう。H_2 のパフ流れ中にF.I.G.を挿入した場合，ガス塊到着とともに，気体分子によるフィラメントの冷却に起因すると思われる電子電流の大巾な減少がみられた。図5－1に代表例を示す。使用したF.I.G.は新しく試作したものである。ガス塊到着とともに，電子電流は，いったん急激に上昇した後，ガス塊密度のピーク値あたりから，比較的ゆっくりと減少する。この減少量は非常に大きい。このフィラメント冷却による I_e の減少を防ぐために，著者はガス塊到着の瞬間だけ，フィラメントを強熱するような回路を考えた。図5－2にその回路を示すが，2つのリレー・スイッチを用いて，フイラ

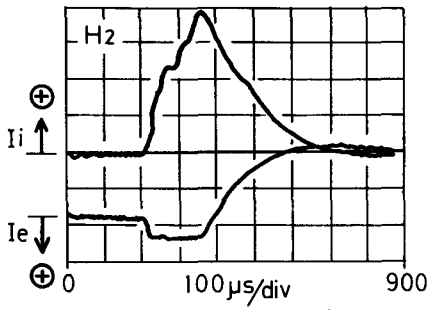


図5－1　水素ガス・パフに対する新F.I.G.の応答波形（フィラメント瞬間強熱回路のない場合）

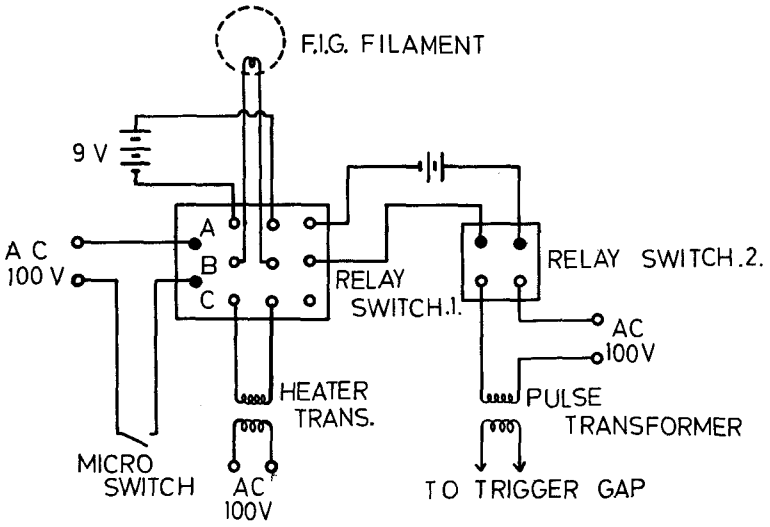


図５－２　フィラメント瞬間強熱回路
通常はＢ－Ｃが短絡し，交流加熱している。
マイクロ・スイッチを入れるとＡ－Ｂが短絡し，
直流加熱に切り換えると同時に高速弁をトリガーする。

メントを通常の交流加熱から強い直流加熱に切り換えると同時に，高速弁の駆動回路をトリガーして，パフ流れを発生させるものである。

図５－３は，この瞬間強熱回路を用いた場合のＦ．Ｉ．Ｇ．の信号の代表例である。図５－１とくらべれば，ガス塊ピーク値以後の電子電流の減少は，ほぼ完全に押えられている。

しかし，イオンによる空間電荷の緩和またはグリッド遮蔽に起因すると思われるガス塊立上り部の急激な I_e の増加を押えることはできないことがわかる。このように，電子電流制御を通常の電離真空計の如く，フィラメント温度の制御により行なう場合には，フィラメントの熱応答時間が少なくとも１ms 以上であって，ガス塊前半部のような密度立上り時間，数１０μsの非定常流れの測定には役立たないため，グリッド制御方式を採用しなければならない。この場合，フィラメント温度を十分高くして，空間電荷制限電流を用いるので，ガス分子によるフィラメント冷却の影響も同時に防ぐことができるが，フィラメントの寿命は一般に短かくなる。

次に，(ロ)のイオンによる空間電荷の緩和またはグリッド遮蔽とは，ガス塊到

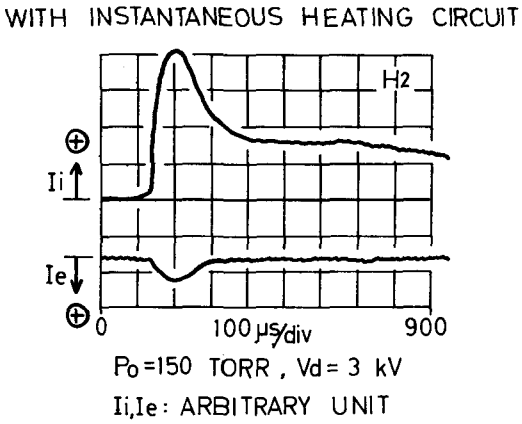


図５－３　水素ガス・パフに対する新F. I. G. の応答波形
（フィラメント瞬間強熱回路がある場合）

着の際，電離によって生成されたイオンによって，グリッドのカソードに対する負バイアス電位が一時的に遮蔽されて，グリッドの効きが悪くなったり，グリッドの無い場合にはカソード附近の空間電荷が緩和されて，電子電流の急な増加が生ずることをいう。

著者は，グリッド遮蔽の影響を調べるため，後述の新たに試作したグリッド付きF. I. G. について，グリッド制御効果 $\partial I_e/\partial V_{GK}$ とガス圧との関係を求めた。二種のF. I. G. についての実験結果を，図５－４および図５－５に示す。ガス圧上昇とともに，$\partial I_e/\partial V_{GK}$ は徐々に減少するとともに，その減少割合も大きくなっていくことがわかる。図中に，電子電流とガス圧の関係も示している。グリッドの制御効果の減少に対応して，電子電流が増加していることがわかる。しかし，$\partial I_e/\partial V_{GK}$ の減少量は，1 Torr までは高々２５％にすぎず，大きな $\partial I_e/\partial V_{GK}$ を持つように設計しておけば大丈夫であろう。

(ハ)の電離によって生成されるイオンと対になる電子が，プレートで捕集されることによる電子電流の増加に関しては，著者の試作したF. I. G. のイオン電流対電子電流の比は，後述のごとく，0.1 以下であって，影響は小さい。

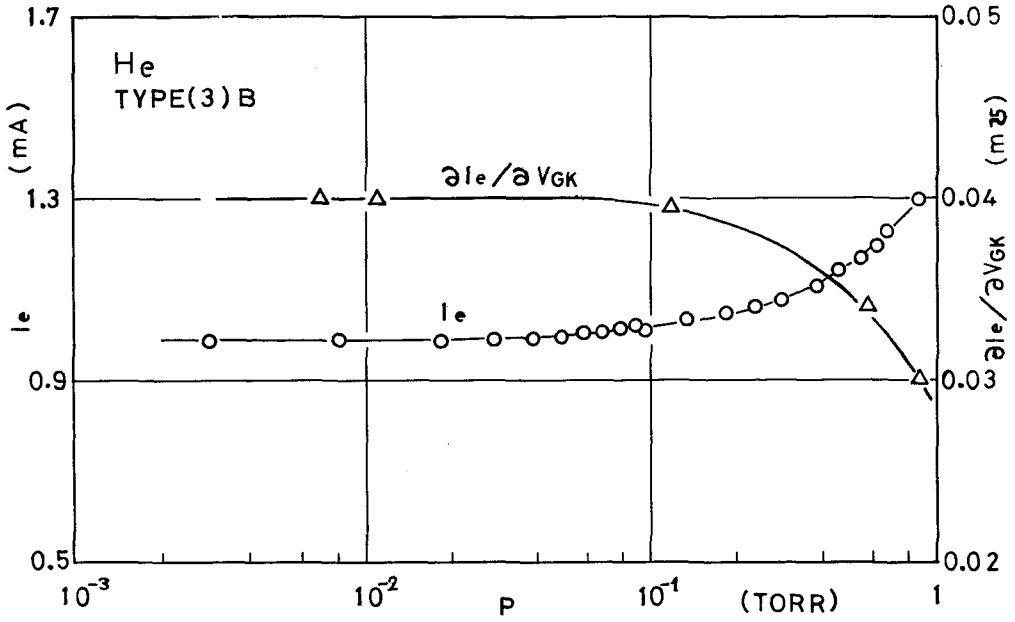


図５－４　グリッド制御効果のガス圧依存性〔(3)B型 F. I. G.〕

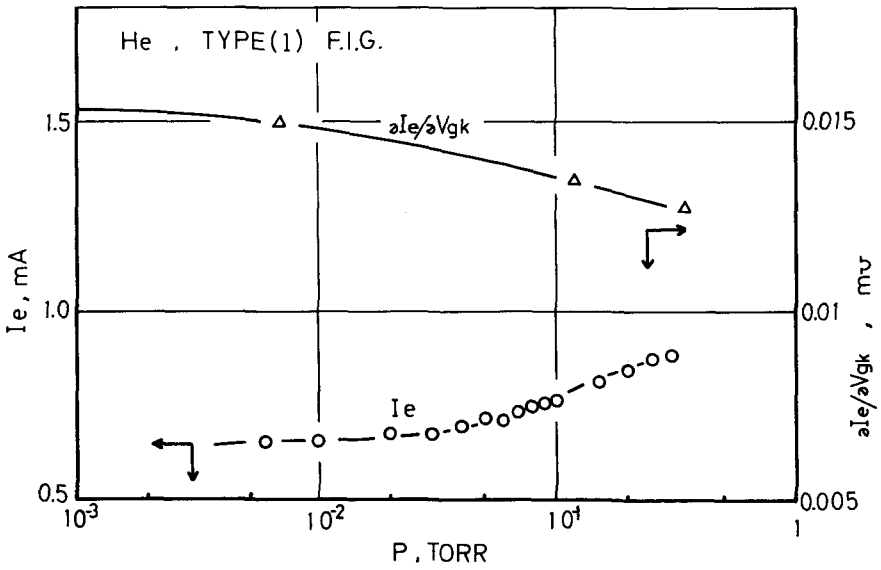


図５－５　グリッド制御効果のガス圧依存性　〔(1)型 F. I. G.〕

こうして，F. I. G. にグリッドを設け，グリッド制御回路を採用して，グリッド電極を適当な負バイアス電位に保つとともに，フィラメントを強熱すれば，パフ流れのような高速非定常流れ中でも電子電流をほぼ一定に保ち得ることがわかった。

図５－６は，とくに電子電流の安定化を考えて製作した回路である。この回路は，I_e 安定化機能は優れているが，電位の調整などが若干面倒であるため，

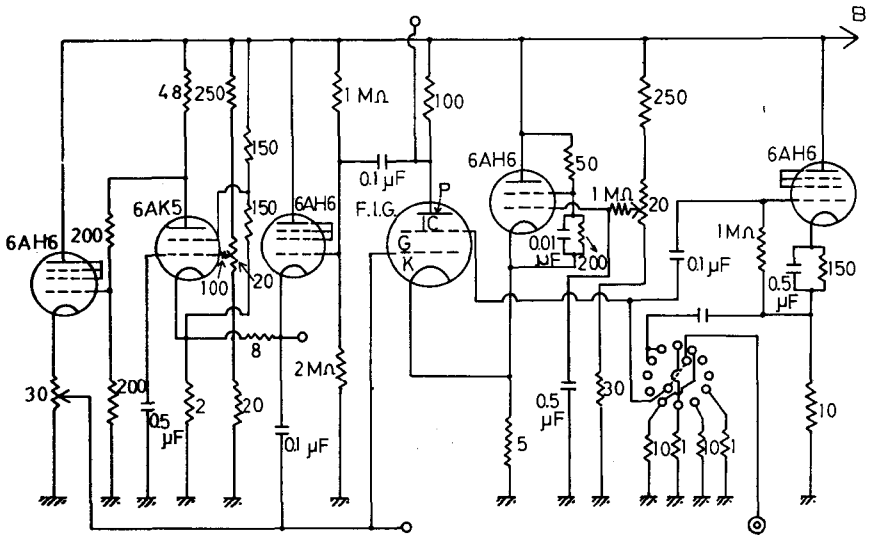


図５－６　電子電流の安定化を考慮した高速イオン・ゲージ制御回路

実際の測定にあたっては，この回路を簡単化して，I_e 安定化機能を多少落した回路（後述）が，使い易いため，もっぱら用いられた。

５－２－２　ゲージ・ヘッドによる流れの攪乱

F. I. G. の測定対象とする流れは，急激な密度変化を伴った音速以上の流れであるから，ゲージ・ヘッドとガス流は気体力学的に強く干渉して，F. I. G. の電離領域に流入するガス流は乱され，ゲージが存在しない場合の流れと様相を異にしているであろう。図５－７は，同一のパフ流れに対する E. B. F. 法，6AH6 ゲージおよび試作した(1)型 F. I. G. の信号波形の一例である。図の波

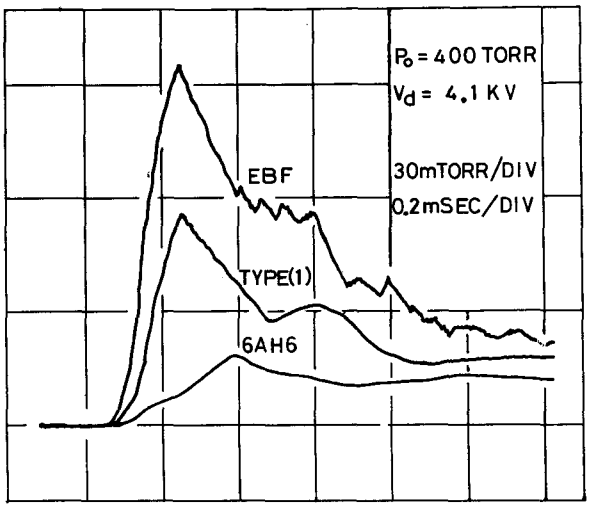


図５－７　同一のガス・パフに対する各ゲージ応答波形の比較

形絶対値は，後述する各ゲージの静較正曲線によって，ガス圧に換算したものである。一般的に言って，E. B. F. ，(1)型 F. I. G. ，６AH6 の順に従って信号値は小さくなっているばかりでなく，６AH6 の場合は波形そのものにも相似性が無い。図５－８は，波形を詳しく見るために波形立上り部を拡大したものである。波形立上り時間は，E. B. F. ，(1)型 F. I. G. ，６AH6 の順に遅くなっていることがわかる。著者は，この波形の違いの原因をゲージ・ヘッドと流れの干渉の結果であろうと推測し，図５－９の如きガス流阻止板を電子ビームの上流に置き，６AH6 ゲージを模倣してみた。また，(1)型 F. I. G. に図５－９の下図の如きガス流阻止板をかぶせて，６AH6 を模倣し，信号波形を調べた。結果を図5−10 に示す。6AH6 ゲージの信号波形に近

