

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	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

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

第	1	章	序		論						•••••				•••••	1
第	2	章	高速	1 オ	ン・	ゲー	- ジの	概要			• • • • • • • • • • •	• • • • • • • • • • • •		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		7
	§	2 –	1	高速	イオ	~~ ~	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	れ多	老生系	およ	び測	定系			· · · · · · · · · · ·		•••	19
	§	3 -	1	装置	の概	E要			•••••		• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •		•••••			19
	§	3 —	2	高速	電磁	余弁々	> 特性				••••••	••••••••			•••	27
第	4	章	電子	ビー	ム螢	光治	en i	る基	準測	定			·····	•••••		35
	ş	4 -	1	緒		言	••••			••••••••		· · · · · · · · · · · ·	•••••			35
	§	4 -	2	基礎	的事	項	· • • • • • • • • •		•••••	· · • • • • • • • •	••••••••••	•••••		••••••		38
		4 -	2 -	1	Ľ -	- ム	・エオ	、ルギ	- *	ιυ	・ピー	Ъ				
					電況	記のえ	减衰				•••••		•••••	• • • • • • • • • • • • •		38
		4 -	2 - 2	2	電子	- ピ -	- ム 螢	光の	スペ	クト	r			•••••		43
		4 -	2 - 3	3	ハ		п.	•••••		•••••	•••••	···· ·	•••••	••••••	•••	47
	§	4 -	3	静	較	Æ		•••••	·····		•••••		•••••		••••	49
	§	4 -	4	動	測	定			•••••		•••••	••••••				56
	§	4 -	5	結		Ē		•••••		••••••						63
第	5	章	高速	[イオ	ン・	ゲー	ージの	設計	と改	良		•••••••			••••	65
	§	5 -	1	緒		言			••••••	••••		•••••				65
	§	5 -	2	高速	イオ	シン	・ゲー	ジの	設計	にお	ける	問題	<u>ط</u>	····.	••••	65
		5 -	2 - 3	1	電子	·電が	充の安	定化		••••••	••••••			••••••	••••	66
		5 -	2 - 3	2	ゲー	ジ・	· ~ »	۲ <i>I</i> C	よる	流れ	の攪	乱		•••••		70
		5 -	2 - 3	3	~ "	۲ • و	o小型	化と	放電	防止			. <i>.</i>			74
		5 —	2 - 4	4	時間	分角	解能 ·	••••••			• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	· · · · · · · · · · · ·	••••	••••		75
	§	5 -	3	改良	型高	速~	イオン	・ゲ	- %	の特	性 …	·····		•••••		76
		5 -	3 — 3	1	ゲー	~ ~	・ヘッ	۲• ··	• • • • • • • • • •	• • • • • • • • • •	· · · · · · · · · · · · · · · ·	••••••		•••••	•••••	76

Ħ

次

		5 —	3 —	2	制御	回	路と作動条件	⁷ 9
		5 —	3 —	3	静	較	正	30
		5 —	3 —	4	動	測	定	33
	§	5 —	4	結		盲		}4
第	6	章	高 の 服	速イオ 彭張 現	ン・ 見象の	ゲ 研	- ジによる真空中へのガス 究	97
	ş	6 —	1	緒		言		97
	§	6 -	2	真空	中へ	Ø	ガスの拡がり)8
	§	6 —	3	稀薄	気体	中	におけるガス塊の挙動	10
	§	6 -	4	結		葍		16
第	7	章	結		野	i ·	1	19
謝		辞			•••••			23
附	録	1	無何象の	衝突 理 の解析	冒論に	r	る真空中へのガスの膨張現	24

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

- 1 -

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)(D)~(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^(B),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^(A)。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 $10^{-3} \sim 1$ 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 m Torr= 3.3×10^{13} /cm³ である。)、密度立上り時間数 $10 \mu \text{s}$ 、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、シェリーレン法、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⁽⁵⁾ 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⁽⁵⁰⁾⁽⁷⁾ 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 Marshali⁽⁸⁾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⁽⁸⁾⁽⁹⁾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.法ー)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

- 3 -

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・チャンパ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^{(2)[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)(B)}。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. <u>104</u> (1956) 292
- (7) W.H. Bostick: Phys. Rev. <u>106</u> (1957) 404
- (8) Coensgen et al: Phys. Fluids <u>2</u> (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. <u>17</u> (1946) 218
- (17) G.F. Vanderschmidt and J.C. Simons, Jr.: Advanced Vac.
 Sci. Tech. <u>1</u> (1960) 305
 - G.F. Vanderschmidt: Electronics 32 (1959) No. 25, P. 60

- 5 -

- (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. <u>36</u> (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. <u>11</u> (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



図2-1 電離真空計の原理模型

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。

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

$$\mathbf{I}_{i} = \sigma \, \boldsymbol{\ell} \, \mathbf{n} \, \mathbf{I}_{e} \tag{2 \cdot 1}$$

となる。ここでの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,の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 $10^{-3} \sim 1$ Torr