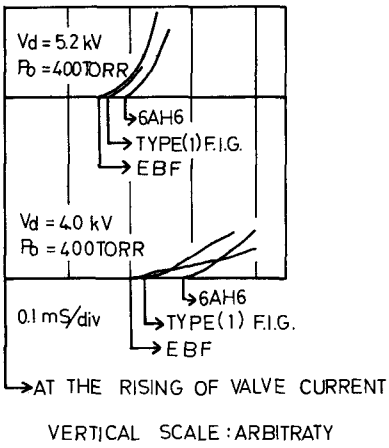


図5－8　各ゲージの応答波形立上り部の比較

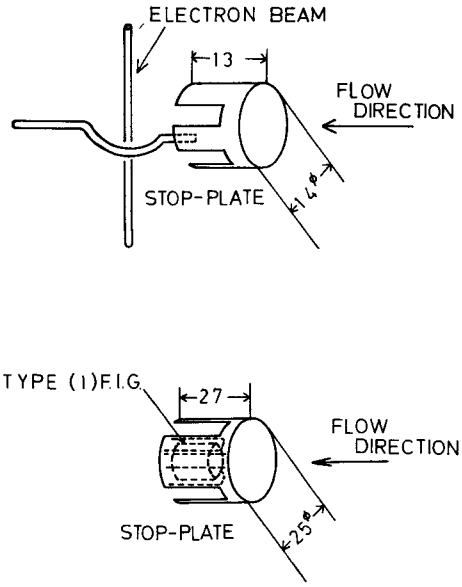


図５－９　ゲージ・ヘッドと流れとの干渉を模擬するためのガス流阻止板

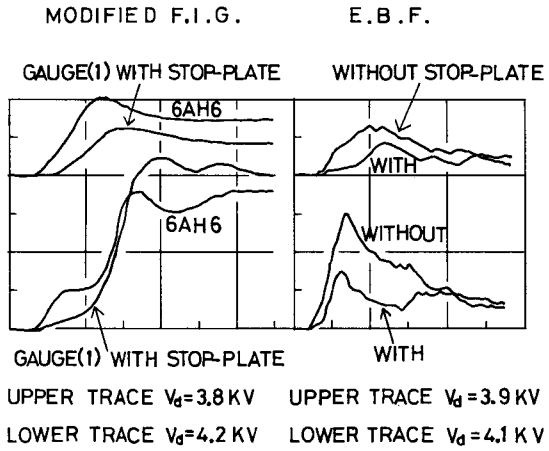


図５－１０　(1)型Ｆ．Ｉ．Ｇ．とＥ．Ｂ．Ｆ．法による６ＡＨ６ゲージのシミュレーション波形
H_e ガス・パフ　P_0 ＝４００Ｔｏｒｒ，
時間軸スケール　0.2 ms／ｄｉｖ

いものが得られている。こうして，6AH6 ゲージでは，そのヘッドの構造上，ステムを固定している円板でガス流が阻止され，ゲージ内にガス流が入り難くなっていることが実証された。

さて，ゲージと流れの干渉をできるだけ小さくするためには，ゲージ・ヘッドをできるだけ気体力学的抵抗の小さい形，すなわち，気体がゲージ内をできるだけスムーズに流れるような形にすれば良い。しかし，もう一方の要求である電子電流の安定化を図るために，グリッドの制御効果を大きくしようとすれば，各々の電極面積を大きくしなければならず，ゲージ・ヘッドがガス流を乱す度合が大きくなる。したがって，どこかで妥協が必要となる。

ゲージ・ヘッドの設計にあたって，どのような形の，どの位の太さの電極を用いれば良いかは，とても定量的に評価できる問題ではないが，一つの目安として，試作した(3)A型F.I.G.の例を述べる。

(3)A型F.I.G.は，後述の図5−12および図5−13に示すようなヘッドの構造を持っており，動測定の際は，ゲージ・ヘッド中心軸がテスト・チャンバー中心軸と平行になるように，チャンバー中心軸上に設定される。直径3㎜のステムがヘッドの約7㎜上流にあるため，ヘッドに流入するガス流にかなりの影響を与えているものと推測された。ステムの影響を調べるため，ゲージ・ヘッドをチャンバーの半径方向から挿入し，ヘッドを回転させることにより，ガス流の方向に対するステムとヘッドの相対位置を変えて，得られる信号波形の変化を調べた。結果を図5−11に示す。ステムがヘッドの上流にある場合のピーク値Pは，下流にある場合の約$\frac{1}{2}$であり，直径3㎜の電極でも，流れの上流にある場合は，大きな影響を与えることがわかる。

以上の結果から，著者は，グリッド制御機能を多少犠牲にして，ガス流れができるだけスムーズになるような電極構造を持ったゲージ・ヘッドを試作してみた。

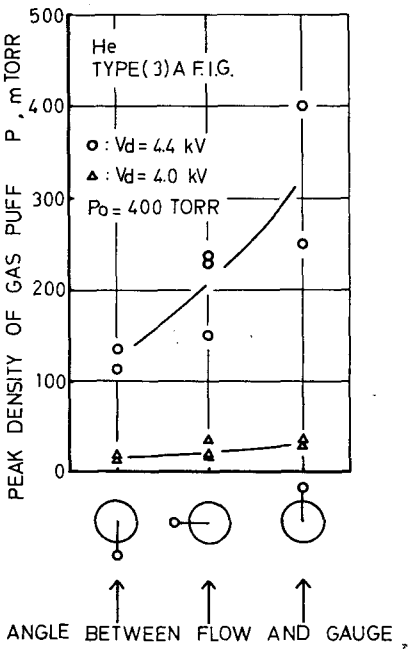


図5－11　ガス・パフのピーク密度におよぼすステムの影響
〔(3) A型 F. I. G.〕

5－2－3　ヘッドの小型化と放電防止

F. I. G. の空間分解能を向上させるためには，ヘッドを小型化する必要があるが，このことは，同時に高圧領域で生ずるヘッド電極間のグロー放電を防止するのに役立つ。試作した F. I. G. は，支持ステムや不必要な電極部分はガラス・コーティングを施して，金属面の露出を防いでいるが，小型化にも限度があり，かつ電極の不要部を全てガラス・コーティングすることは技術的に不可能である。したがって，(1)型 F. I. G. のように，どうしても高圧側で放電が生ずる。そこで，著者は，ガラス・コーティングできない部分をアルミナ・セメントでコーティングすることにした。このアルミナ・セメントは電極が太くなる欠点はあるが，簡単に施行できて，しかも放電防止効果は大きい。

5－2－4　時間分解能

高速イオン・ゲージの時間分解能は，イオンが生成されてから，イオン・コレクターへ捕集されるまでに要する時間（ion transit time）によって定められると考えられる。

さて，ガス圧 p（Torr），電場E（V/cm）の条件下でのイオンの移動速度 v_i（cm／s）は

$$v_i = \mu_i E/(p/760)$$

で与えられる。ここで，μ_i はイオンの移動度（mobility）である。表5－1に同種気体中の気体イオンの移動度を示す。

表5－1　イオンの移動度
（0°C，760mmHgの同種気体中における測定値）

Table 5-1　Mobility of singly charged gaseous ions at 0°C and 760 mmHg
(cm/sec/volt/cm)

Gas	K^-	K^+
Air (dry)	2.1	1.36
Air very pure	2.5	1.8
A	1.70	1.37
Avery pure	206.	1.31
Cl_2	0.74	0.74
CCl_4	0.31	0.30
C_2H_2	0.83	0.78
C_2H_5Cl	0.38	0.36
C_2H_5OH	0.37	0.36
CO	1.14	1.10
CO_2 dry	0.98	0.84
H_2	8.15	5.9
H_2 very pure	7,900.	
HCl	0.62	0.53
H_2O at 100 C	0.95	1.1
H_2S	0.56	0.62
He	6.3	5.09
He very pure	500.	5.09
N_2	1.84	1.27
N_2 very pure	145.	1.28
NH_3	0.66	0.56
N_2O	0.90	0.82
Ne		9.9
O_2	1.8	1.31
SO_2	0.41	0.41

ここで，高速イオン・ゲージの時間分解能の数値をあたってみよう。同表より，最小の移動度を考え，$\mu_i = 1$としよう。Eはプレート近傍の電離領域とイオン・コレクターの間にかかる電場であるから，最小の値として，E＝100／0.5（V/cm）＝200 V/cm を採用し，ガス圧最大値として，p＝5 Torr をとる。

このとき，$v_i \approx 3\times10^4$ cm/s となり，したがって，イオン走行時間 $\tau_i = 0.5/v_i = 1.67\times10^{-5}$ s となる。すなわち，最も厳しい場合でも 16.7 μs 以内の時間分解能を持つことになる。後述の(3)A型 F. I. G. は，He 5 Torr中で，$\tau_i = 1.1$ μs のイオン走行時間を持つことを同様にして示すことができる。したがって，本研究で扱うパフ流れに対しては，十分な時間分解能を持っていると言えるが，より高密度で立上りの速いガス・パルスを F. I. G. で測定する場合は，τ_i を減らす工夫をしなければならない。

なお，電子の移動速度 v_e もイオンと同様に，移動度 μ_e より求まるが，$\mu_e \approx 10^3 \mu_i$ であるから，v_e は十分大きい。したがって，電子走行時間 τ_e は τ_i よりもはるかに小さいので，無視して良い。

§5－3　改良型高速イオン・ゲージの特性

前節に示したような検討を経て試作した4種類の F. I. G. の特性について述べ，電子ビーム螢光法と比較することによって，各々のゲージの機能を検討する。

5－3－1　ゲージ・ヘッド

ゲージ・ヘッドの概略を図 5-12 に，写真を図 5-13 に示す。

(1)型ゲージは，ゲージ外縁に2本のタングステン・フィラメントを置き，そのすぐ内側にメッシュ状円筒グリッドを設けて，グリッドの効きを良くするとともに，プレートは，電極面積を小さくするために棒状とし，全体として相互コンダクタンスの増大を図っている。

(2)型ゲージは，とくにヘッドの小型化を目的とし，ヘア・ピン型フィラメントの内側にメッシュ状のイオン・コレクターを置き，周囲の4本の棒状電極をプレートとして用いている。(2)型ゲージのみが制御グリッドを持っていない。

(3)A型ゲージは，中心の単線フィラメントをステムで支え，円筒スパイラル状に細線を巻いた電極で，その周囲を三重にかこみ，内側から順にグリッド，プレートおよびイオン・コレクターとして用いており，ヘッドの小型化と相互コンダクタンスの増大を図っている。

(3)B型ゲージは，(3)A型のステムが，前節で述べたようにガス流を乱し，動

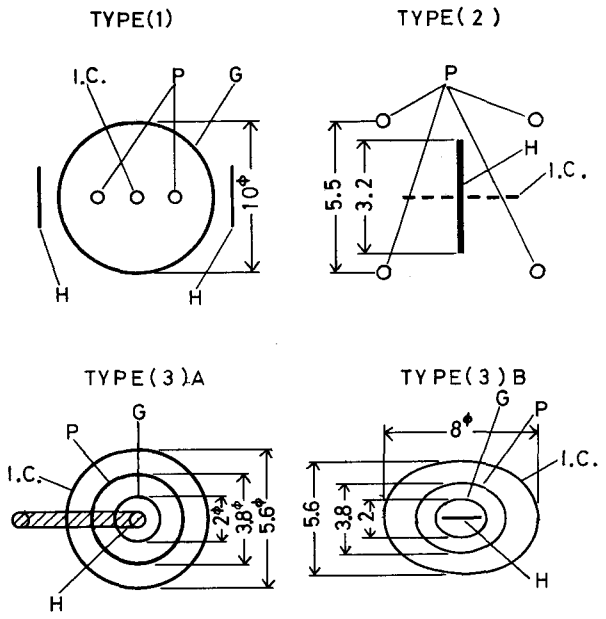
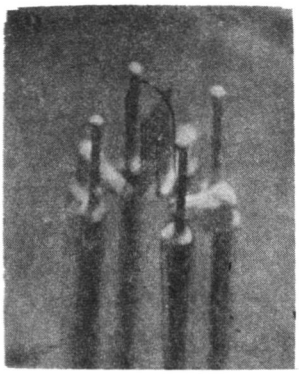


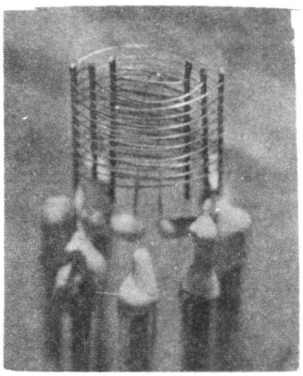
図5－12　改良型高速イオン・ゲージのヘッドの概略

測定値に悪い影響を与えることが判明したため，ヘア・ピン型フィラメントを採用して，ステムを除去し，その周囲に三重の楕円筒スパイラル状電極を設置した。(3)A型にくらべて，ヘッド寸法が大きくなるため，相互コンダクタンスも多少悪くなる。

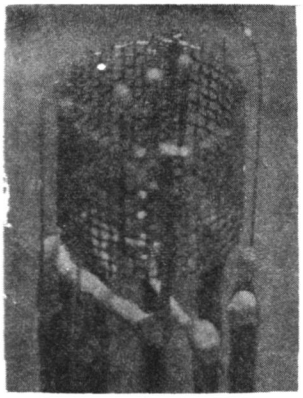
全ての電極支持用ステムおよび不要の電極部分はガラス・コーティングまたはアルミナ・コーティングを施して，金属面の露出を防ぎ，高圧側で発生する電極間のグロー放電を防いでいる。



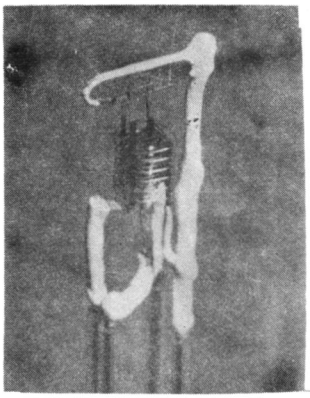
TYPE(2)



TYPE(3)B



TYPE(1)



TYPE(3)A

図5－13　改良型高速イオン・ゲージのヘッドの写真

5－3－2　制御回路と作動条件

F. I. G. の制御回路は，I_e 制御機能が良いこととともに，簡便さと使い易さを考えて設計した。本研究で用いた制御回路を図5—14 に示す。動的な電子電流の制御は，主にプレート電位の変動をカソード・フォロワーを通してグリッドに帰すという負帰還回路によって行なう。静的な電子電流の制御は，これ

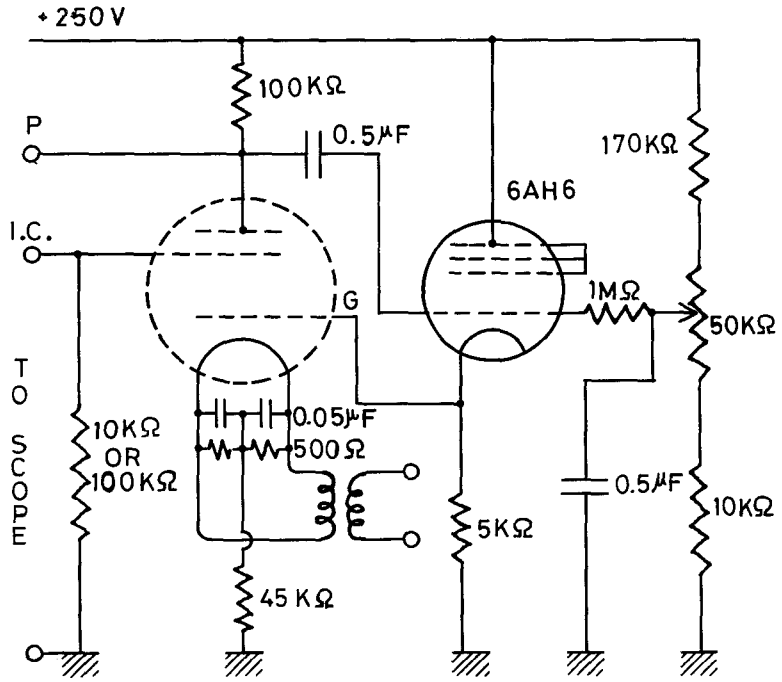


図5－14　改良型高速イオン・ゲージ用の制御回路

に加えてカソード抵抗による自己バイアス方式で行なっている。カソード・フォロワーを一段入れたために，グリッド電位の調節が自由にできるほか，グリッド・バイアスをカソードに対して常に負に保ち，グリッド電流を流さないようにできるので，電子電流に対するフィード・バック効果が落ちることはない。この点は，前述のMarshallの用いた回路よりも優れている。

各ゲージの作動条件を表5－2にまとめて示す。電子加速電圧 V_{PK} および イオン・コレクター電圧 V_{CK} は，通常の電離真空計と同じような値だが，グ

表５－２　改良型高速イオン・ゲージの作動条件

Table 5-2　Typical operating conditions of various gauges

Item \ Gauge	6AH6	Type(1)	Type(2)	Type(3)A	Type(3)B
electron acceleration potential V_{PK} (V)	170	220	30	114	104
ion collector potential V_{CK} (V)	- 40	- 15	- 74	- 50	- 47
electron current I_e (mA)	0.8	0.3	1.44	0.8	0.9
mean sensitivity S ($Torr^{-1}$)	0.36	0.085	0.008	0.08	0.09

リッドを持たない(2)型ゲージのみが，例外的な値を示している。

感度Ｓは，後述の静較正曲線から得たものであるが，F. I. G. は低真空（10^{-3}～1 Torr）測定用であるから，その感度は通常の電離真空計より２桁低くなっている。なお，表５－２には，Marshallの用いたOpened 6AH6 ゲージの作動条件も示してある。

５－３－３　静　較　正

試作した各ゲージの静較正曲線，すなわち，イオン電流 I_i と電子電流 I_e の比をガス圧ｐの関数として示したものが，図5−15 である。関数の形を $I_i/I_e = S\,p^n$ と仮定して，各ゲージの静較正曲線にあてはめると

(1)　型　：　$I_i/I_e = 0.085\,p^{0.85}$

(2)　型　：　$I_i/I_e = 0.008\,p^{1.2}$

(3) A 型　：　$I_i/I_e = 0.08\,p^{0.70}$

(3) B 型　：　$I_i/I_e = 0.09\,p^{0.75}$

のように近似される。(1)型，(3) A型および(3) B型は良く似た傾向を示すが，(2)型のみが大きく異なっている。(1)型は，ガス圧 0.1 Torr附近で集イオン電極とプレート電極間にグロー放電が発生し，これより高圧側は測定できない。この原因は，ゲージ・ヘッドが他のゲージにくらべて大きいこと，および電位差の

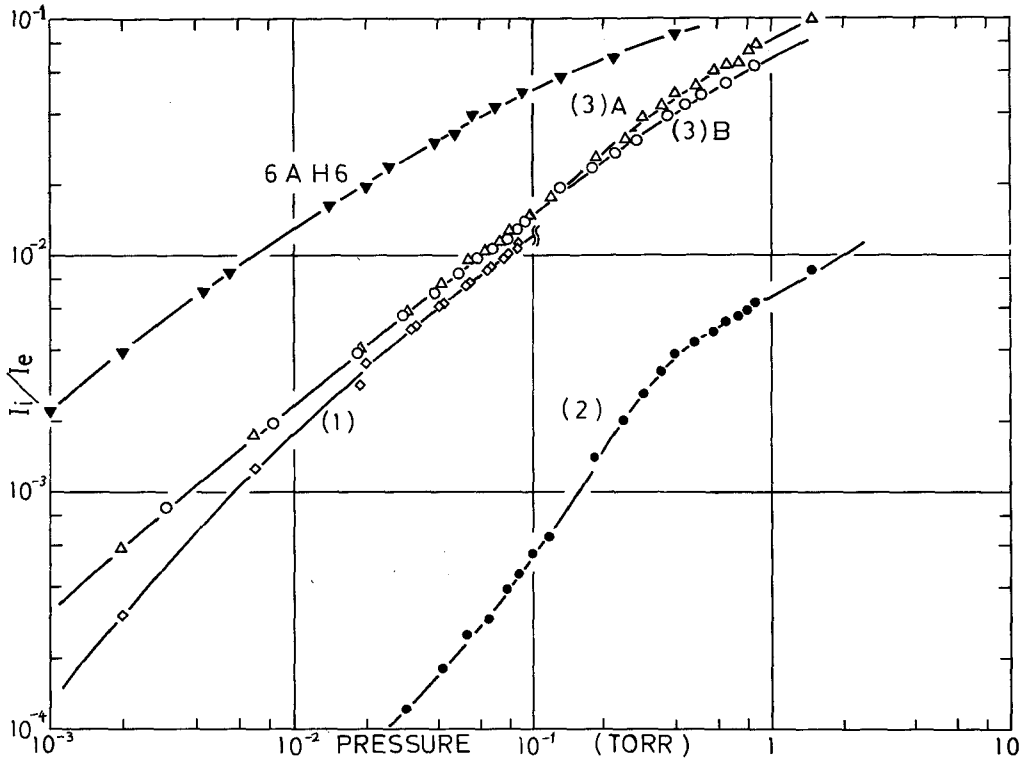


図5－15　改良型高速イオン・ゲージの静較正曲線

最も大きい集イオン電極とプレート電極が，放電を生じ易い形状と配置を持っているためであろう。

ところで，図5–15 に示した5本の静較正曲線は，いずれもガス圧に対して直線性が無く，高圧側で飽和する傾向を示しているが，このことを若干検討してみよう。図5–14 の制御回路において，電子電流に注目すると，図5–16 のような簡単な等価回路がかける。r はゲージの内部抵抗である。図5－4に示すように，ガス圧 p の増加とともにグリッドの効きが悪くなり，I_e は増大する。すなわち，r は p とともに減

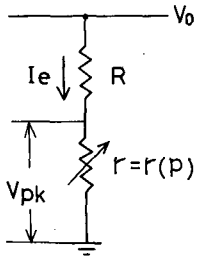


図5–16　電子加速電圧の変動量を計算するための等価回路

少する。いま，I_e の変動分 $\triangle I_e$と電子加速電圧 V_{PK}の変動分 $\triangle V_{PK}$ を，図5−16 の等価回路について計算すると

$$\triangle V_{PK}/V_{PK}=-(R/r)\triangle I_e/I_e$$

を得る。(3) B型ゲージについて，数値をあたると，$\triangle V_{PK}/V_{PK}=-1.38\triangle I_e/I_e$ を得る。すなわち，I_e の増加割合の 1.38倍の割合でV_{PK}は減少する。V_{PK}の減少により電子の得るエネルギーは減少し，電離能率が落ちるため，図5−17 の如く，I_i/I_e は減少する。こうして，p の増加 → グリッドの I_e 制御機能の低下 → I_e の増大 → V_{PK}の減少 → 電離能率の低下 → I_i/I_e の減少，というプロセスによって静較正曲線が飽和することがわかる。飽和を

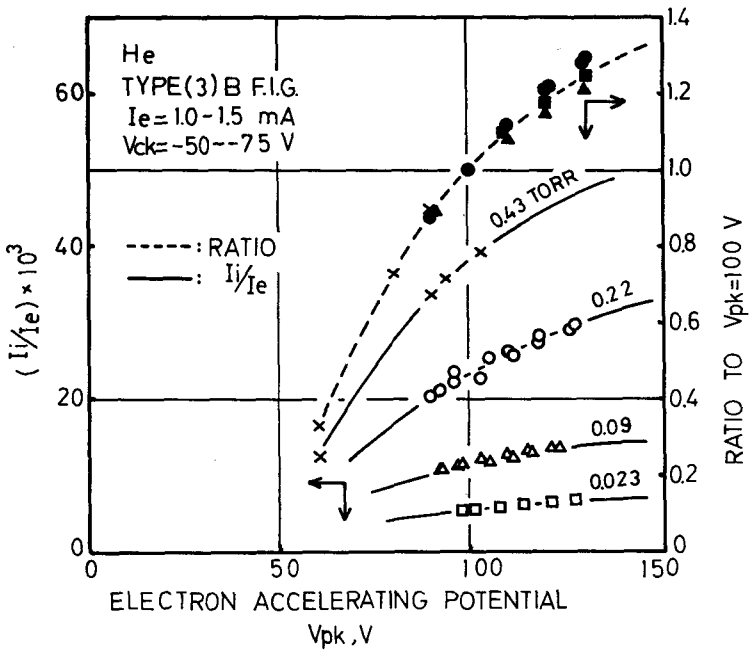


図5−17　イオン電流の電子加速電圧に対する依存性

防ぐためには，I_e を常に一定に保ち得るような回路をつくれば良い。(2)型ゲージの 0.4 Torr以上の領域での飽和は，電子のエネルギーが非常に低い（30eV）ために，中性気体との衝突の繰返しによって，電子はそのエネルギーを減衰さ

せ，電離能力を失うことに起因すると思われる。

(2)型ゲージは，10^{-4}～1 Torrにわたって I_e が一定に保たれる。これは，ヘッドの構造から推測されるように，電子の径路がガス圧の影響を受け難いことに加えて，ヘア・ピン型フィラメントに直交している負電位（−74V）のメッシュ状集イオン電極が，プレート近傍での電子の往復振動を押えて，電子の径路を短くするためと考えられ，感度が低いことの一因にもなっている。

試作したF. I. G. は，(2)型を除いて，グリッドによる I_e の制御方式を採用しているが，(2)型ゲージはグリッドを持たないので，I_e の大きさはヘッドの構造と電子加速電圧によって定まってしまう。したがって，ヘッド製作上のばらつきのため，個々のゲージにより測定値がばらつき，信頼性は落ちる。他の(1)型，(3) A型および(3) B型では，個々のゲージによるばらつきは見られない。

最後に，I_iとI_e の直線関係は，全てのゲージについて10^{-3}～1 Torrのガス圧領域にわたって完全に成り立っている。

5－3－4　動　測　定

以上のような準備のもとに，高速弁からのパフ流れを用いて，試作した改良型F. I. G. の過渡応答特性を調べた。局所密度の測定位置はテスト・チャンバー中心軸上，高速弁出口より15 cm下流で，E. B. F. 法による測定点と同一点である。得られた結果を各ゲージ毎にまとめて，以下に述べる。

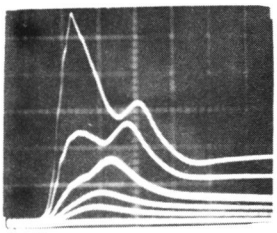
(i)　(1)型ゲージ

(1)型ゲージによって得られた信号波形の一例を，図5−18(a) および(b)に示す。E. B. F. 法による波形とよく似た波形が得られている。同図(b)に I_e の変動も示すが，(1)型で測定可能な最高ガス圧約0.15 Torrのとき，約30％の I_e の増加が見られた。これに伴って，イオン・コレクター電圧 V_{CK} は約25％，電子加速電圧は約5％増加する。

(1)型は，低密度ガス流しか測定できないため，パフ流れの特性と高速弁の作動条件の関係を測定によって得ることはできなかった。

(ii)　(2)型ゲージ

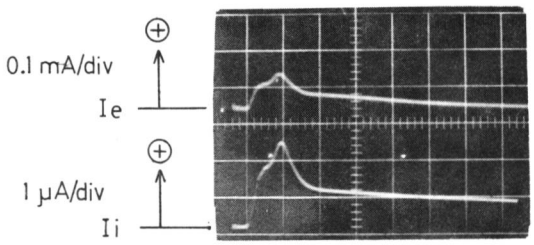
代表的な信号波形を図5−19 に示す。波形はE. B. F. 法によるものと，よく似ている。



F.A.V.
He, Po = 400 TORR
Vd = 4.1 kV
4.0 "
3.9 "
3.7 "
3.6 "

horizontal scale 0.2 ms/div
vertical scale 1 μA/div
TYPE(1) F.I.G.

図5－18(a)　H_e ガス・パフに対する(1)型F. I. G.の応答波形



horizontal scale 0.5 ms/div
F.A.V.: He, Po = 400 TORR
Vd = 4.0 kV
TYPE(1) F.I.G.

図5－18(b)　(1)型F. I. G.の応答波形と電子電流の変動

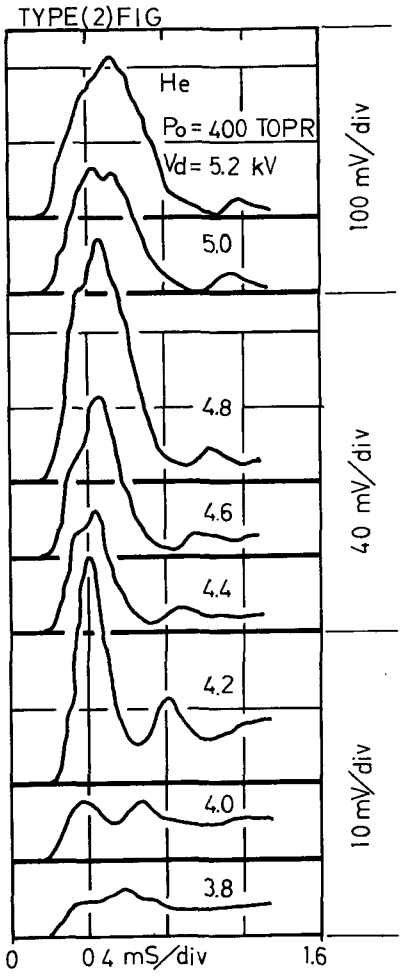


図5−19　H_e ガス・パフに対する(2)型F. I. G.の応答波形

図5−20に，ガス塊ピーク値Pと高速弁のコンデンサー充電電圧 V_d の関係を示す。

E. B. F. 法による測定結果では，$P \propto P_0 (V_d - V_d^*)^{1.15}$ が得られているが，図5−20およびこれを書き直して得られる $P - P_0$ 曲線からわかるように，ガス圧の低い領域ではE. B. F. 法の結果にかなりよく合っているが，ガス圧の高い領域では，測定値はE. B. F. 法の結果より大きく出ている。この原因は，静

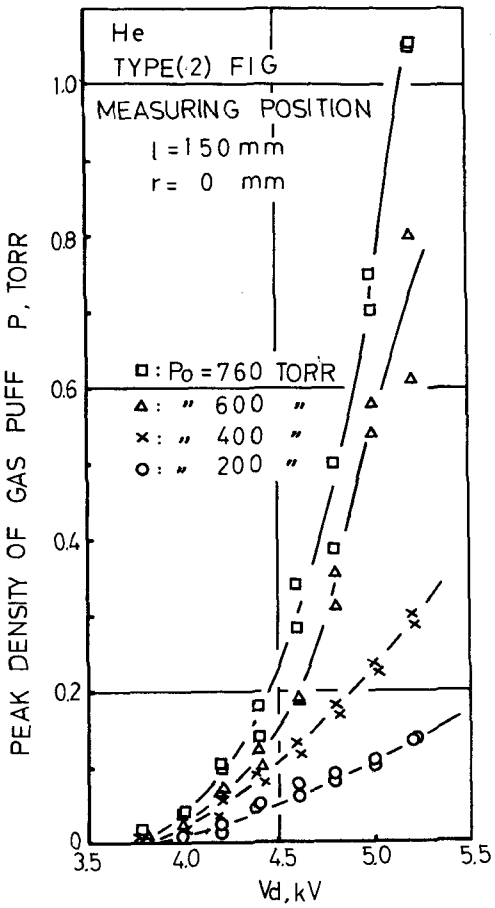


図5－20　He ガス・パフのピーク密度とバルブ電圧との関係　〔(2)型 F. I. G.〕

較正曲線（図5−15）における p＝0.4Torr 以上での飽和によるものと考えられる。

図5−21は，ガス塊時間巾および半値巾と V_d との関係である。E. B. F. 法の結果より多少大き目にでているが，傾向はよく合っている。

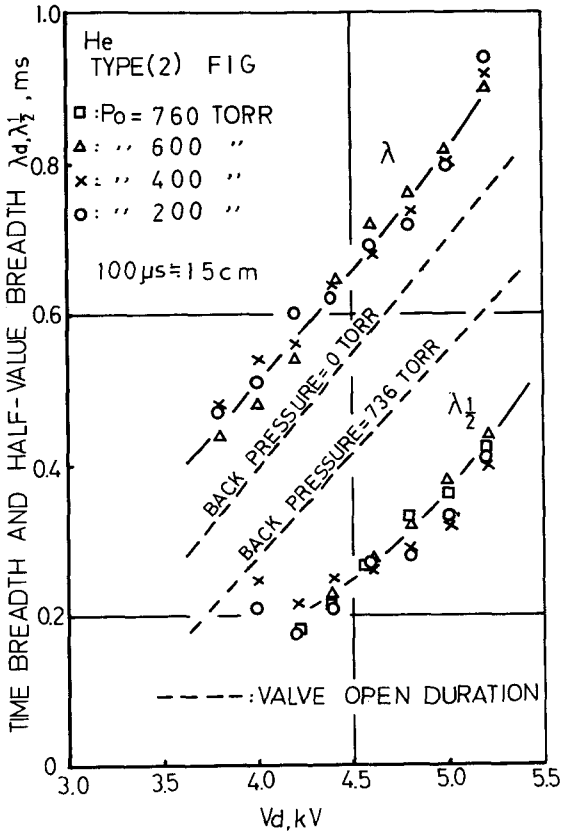


図 5－21　(2)型 F. I. G. によって測定された H_e ガス・パフの時間巾と半値巾

(iii)　(3) A 型ゲージ

得られた代表的な信号波形を図 5–22 に示す。§ 5 － 2 で述べたステムの影響のためにガス塊中心部の密度が低くでるので，壁面反射により生じたと思われるガス塊後部の密度の高まりが目立っている。電子電流の変動は最大で 2.5 %程度であり，無視できる。

図 5–23 は，P － V_d 関係を示したものである。傾向は E. B. F. 法の結果とよく合っているが，ステムの影響のため P の絶対値は，E. B. F. 法の結果の $\frac{1}{2}$～$\frac{1}{3}$ である。

図 5–24 は，ガス塊時間巾および半値巾と V_d の関係である。ガス圧が高

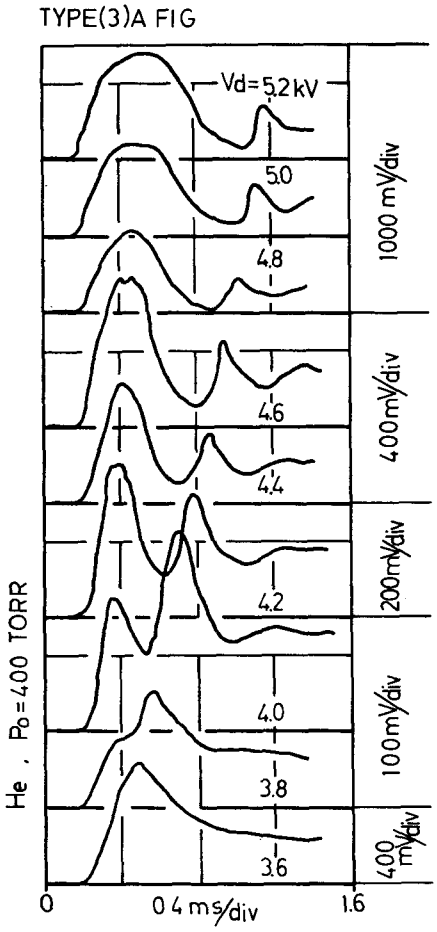


図5－22　He ガス・パフに対する(3) A型 F. I. G. の応答波形

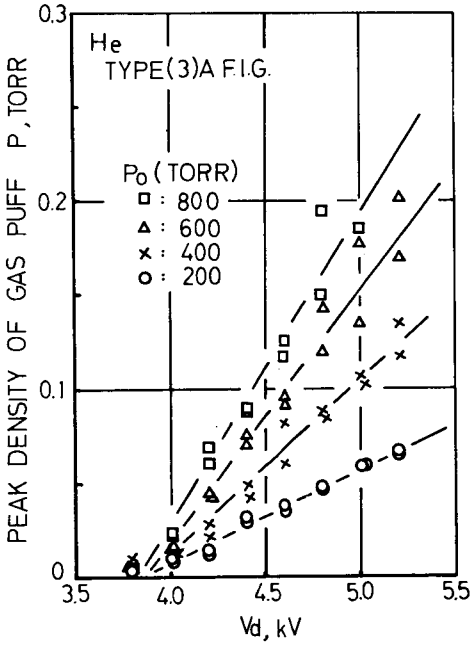


図 5－23　He ガス・パフのピーク密度とバルブ電圧との関係　〔(3) A 型 F. I. G.〕

くなるほど信号波形が後に尾を引く影響が顕著に現われるため，時間巾および半値巾を過大に見積るようになることがわかる。

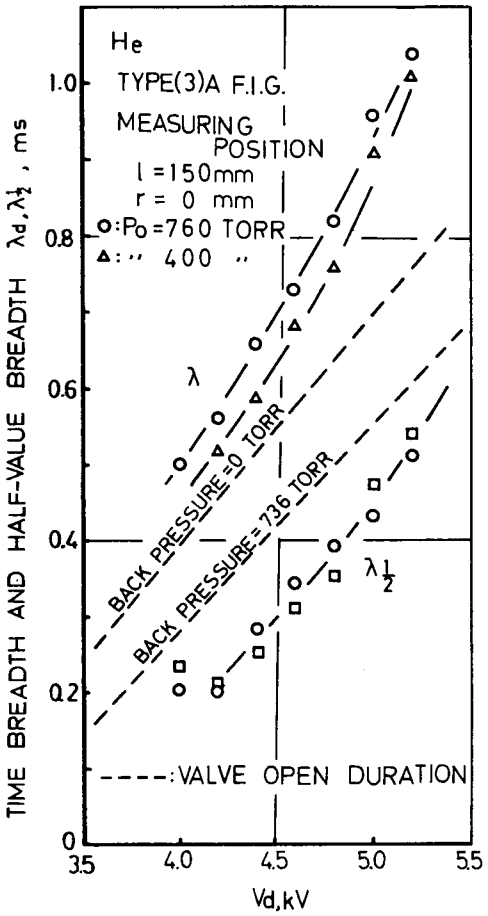
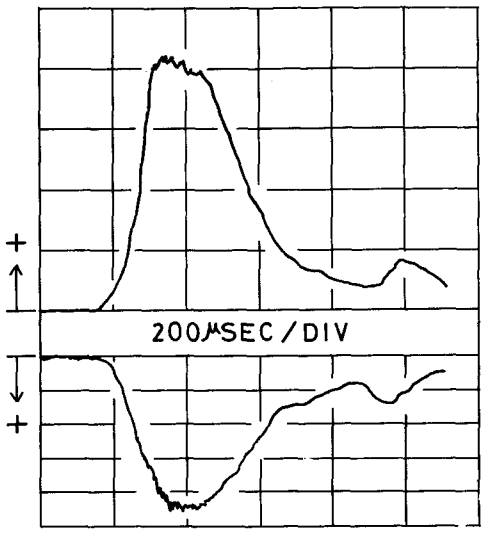


図 5－24　(3) A 型 F. I. G. によって測定された H_e ガス・パフの時間巾と半値巾

(IV)　(3) B 型ゲージ

得られた信号波形の一例を図 5–25 に示す。図中に示した I_e の変動分は最大 5 %であり，I_e 一定とみなしてよい。

図 5–26 は，$P - V_d$ 曲線である。同図を書き直して得られる $P - P_0$ 曲線と合わせてみると，E. B. F. 法により得られた $P \propto P_0 (V_d - V_d^*)^{1.15}$ に近い関係が得られている。



He , P_0 = 700 TORR , V_d = 4.8 KV
I_i : UPPER TRACE 10μA/DIV
ΔI_e : LOWER TRACE 10μA/DIV

図5－25　He ガス・パフに対する(3) B型 F. I. G. の応答波形

図5－27 は，$\lambda_{\frac{1}{2}} - V_d$ 曲線を H_e ガスおよび D_2 ガスについて示したもので，E. B. F. 法による結果よりも少し大き目にでている。

ここで，(3) B型ゲージを用いて行なった D_2 ガスの測定結果について少し述べる。

このゲージの D_2 ガスと He ガスの感度比 S_{D_2}/S_{He} は約2.5となった。D_2 に対する測定例は入手できなかったので，H_2 に対する他の実験結果を参照すると，B－Aゲージ（WL－5966）を用いた場合，$S_{H_2}/S_{He}=2.0$ が得られており，FP－6 ゲージおよび VG－1 ゲージを用いた測定では，$S_{H_2}/S_{He}=3.0$ が得られている。(3) B型の感度比は，これらの値とほぼ同じである。

D_2 ガス・パフの動測定により，次のことがわかった。すなわち，高速弁

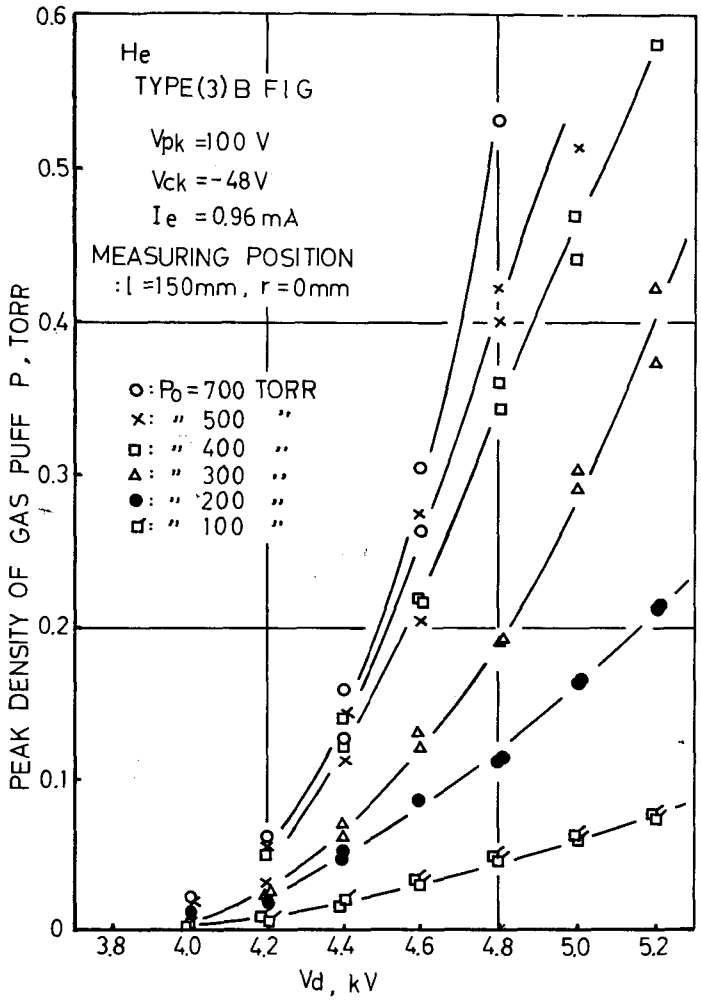


図5－26　H_e ガス・パフのピーク密度とバルブ電圧との関係〔(3) B型 F. I. G.〕

の同一作動条件に対して，D_2 ガスは，H_e ガスにくらべて総流入量Q，ガス塊ピーク値Pともに低くでるが，ガス塊半値巾 $\lambda_{\frac{1}{2}}$ は，1.2倍程度 H_e ガスより長い。すなわち，D_2 ガスは，弁より流出し難く，その波形も H_e ガスより拡がった形を持っている。しかし，波形が尾を引く現象は，H_e ガスの場合ほど著しくない。両者の分子量は同じであるから，この違いの原因は

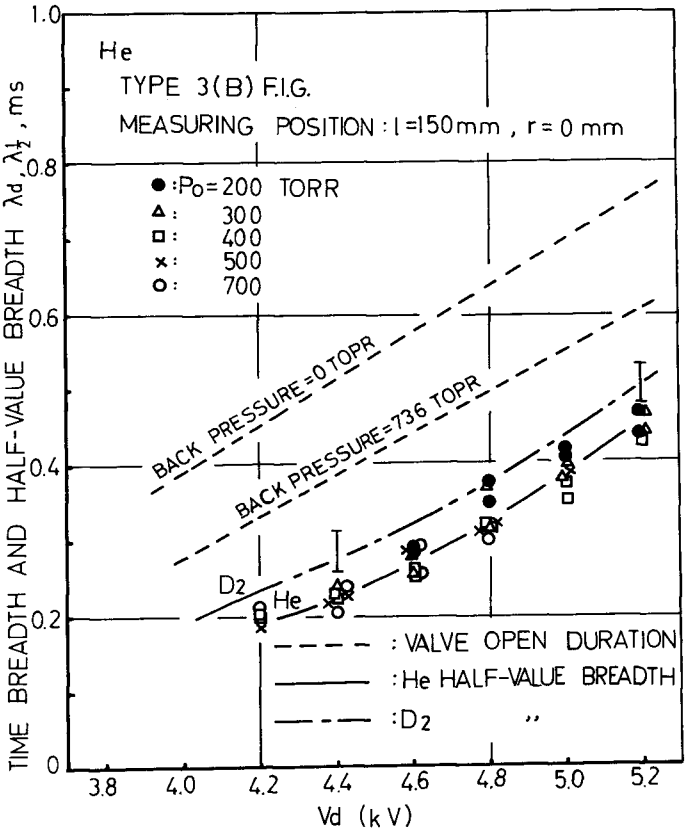


図5－27　(3) B型 F. I. G. によって測定された H_e および D_2 ガス・パフの半値巾

単原子分子と二原子分子の違いに帰着されよう。

さて，以上のように，各ゲージについて得られた動測定の結果をE. B. F. 法による結果と定量的に比較するため，各F. I. G. によるガス塊ピーク値とE. B. F. 法によるピーク値との比を，E. B. F. 法によるピーク値の関数として示したものが，図5−28である。(3) B型が最も良く，(1)型と(2)型がこれに続いているが，密度依存性が多少あることに疑問が残る。(3) A型および6AH6が密度の増大とともに，やや右下りの傾向を示すのは，密度が高くなるほど電極

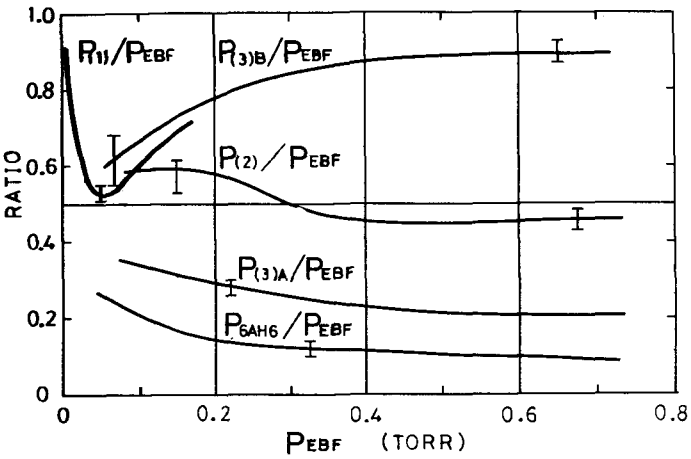


図5－28　改良型高速イオン・ゲージと電子ビーム螢光法との比較

支持ステムがバフ流れの波形を乱す度合が大きくなるためと考えられる。一方，(3) B型が0.4 Torr 附近まで右上りの傾向を示すのは，流れの平均自由行程に関係した現象と考えられる。すなわち，0 ℃，0.1 Torr での H_e ガスの平均自由行程は約1.3 mmであり，(3) B型ゲージの電極間距離や電極材料の直径と同じオーダーである。流れは，密度の減少とともに0.1 Torr から0.4 Torr あたりで，いわゆるすべり流から中間流へ移行し，ヘッドとの相互干渉の様子が変化してくると考えられ，これが右上り傾向の原因になっていると推測される。しかし，このことは実験的に確認することは難しいと思われる。

§5－4　結　　言

以上，試作した改良型高速イオン・ゲージの特性を電子ビーム螢光法を基準として調べた結果，次のことが明らかになった。

(1) 流れによってひき起こされる電子電流の変動の主な原因は，気体分子の衝突によるフィラメントの冷却および生成イオンによる空間電荷の緩和とグリッド遮蔽の2つである。

(2) 電子電流安定化のためには，フィラメントを強熱するとともに，グリッド

制御方式を採用して，グリッドを適当な負バイアス電位に保ってやればよい。

(3) ゲージ・ヘッドによる流れの攪乱を防ぐためには，相互コンダクタンスを多少犠牲にしても，細い電極材を用いてガス流れができるだけスムーズになるようなヘッドの構造にする必要がある。

(4) 改良型ゲージの特性を要約すると次のようになる。すなわち，(1)型ゲージは，電極間放電のため，0.1 Torr 以上のガス圧は測定できない。(2)型ゲージは，ヘッドが小型かつ簡単な構造であり，出力波形も E. B. F. 法による波形と似ているが，作動条件に問題があり，また個々のゲージによるばらつきも大きいため，信頼性に欠ける。(3) A 型ゲージは，ステムによって流れが乱されるという重大な欠点がある。(3) B 型ゲージは，他のゲージのような欠点が無く，試作したゲージの中では最も信頼性が高いといえる。

第 5 章の参考文献

1) J.Marshall :"Plasma Acceleration"(S.W.Kash ed. Stanford Univ.Press, Stanford, California, 1960)60

第6章　高速イオン・ゲージによる真空中へのガスの膨張現象の研究

§6－1　緒　　言

本章では，試作した高速イオン・ゲージを用いて，高速弁より真空中および稀薄気体中に打ち込まれたガス塊の挙動を観測し，電子ビーム螢光法による観測と合わせて，その結果を考察する。

作動気体は大部分ヘリウム・ガスを用い，テスト・チャンバーは第3章，図3－4(a)および(b)に示した2種類のものを用いた。

ガス・パフが真空中へ拡がってゆく過程は，気体の真空中への非定常膨張問題に属する。この分野の研究としては，膨張初期の Maxwell の速度分布に基づく速度を各粒子が膨張の間，保持するという無衝突理論[(1)〜(3)]（附録1参照），連続理論[(4)(5)]，Boltzmann 方程式を衝突項に関数形を仮定して解くもの[(6)(7)]，あるいは高層大気中でのロケット・ノズルからの燃焼ガスの噴出問題に関連した超音速ジェットの研究[(8)〜(10)]などがある。しかし，本研究のような，ガス塊を形成しながら真空中を飛行する問題を，これらの理論で完全に取り扱うことは難しい。また，本研究で使用したテスト・チャンバー形状の関係で壁面の影響がどうしても入ってくるため，事態が複雑になり，解析的な扱いが出来るのはガス塊の先端など一部に限られた。従って，実験結果の考察も大部分は定性的な議論に留まらざるを得なかった。しかし，真空中でのガス・パルスの挙動を扱った実験が従来ほとんど無いことを考えると，問題の定性的把握だけでも意味はあると思われる。

E. B. F. 法を用いた稀薄気体中の衝撃波の研究はすでに行なわれているが[(11)]，F. I. G. を使用した例は聞かない。F. I. G. は第5章で述べたように，フィラメントを強熱するため，稀薄気体中で定常的に用いる場合には，フィラメントの寿命が短かくなって真空中での使用にくらべて不利になる。しかし，取り扱いの簡便さと機動性は大きな魅力である。稀薄気体中のガス塊挙動の観測を F. I. G. で行なう目的の一つは，低密度風洞中の弱い衝撃波の研究などに F. I. G. が，はたして使用できるか否かを試みることにある。

§6－2　真空中へのガスの拡がり

ガス・パフの密度波形が飛行距離とともに変ってゆく様子を図6－1に示す。これはテスト・チャンバー(II)の中心軸上での(3) B型F. I. G. の出力波形である。

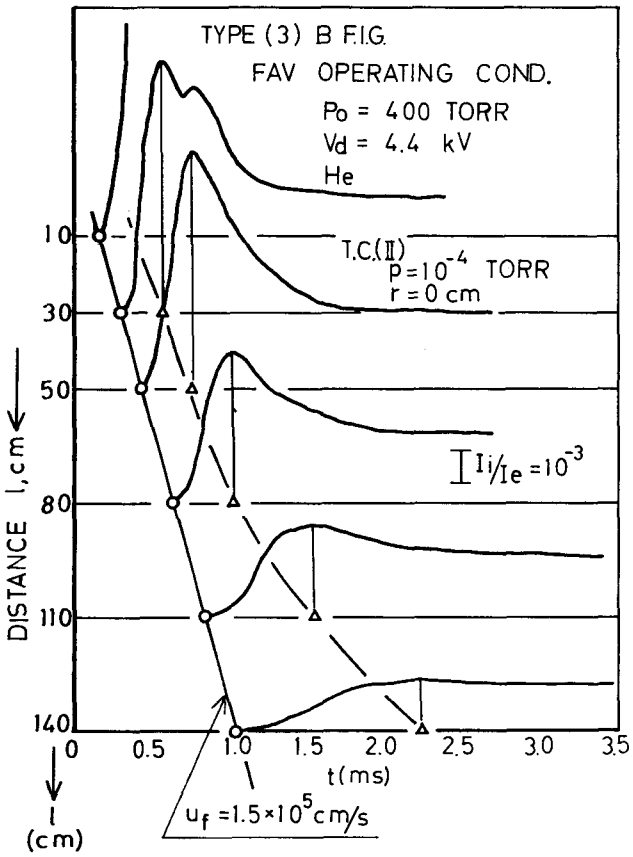


図6－1　ガス・パフ密度波形が飛行距離とともに変化していく様子

ガス塊先端は，ほぼ一定速度で飛行しているが，密度立上り時間が距離とともに徐々に長くなるとともに，ピーク密度も低くなり，ガス塊が拡がりながら飛行している様子がわかる。図6－2は総流入量Qが低い時のガス塊密度波形である。用いたF. I. G. は(1)型，テスト・チャンバーは(I)型である。図6－1と同様の波形が得られている。

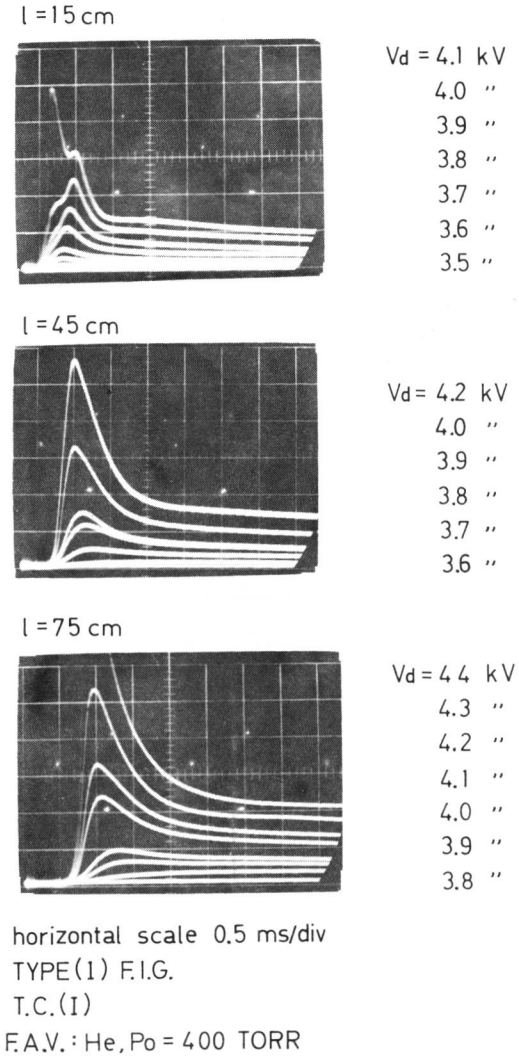


図６－２　流入量が低いときのガス・パフ密度波形の飛行距離に対する変化

図６－１に示した波形のピーク密度に注目して，飛行距離の関数として表わしたものが図６－３である。高速弁出口より８０cmまでは半径方向へのガス塊の急膨張，壁面での反射，あるいはガス塊噴出角の偏りなどの影響で，複雑な様相を示すが，８０cm以遠では，距離とともにゆるやかに減衰している。この領域を両対数でプロットし直すと $P \propto l^{-1.55}$ なる関係が得られる。Spherical

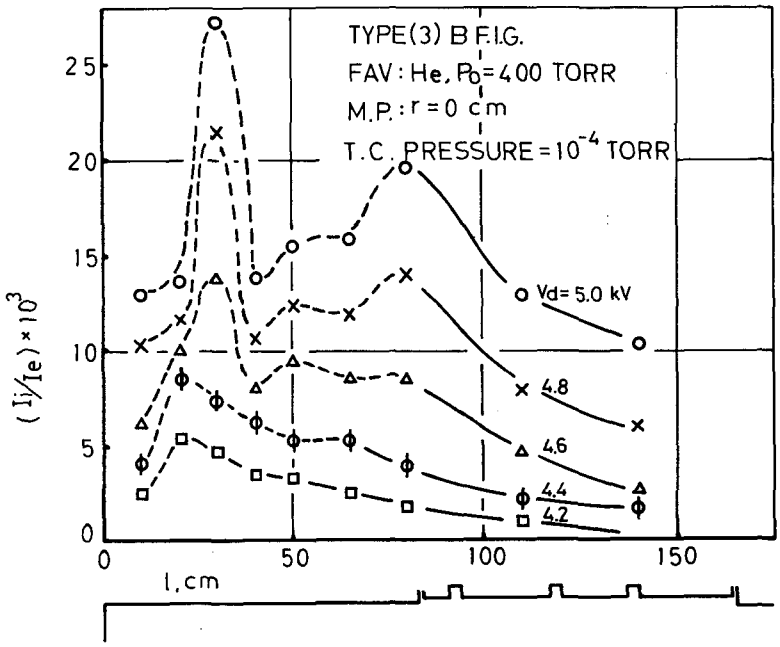


図６－３　ガス・パフ・ピーク密度の飛行距離に対する変化

Source Flow では $P \propto l^{-3}$ となるはずであるが，著者の実験条件では，半径方向の拡がりは管壁に防げられ，一次元的な拡がりに近い様相を示すものと推測される。図６－４(a)および(b)は，テスト・チャンバー(I)の中心軸上（r=0 cm）r＝1.5 cm および r＝3.6 cm の点で得られた(1)型 F. I. G. の出力波形のピーク密度である。l＝30 cm 以遠で，半径方向の分布はかなり平坦であることがわかる。さらに，総流入量の多い（V_d の大きい）場合は半径方向分布は一層平坦になると思われる。図６－５は図６－４の r＝0 cm の場合を，V_d をパラメーターとして示したもので，図６－３と同じく $P \propto l^{-1.5}$ が得られる。

図６－６は各時刻におけるガス塊密度の空間的分布を図６－１の書直しによって示したものである。図中の時刻は高速弁駆動電流の立上り時から測ったものである。時間の経過とともに，ガス塊がテスト・チャンバー内を満していく様子がわかるが，2.5 msでは放電管内はほぼ一様な分布に達していることがわかる。図６－７は総流入量Qが図６－６の約４倍多いときの空間分布で，図６

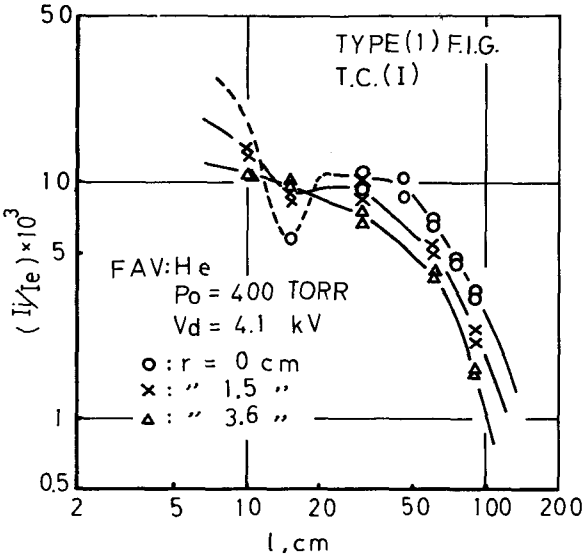


図6−4(a)　ガス・パフ・ピーク密度の半径方向分布（流入量が少ない場合）

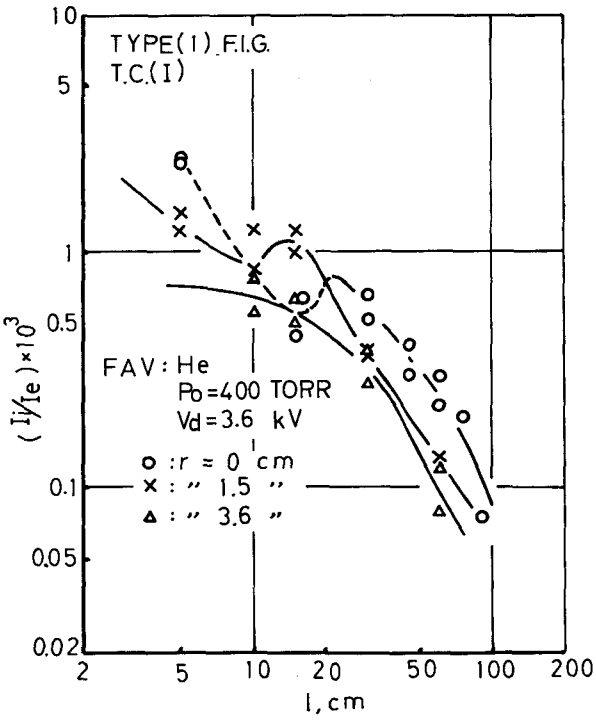


図6−4(b)　ガス・パフ・ピーク密度の半径方向分布（流入量が最少の場合）

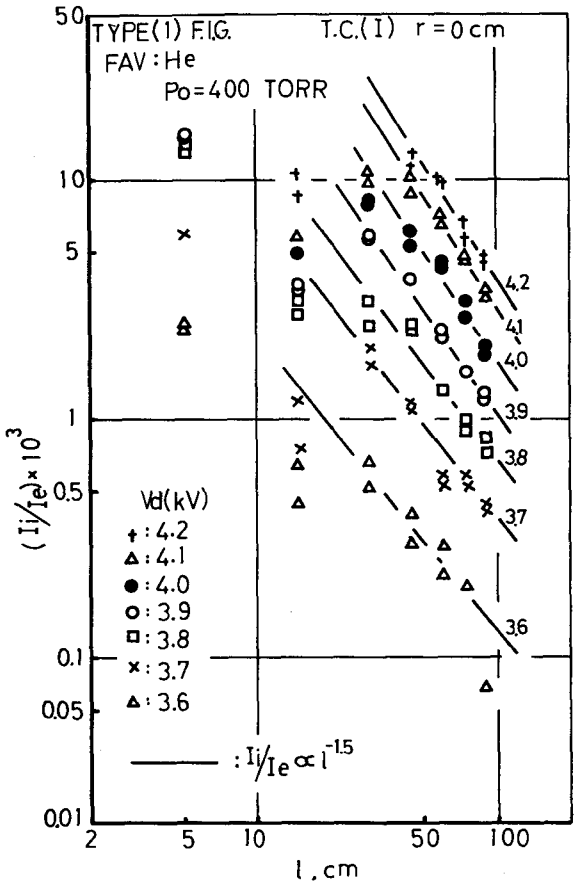


図6－5　ガス・パフ・ピーク密度の飛行距離に対する変化（両対数表示）

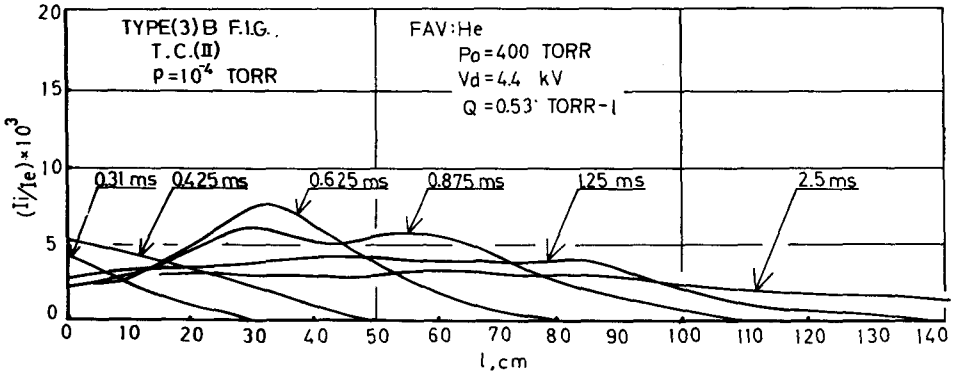


図6－6　ガス・パフ密度の空間的分布が時間とともに変る様子
（流入量が中程度の場合）

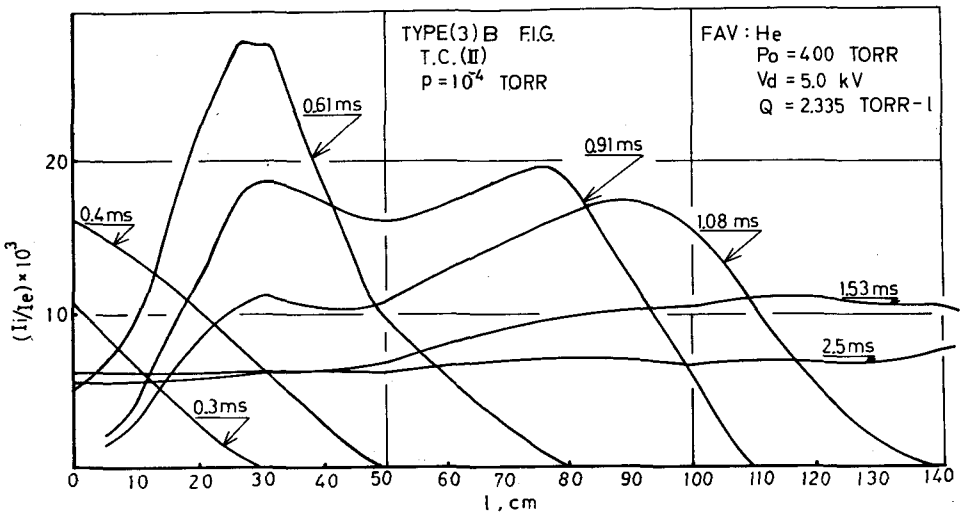


図６－７　ガス・パフ密度の空間的分布が時間とともに変る様子（流入量が最大の場合）

－６と比べて，ガス塊の立上り距離は，かなり短かくなっているが，テスト・チャンバーを一様に満たすに要する時刻は約 2.5 ms と変らない。

次に，ガス塊の飛行径路に注目しよう。図６－８(a)および(b)は，テスト・チャンバー(II)の中心軸上で，(3) B 型 F. I. G. によって得られたガス塊先端およびピーク位置の飛行径路図である。図６－９(a)および(b)は，テスト・チャンバー(I)についての(2)型 F. I. G. による同様の測定結果である。これらの図より，先端飛行速度 u_f，ピーク位置飛行速度 u_p，ガス塊拡がり速度 $u_b(=u_f-u_p)$ を求め，図6−10 に高速弁充電電圧 V_d の関数として示す。ピーク位置飛行速度 u_p は，距離とともにかなり減衰するが，$l=80$ cm までの速度平均値を採用した。図6−10 より，u_f は V_d によらず一定値（$1.6\sim1.7\times10^3$ m/s）であ

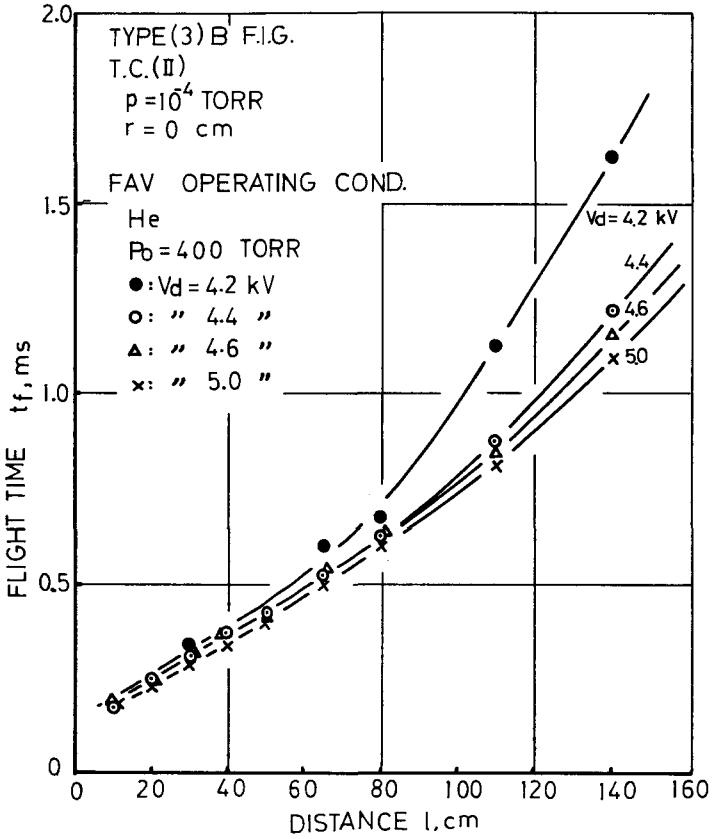


図6－8(a)　ガス・パフ先端の飛行径路
（テスト・チャンバー(II)）

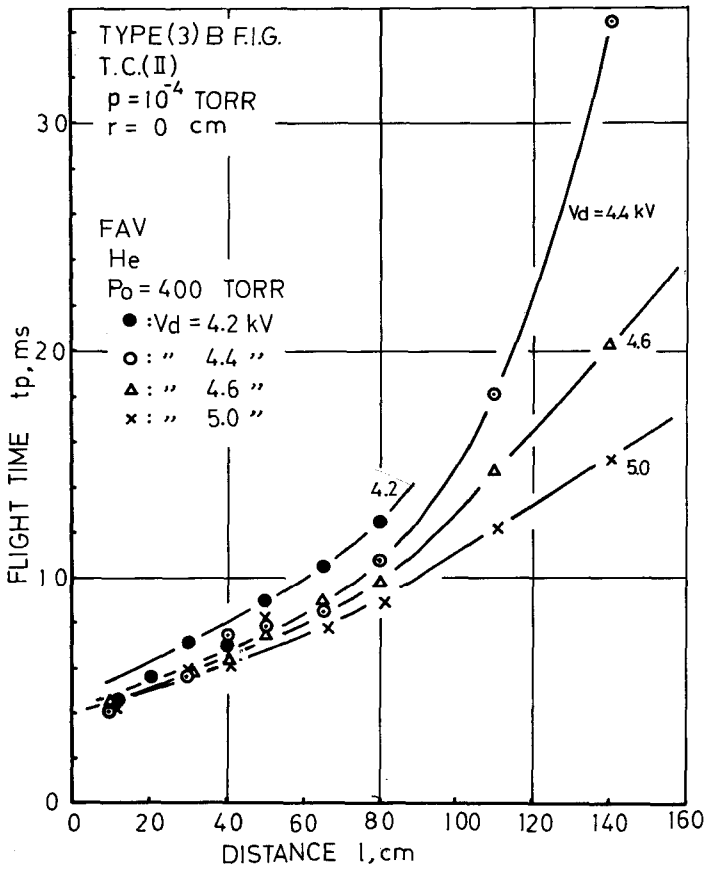


図 6 − 8 (b)　ガス・パフ・ピーク密度点の飛行径路
（テスト・チャンバー(II)）

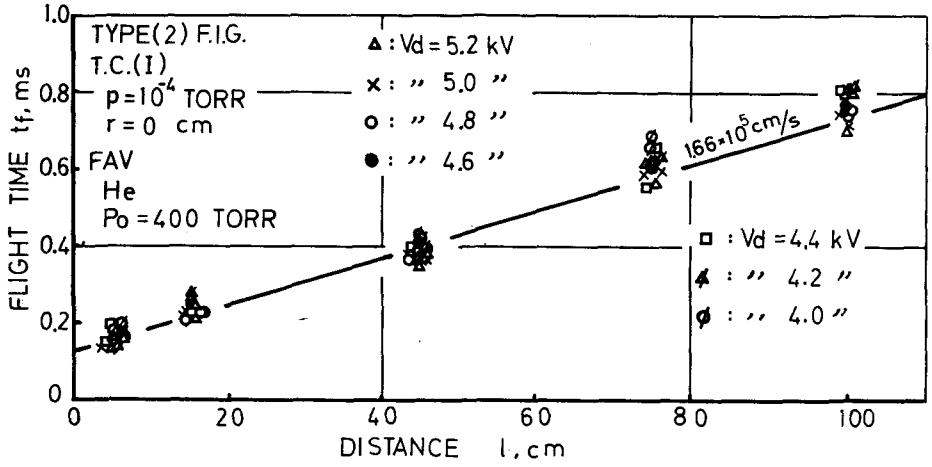


図6－9(a)　ガス・パフ先端の飛行径路（テスト・チャンバー(I)）

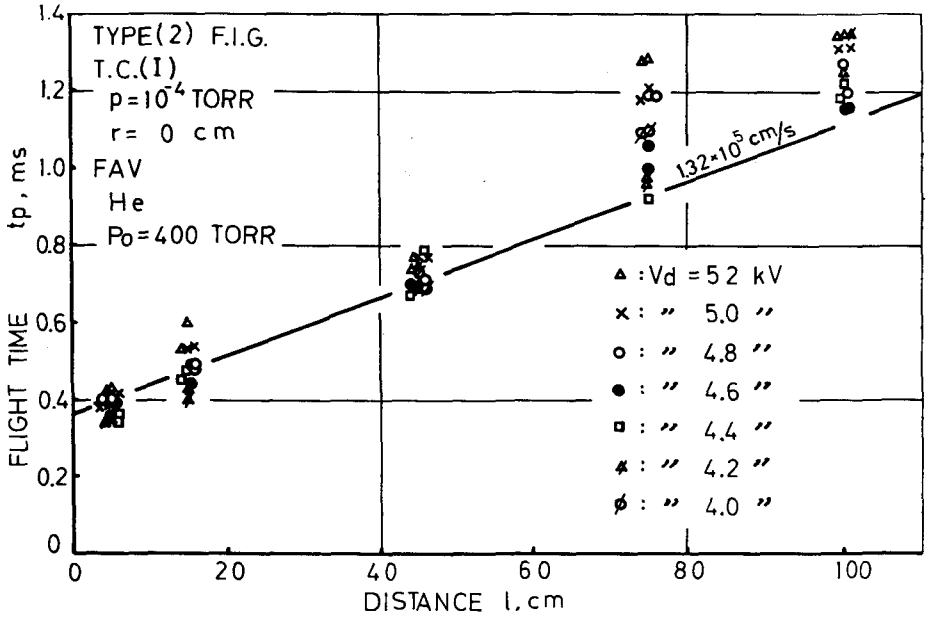


図6－9(b)　ガス・パフ・ピーク密度点の飛行径路
（テスト・チャンバー(I)）

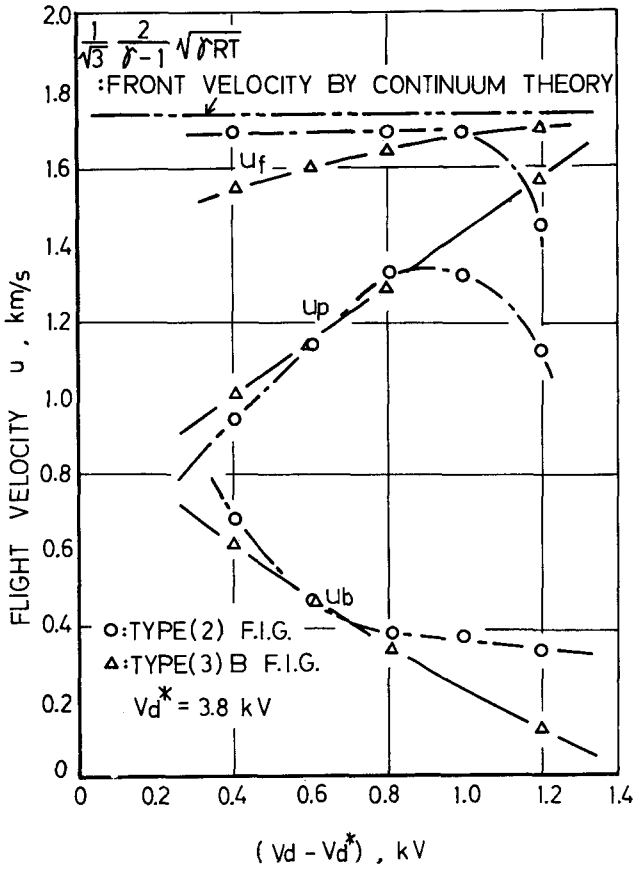


図6－10　ガス・パフ飛行速度と拡がり速度の測定値

るが，u_p は V_d の減少とともに大巾に減少し，u_b は V_d の減少とともに増大することがわかる。なお，図中の2点鎖線は式（6・9）' より求めたガス雲先端速度 $d\bar{R}/d\bar{t}$ である。

ここで，先端飛行速度 u_f について，連続理論[4]に基づいて考察してみよう。球状のガス源から，ガスが球対称に膨張すると考える。この時，極座標（r，θ，φ）において，全ての量はθとφに無関係になり，時間tと半径rのみの関数となる。等エントロピ変化を仮定すると質量および運動量保存の式は，

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial}{\partial \bar{r}}(\bar{\rho}\bar{v}) + 2\frac{\bar{\rho}\bar{v}}{\bar{r}} = 0 \qquad (6\cdot 1)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{t}} + \bar{v}\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{r}} = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} = -c\gamma\bar{\rho}^{\ \gamma-2}\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{r}} \qquad (6\cdot 2)$$

となる。ただし，$\bar{\rho}$，$\bar{v}$，$\bar{p}$は各々ガスの密度，速度，圧力を表わす。またγは比熱比，cは定数である。

次のような無次元量

$$\rho = \bar{\rho}/\bar{\rho}_0\ ,\quad v = \bar{v}/\bar{v}_0\ ,\quad r = \bar{r}/\bar{R}_0\ ,\quad t = \bar{t}\,\bar{a}_0/\bar{R}_0 \qquad (6\cdot 3)$$

を導入する。ただし，添字^{0}は初期値を表わし，$\bar{R}_0$ および $\bar{a}_0$ は各々ガス雲の初期半径および初期音速（$=\sqrt{\gamma\,\bar{p}_0/\bar{\rho}_0}$）を表わす。この時，式（6・1）および（6・2）は次のように書ける。すなわち，

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho v) + 2\frac{\rho v}{r} = 0 \qquad (6\cdot 4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial r} = -\rho^{\gamma-2}\frac{\partial \rho}{\partial r} \qquad (6\cdot 5)$$

式（6・4）と（6・5）の相似解を求めるために，相似変数

$$\eta = r/R(t) \qquad (6\cdot 6)$$

を導入する。ただし，R(t)は時刻tにおけるガス雲の先端位置である。相似解は，ρ，vに対して$\rho = h(t)\,f(\eta)$，$v = g(t)\,\phi(\eta)$ なる関数形を仮定して，これらを式（6・4）と（6・5）に代入し，得られた方程式が時間tを含まないようなg(t)とh(t)を見出すことにより得られる。この場合には，

$$\rho = R^{-3}(1-\eta^2)^{1/(\gamma-1)} \qquad (6\cdot 7)$$

$$v = (dR/dt)\,\eta \qquad (6\cdot 8)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{1}{\sqrt{3}}\frac{2}{\gamma-1}\left[1-R^{-3(\gamma-1)}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (6\cdot 9)$$

を得る。

ここで，式（6・9）の dR/dt はガス塊先端速度 u_f に対応するものである。式（6・3）を用いて書き直すと，次式を得る。すなわち，

$$\frac{d\bar{R}}{d\bar{t}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{2}{\gamma-1} \left[1-\left(\frac{\bar{R}}{\bar{R}_0}\right)^{-3(\gamma-1)}\right]^{\frac{1}{2}} a_0 \qquad (6\cdot 9)'$$

著者の実験においては，$\bar{R}_0$ は高速弁ガス流路の出口側半径（2.0 cm）と同じ大きさとなると考えられる。一方，測定点は $\bar{R}=10$ cm 以遠であるから，$1 \gg (\bar{R}/\bar{R}_0)^{-3(\gamma-1)}$ となり，先端速度は一定値 $\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{2}{\gamma-1} a_0$ をもつことになる。

ヘリウム，窒素および水素の3種の気体について，著者が F. I. G. を用いて得た測定結果と $d\bar{R}/d\bar{t}$ とを比較したものが表6－1である。3種の気体とも

表6－1　ガス・パフ先端飛行速度の実測値と理論値の比較

Table 6-1　Comparison of puff front velocities calculated by the continuum theory with that measured by F.I.G.

Item / Gas species	γ	a_0 (at 273K) m/s	V_f ($d\bar{R}/d\bar{t}$) Measured m/s	Calculated m/s
H_e	5/3	1.007×10^3	1.70×10^3	1.744×10^3
N_2	7/5	0.362×10^3	0.93×10^3	1.044×10^3
H_2	7/5	1.362×10^3	3.43×10^3	3.933×10^3

両者は良く一致しており，先端飛行速度は連続理論によって表わせることがわかる。逆に u_f はガス塊中での最大速度であるから，本研究のテスト・チャンバーにおいても管壁の影響は追い付けないので，無限空間を飛行する場合と同じ結果が得られると考えられる。

ピーク飛行速度 u_p については，$l=80$ cm 以遠の急激な減衰は，管壁での反射波の重ね合わせによって，見かけ上のピークが形成されるのが主原因と思われる。なぜなら，ガス塊の拡がりの原因を密度勾配に基づく拡散現象にもとめると，その拡散速度は $\sqrt{D/t}$ である。拡散係数Dが $T^{\frac{3}{2}}/p$ に比例することを使って，$P=0.5$ Torr，$t=300\ \mu s$ のときの $\sqrt{D/t}$ の数値をあたると約

50m/s となり，u_b の実測値（図6－10）にくらべて，かなり低いからである。u_p が V_d の増大（Pの増大）とともに増すのは，主に高速弁の出口ノズルを通過する際の非線形効果によると推測される。すなわち，ガス塊がノズルを通過する際，ノズル内の流れ方向に大きな密度勾配が出来るが，密度の高いほど圧縮波形のつっ立ち効果は大きいので，ガス塊立上り時間は短かくなる。すなわち，u_p は大きくなると考えられる。

§6－3　稀薄気体中におけるガス塊の挙動

稀薄気体中をガス塊が飛行する場合，気体分子の衝突に基づく非線形効果のため，ガス塊の挙動は真空中に打ち込まれた場合とかなり異なってくるであろう。これは低密度風洞中の弱い衝撃波の実験にも関連した問題である。ここでは，0.1 Torr までのヘリウム・ガスまたは空気をテスト・チャンバー内に詰め，高速弁からヘリウム・ガス塊を打ち込み，E. B. F. 法および改良型 F. I. G. でその挙動を観測する。データの不足のため，実験結果の考察は定性的な議論にとどめている。

図6−11 は，稀薄空気中に打ち込まれたヘリウム・ガス塊の密度波形を

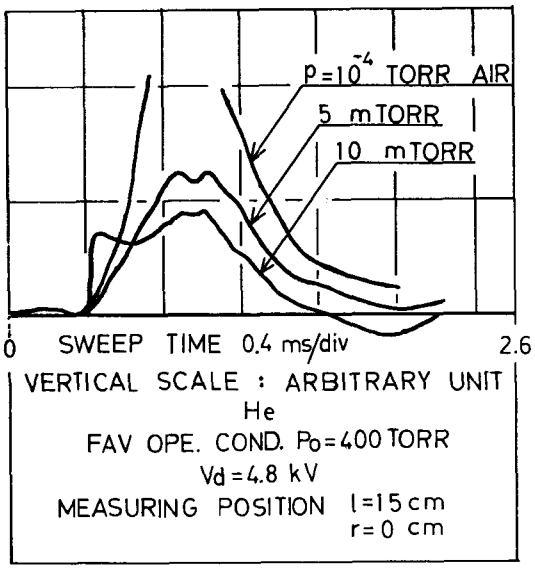


図6－11　稀薄空気中に打ち込まれた H_e ガス・パフの密度波形（E. B. F. 法）

E. B. F. 法で観測した一例である。充てんした空気の密度を10mTorrまで増すと，波形の前面に鋭い立上り部が生じており，ガス塊前面に衝撃波が発生していることがうかがえる。密度波形の絶対値は充てん空気との衝突によって，15㎝飛行する間に減衰し，空気中の場合の約$\frac{1}{4}$になっている。

図6−12は，同じく E. B. F. 法によって得られた0.03Torrおよび0.1Torrのヘリウム・ガス中のヘリウム・ガス塊密度波形である。やはり，ガス塊前面

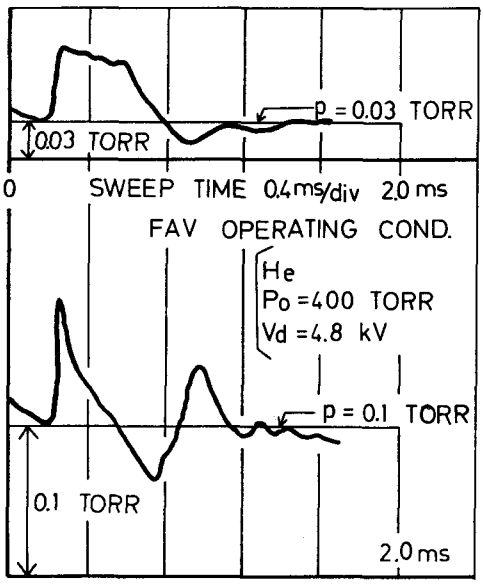


図6−12　稀薄なHeガス中に打ち込まれたHeガス・パフの密度波形（E. B. F.法）

に鋭い立上り部が生じている。図6−11および図6−12をみると，いずれもガス塊の後部に周辺ガスよりも低密度の領域が存在している。これは，高速（〜1.5×10^3 m/s）で飛行するガス塊の後に生ずる一種の後流領域（wake region）と考えられる。

次に，ガス塊の挙動を(3)B型 F. I. G. で観測してみた。図6−13および図6−14は，それぞれ0.025Torrおよび0.1Torr のヘリウム・ガス中の密度波形が飛行距離とともに変ってゆく様子を示したものである。E. B. F. 法による測定からわかるように，ガス塊前面に衝撃波が発生しているらしいので，

F. I. G. のヘッドとの干渉によって，波形はかなり乱されることが予想される。図6−13 と図6−14 をみると，前面の衝撃波は予想通りならされて現われてこないけれども，後部の後流領域は捕えられている。従って，F. I. G. を用いた測定によって，ガス塊の全体的な把握は可能と思われる。

図6−13 と図6−14 より，テスト・チャンバー圧力0.025 Torr および0.1 Torr 中でガス塊は同じような挙動をすることがわかるので，0.1 Torr の場合を少し詳しく考察してみよう。図6−15 および図6−16 は，それぞれガス塊先端およびピーク位置の飛行径路曲線である。同図より，$u_f = 1.2 \times 10^3$ m/s，$u_p = 1.1 \times 10^3$ m/s が得られるが，この値は，コンデンサー充電電圧 V_d の大小，すなわちピーク密度の大小に依存せず一定であり，また距離とともに変化しない。真空中へ打ち込んだ場合，u_p は V_d とともに増大し，距離とともに

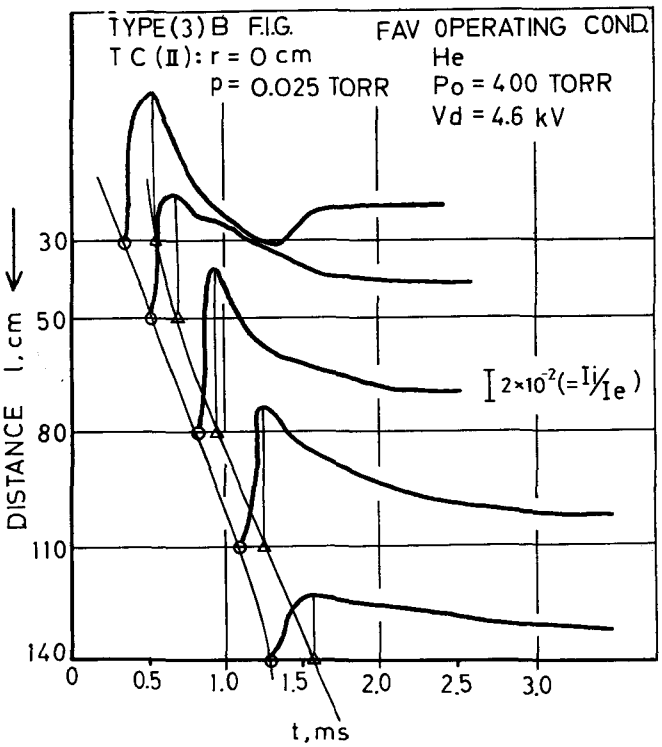


図6−13　0.025 Torr の H_e ガス中の H_e ガス・パフの挙動
（(3) B 型 F. I. G.）

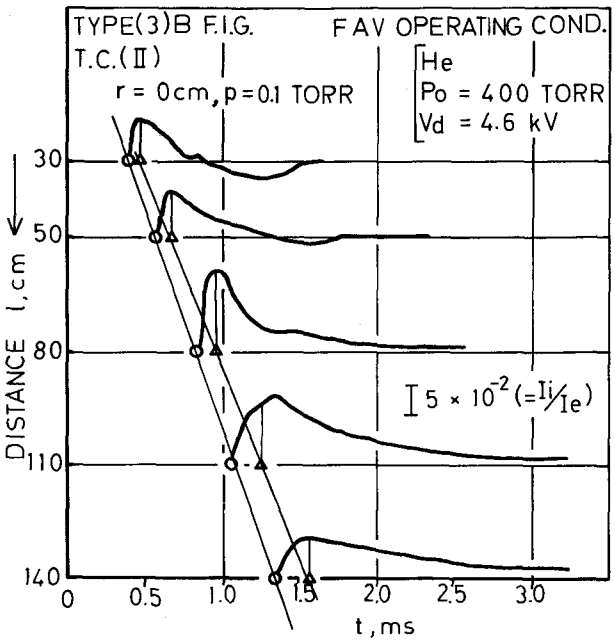


図6−14　0.1 Torr の H_e ガス中の H_e ガス・パフの挙動（(3) B 型 F. I. G.）

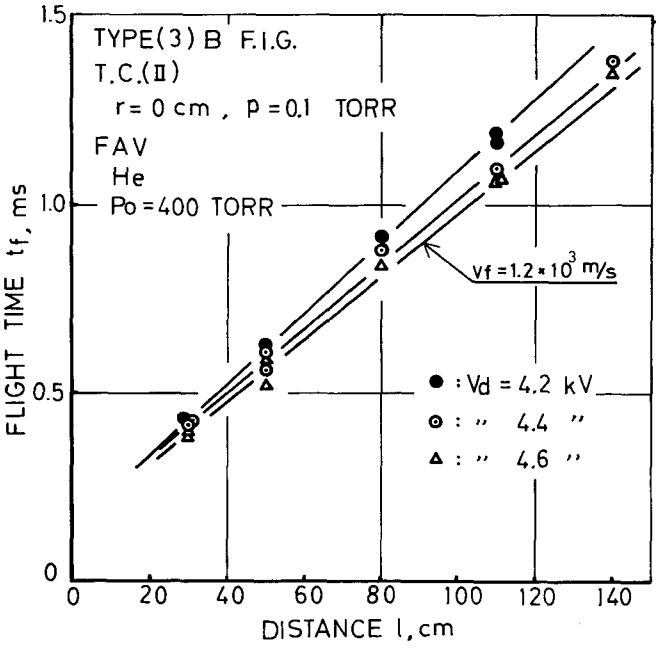


図6−15　稀薄 H_e ガス中のガス・パフ先端の飛行径路

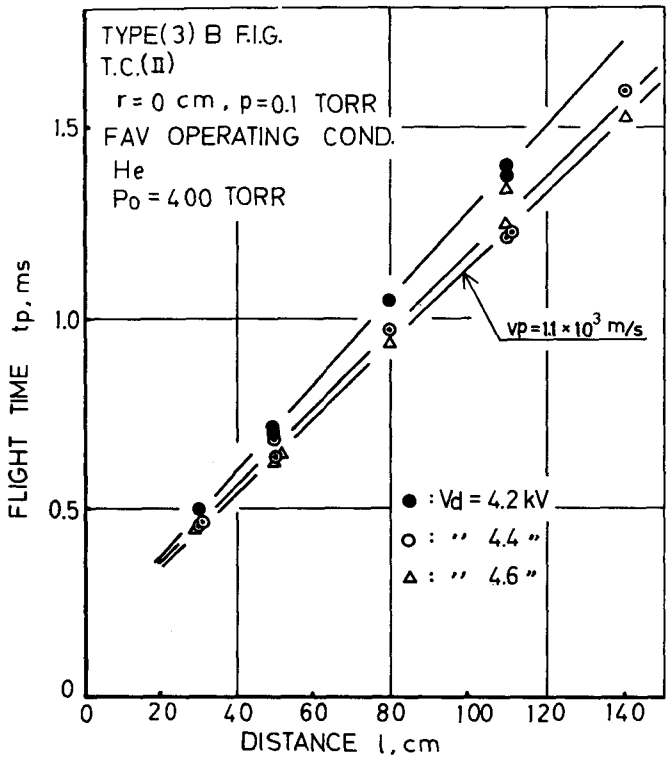


図6－16　稀薄H_eガス中のガス・パフ・ピーク密度点の飛行径路

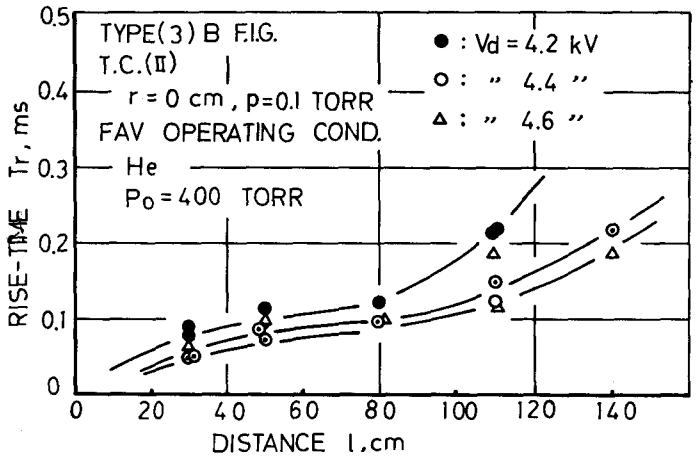


図6−17　稀薄H_eガス中のガス・パフ密度波形立上り時間の変化

減衰したのと対照的である。拡がり速度 u_b は 1.0×10^2 m/s と求められるが，真空中にくらべるとかなり低い。

図6−17 に，密度立上り時間を飛行距離の関数として示すが，距離とともにわずかの増加しか示さない。波形立上り時間は，密度勾配に基づく拡散現象と波形のつっ立ち現象との競合の結果と考えられるが，真空中に比して，波形つっ立ち効果がはるかに大きいため，密度の急な立上りが140cm の飛行の間維持されるものと思われる。ガス塊後部は拡散現象で次第にぼやけ，l＝30cm で現われていた後流領域も距離とともに消滅していくことが図6−14 よりわかる。

ピーク密度の距離に対する減少の度合も，真空中にくらべると小さいことが観測された。

最後に，ガス塊の後方に生じている低密度領域（図6−11 ～図6−14 参照）の発生原因について考察しておこう。

このような後流領域が見出されるのは，高速弁出口からほぼ40cm以内である。この領域では，飛行距離が短いために，周辺ガスによる減速効果は未だ累積されず，飛行速度は図6−15 および図6−16 から得られる値よりも，むしろ真空中の飛行速度，即ち $d\bar{R}/d\bar{t}$ に近いと考えられる。

周辺ガスの2乗平均速度 $\sqrt{\overline{v_{th}^2}}$ と $d\bar{R}/d\bar{t}$ の大きさを比較すると，

$$\frac{d\bar{R}/d\bar{t}}{\sqrt{\overline{v_{th}^2}}}=\frac{2\sqrt{\gamma RT}/\sqrt{3}\,(\gamma-1)}{\sqrt{3RT}}=\frac{2}{3}\cdot\frac{\sqrt{\gamma}}{\gamma-1}$$

この値は，$\gamma=\frac{5}{3}$ のとき1.29，$\gamma=\frac{8}{6}$ のとき2.31となる。ヘリウム・ガスでは，ガス塊飛行速度は，周辺ガスの2乗平均速度より，約1.3倍も大きいことになる。従って，後流領域の発生について考え得るモデルは，次のようなものである。すなわち，弁出口からチャンバー内への膨張によって，温度の低くなったガス塊は，管軸方向の飛行速度に比べて，半径方向の熱運動の速度は非常に小さい。このようなガス塊が $\sqrt{\overline{v_{th}^2}}$ の1.3倍程度の高速で稀薄気体中を通過すると，通った後は周辺ガスが排除されて，まわりより密度の低い領域が生ずる。周辺ガスはこの密度差を埋めるべく運動するが，その平均速度は $\sqrt{\overline{v_{th}^2}}$ のオーダーであるから，この領域を埋めならしてしまうまでにはある時間を必

要とする。こうして，図6−14 の $l=30$ cm のような密度波形が観測されることになる。

飛行距離が長くなると，周辺ガスによってガス塊は減速されて，図6−15 および図6−16 にみられるように$\sqrt{\overline{v_{th}^2}}$に近くなるため，上述の現象は顕著に現われなくなる。以上のモデルは，著者の現在までに得たデータからの推測である。これを確認するためには，もっと精密な測定が必要である。

§6−4 結　　言

以上，改良型高速イオン・ゲージと電子ビーム螢光法を用いて，真空中および稀薄気体中に打ち込まれたガス・パフの挙動を観測した結果，次のことが明らかになった。まず，真空中に打ち込まれた場合は，

1）ガス塊は拡散しつつ，全体としてほぼ熱速度で飛行している。

2）高速弁出口より30 cm以遠では，半径方向にほぼ一様の密度分布を持つ。

3）ガス塊先端速度は距離に対し不変であって，その値は連続理論から計算したガス雲先端の膨張速度にほぼ一致する。

次に稀薄気体中に打ち込まれた場合は，

4）真空中と異なって，ガス塊密度波形は距離とともにほとんど崩れない。これは非線形効果に起因すると考えられる。

5）ガス塊前面に衝撃波と思われる密度の急峻な立上りが発生している。

6）高速弁出口より40 cm以内では，ガス塊後部に周辺ガスより密度の低い，いわゆる後流領域が存在している。この原因はガス塊飛行速度が周辺ガスの2乗平均速度より速いために，排除された空間を，周辺ガスが埋めならすのに時間がかかるためと推測される。

第 6 章の参考文献

1) P. Molmud: Phys. Fluids 3 (1960) 362

2) R. Narasimha: J. Fluid Mech. 12 (1962) 294

3) G. Bienkowski: Phys. Fluids 7 (1964) 382

4) H. Mirels and J.F. Mullen: AIAA Journal 1 (1963) 596

5) H.P. Greenspan and D.S. Butler: J. Fluid Mech. 13 (1962) 101

6) N.C. Freeman and R.E. Grundy: J. Fluid Mech. 31 Pt. 4 (1968) 723

7) R.E. Grundy: J. Fluid Mech. 39 Pt. 3 (1969) 529

8) P.L. Owen and C.K. Thornhill: A.R.C. Tech. Rep. R&M-2616 (1952)

9) T.C. Adamson, Jr.: "Supersonic Flow, Chemical Processes and Radiative Transfer"(Pergamon Press, Oxford, 1964) 177

10) H. Ashkenas and F.S. Sherman: "Rarefied Gas Dynamics" (ed. de Leeuw, Acad. Press, New York, 1966) 84

11) F. Robben and L. Talbot: Phys. Fluids 9 (1966) 633

第7章　結　　論

稀薄非定常流れの研究は，近年，真空工学，プラズマ物理学，宇宙空間物理学，ロケット工学などの諸分野において，その必要性が高まるにつれて，多くの研究者の関心を引く課題となり，現在では流体力学の重要な一分野を形成している。本論文で主に取り扱った真空中および稀薄気体中へのガスの膨張の問題も稀薄非定常流れに属し，自由噴流や衝撃波の実験あるいは高速電磁弁からのパフ流れに関連した応用上の重要性を持っているが，そのほか理論的にも，多衝突領域から無衝突領域への急速な移行による温度などの凍結現象や非線形効果による波形のつっ立ち現象など，興味ある問題を提供しており，今までにかなりの研究がなされている。しかしながら，実験例は意外に少なく，公表された実験結果も必ずしも正確と言い難いものがある。

これは，この分野の測定手段が確立していないことが一因になっていると思われた。

そこで，著者は，稀薄非定常流れの局所密度測定法の開発を試み，まず従来より用いられているMT管6AH6 を転用した高速イオン・ゲージ（Marshallゲージ）の較正を，基準測定法として電子ビーム螢光法を用いて行ない，その信頼性が乏しいことを初めて明らかにした。さらに，その原因を究明することによって定量測定用として信頼し得る高速イオン・ゲージを試作することができた。続いて，試作した高速イオン・ゲージを用いて高速弁より真空中および稀薄気体中に打ち込まれたパフ流れの測定を行ない，その挙動を考察した。

以下に，本研究において明らかになった事項を列記する。

基準測定法として採用した電子ビーム螢光法については，

(1) ビーム・エネルギーおよびビーム電流の減衰，励起発光の機構，励起準位の寿命，ハロについて，H_e，N_2，A，H_2 の4種類の気体を用いて主に実験的に検討した結果，H_e ガスと N_2 ガスについては，全螢光スペクトルを受光することによって，局所密度の時間変化を正確に定量測定できることが明らかになった。ただし N_2 ガスの場合は，ビーム通過距離約40 cmに対してビーム・エネルギー23 keV 以上が必要であった。また，H_e ガスの螢光強度対ガス圧曲線が1 Torr 以上で飽和する原因は不明のまま残されている。

Aガスでは，散乱によるビーム電流の減衰が，とくに著しいために，またH_2ガスでは，螢光強度が弱く，ガス圧に対する直線性が無いために，本実験範囲では，いずれも電子ビーム螢光法を使用できないことがわかった。

(2) H_e ガス・パフを用いた動測定の結果，高速電磁弁から噴出後のパフ流れは，空間的にガス塊を形成して飛行していることがわかった。さらに高速電磁弁の作動条件と噴出したパフ流れのパラメーターとを関連付けることができた。これらのことは，従来のMarshallゲージによる測定では明らかになっていなかった。

電子ビーム螢光法によって，Marshallゲージを較正した結果，

(3) 得られたパフ流れの密度波形は，電子ビーム螢光法による波形と相似性が全く無いうえ，波形絶対値も1／3～1／10程度しかなく，動測定用としては信頼性に乏しいことが初めて明らかになった。

この原因をシミュレーション実験によって，調べたところ，

(4) ゲージ・ヘッドが流れを乱す。

(5) 高速の非定常流れによって，電子電流の大巾な変動が生ずる。この変動の原因は，電離によって生成されたイオンによる空間電荷の緩和とグリッド遮蔽，およびガス塊によるフィラメントの冷却にある。

以上の2点が明らかになったので，次の3点に注意して，新ゲージを試作した。すなわち，

(6) ゲージ・ヘッドを流れをできるだけ乱さない構造にする。

(7) 電子電流の制御はグリッド制御とし，フィラメントを十分強熱して空間電荷制限電流の領域で用いる。

(8) 空間分解能の向上と高圧側で生ずる電極間グロー放電を防止するため，ヘッドを小型化し，アルミナおよびガラス・コーティングを併用する。

こうして試作した4種のゲージの較正を電子ビーム螢光法によって行なったところ，

(9) (3)B型ゲージ（図5-12および図5-13参照）は，1 Torrまでの非定常密度測定用として実用上信頼できる。ただし絶対値に1.2～1.3倍の補正が必要である。

(10) グリッド制御の無いゲージは，やや信頼性が乏しい。たとえば(2)型ゲージ

は，(3) B型ゲージに次いで良好な特性を持つが，作動条件が電極構造のみで決まるために，個々のゲージによるばらつきが大きいので，信頼性が落ちる。

(11) 試作した高速イオン・ゲージは，真空中のみならず約0.2 Torr までの稀薄気体中でのガス・パルスの挙動の測定にも応用できる。

これらの新ゲージを用いて真空中および稀薄気体中に打ち込まれたパフ流れの測定を行なった。その結果，次の事項が明らかになった。すなわち，

(12) 真空中では，ガス塊は拡散しつつ，全体として，ほぼ熱速度で飛行している。

(13) ガス塊先端の飛行速度は連続理論によって説明できることが，H_e，N_2 および H_2 ガスを用いた実験によって確かめられた。

(14) 稀薄気体中を飛行するガス塊は，距離とともに，ほとんど波形がくずれない。

(15) 稀薄気体中では，弁出口から近い距離範囲内で，ガス塊前面に衝撃波類似の急峻な密度立上りが生じていること，およびガス塊後部に周辺ガスより密度の低い，いわゆる後流領域が生じていることがわかった。

以上が本研究の過程で明らかになったことであるが，ガス・パフの挙動測定においては，実験装置の制約のため，管壁の影響を取り除くことができず，理論と実験の対応ができたのは，ごく僅かであり，大部分は定性的な考察にとどまっている。しかし，上記の実験結果からでも，従来ほとんどわかっていなかったガス塊挙動の大まかな姿は把握できるものと考える。

最後に，稀薄非定常流れの研究は，最近ますます関心が高まっているが，本研究で用いた高速電磁弁についても，プラズマ・ガンのみならず，低密度プラズマ風洞やロケットの姿勢制御への応用がある。さらに，最近は核融合研究の分野でトーラスなどの準定常プラズマ閉じ込め装置においても，プラズマに悪影響を及ぼす残留中性ガスを少なくする有効な手段として高速電磁弁を用いる例もある。

こうして，本研究で取り扱った高速イオン・ゲージのような簡便な測定法や電子ビーム螢光法のような正確な測定法の用途は今後も拡がるものと思われる。高速イオン・ゲージにつきまとう精度の悪さや，電子ビーム螢光法の欠点である機動性の乏しさ，取り扱いの厄介さを克服した簡便かつ正確な新測定法を開

発することが，今後の課題であると思われる。

謝　　辞

本研究は，大阪大学工学部超高温工学講座および超高温理工学研究施設において行なわれたものであり，伊藤博教授の御指導・御鞭撻を賜りました。ここに，深厚なる謝意を表します。

平野恵一助教授（現名古屋大学プラズマ研究所助教授）には直接の御指導と具体的で有益な数多くの御助言を頂きました。深く感謝いたします。また，石村勉教授をはじめとする超高温研究室の皆様から寄せられました御援助に対し感謝の意を表します。

さらに，本論文をまとめるにあたり，多大の御助力と暖かい御鞭撻を賜りました小笠原光信教授に対し，心からの謝意を表します。

山田朝治教授，中村彰一教授には，綿密な論文校閲を頂きました。深く感謝いたします。

附録 1　無衝突理論による真空中への ガスの膨張現象の解析

ガスの初期数密度を $\rho(\mathbf{r}', 0)$ とすると，体積 $d^3\mathbf{r}'$ 内には $\triangle N = \rho(\mathbf{r}', 0)\, d^3\mathbf{r}'$ 個の粒子が含まれる。ガス雲は熱平衡にあると仮定するとMaxwell の速度分布則が実現しており，$\triangle N$ のうち $v \sim v + \triangle v$ の間の速度を持つ粒子の割合は

$$\varphi = 4\pi v^2 \triangle v \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\beta v^2}$$

ここで，$\beta = m / 2k\, T_0$

膨張が始まってから t 秒後には，これらの粒子は

$$vt \leqq |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \leqq (v + \triangle v)\, t$$

の球環内にある。（図 1 ）

この球環の体積は　　$4\pi v^2 t^3 \triangle v$

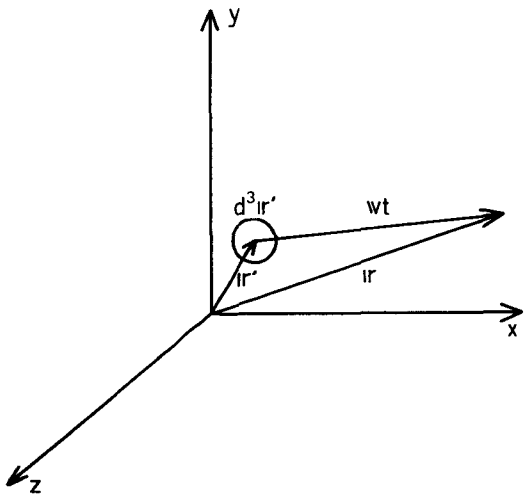


図　　1

従って，球環内の粒子数は　　$\rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t)\,4\pi v^2 t^3 \triangle v$

粒子数の保存則より

$$\rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t)\,4\pi v^2 t^3 \triangle v = \varphi \triangle N$$

$$= \rho(\mathbf{r}', 0)\,4\pi v^2 \triangle v \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\beta v^2} d^3\mathbf{r}'$$

衝突がないから　　$v = (\mathbf{r}-\mathbf{r}')/t$

$$\rho(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t^3}\, \rho(\mathbf{r}', 0)\, e^{-\frac{\beta}{t^2}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2}$$

こうして，時刻 t，点　における密度は

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\mathbf{r}', 0)\, e^{-\frac{\beta}{t^2}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2} d^3\mathbf{r}' \qquad (A1-1)$$

さて，点 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ にある point source から時刻 $t = 0$ において，N_0 個の粒子が解放される場合を考えよう。

point source 故　$\rho(\mathbf{r}', 0) = N_0 \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)$ を（A1－1）に代入して

$$\rho(\mathbf{r}, t)/N_0 = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t^3}\, e^{-\frac{\beta}{t^2}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^2} \qquad (A1-2)$$

任意の点 $\mathbf{r}$ での密度の時間的変化を観察すると，ある時刻で最大値を持つことが予想される。そこで点 $\mathbf{r}$ での密度が最大になる時刻 $t_{\rho max}$ は $d\rho/dt = 0$ を解いて

$$t_{\rho max} = \sqrt{2\beta/3}\; r \qquad (A1-3)$$

ここで，$r = \sqrt{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^2}$

従って，各点での最大密度の移動速度は

$$\frac{dr}{dt_{\rho max}} = \sqrt{\frac{3}{2\beta}} = \sqrt{3kT_0/m} \qquad (A1-4)$$

すなわち，初期ガス雲の平均2乗速度（熱速度）で移動することがわかる。

次に，各点での最大密度がsourceからの距離とともに変っていく様子を調べるために，(3)を(2)に代入すると

$$\rho(\mathbf{r}, t_{\rho max}) = N_0 \left(\frac{3}{2\pi e}\right)^{\frac{3}{2}} r^{-3} = 0.0694\, N_0\, r^{-3} \qquad (A1-5)$$

即ち，最大密度は距離の3乗に逆比例して減少する。

次に，点$\mathbf{r}$での密度が最大になる時刻$t_{\rho max}$において，その最大密度とsourceの密度との比をとると

$$\frac{\rho(\mathbf{r}_0, t_{\rho max})}{\rho(\mathbf{r}, t_{\rho max})} = \frac{N_0 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t_{\rho max}^3} e^{-\frac{\beta r^2}{(2\beta/3) r^2}}}{N_0 \left(\frac{3}{2\pi e}\right)^{\frac{3}{2}} r^{-3}} = e^{\frac{3}{2}} = 4.48 \qquad (A1-6)$$

すなわち，source密度が約4.5倍大きい。(2)式より，空間的密度分布は，その中心が$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$にあるGauss分布を保っており，source点以外で密度の極大が生ずることはない。

以上より無衝突理論によって，本研究のようなガス塊が真空中を飛行する問題を扱うことはできない。ただし，ガス塊先端の飛行速度は（A1−4）式と同じような値を示す。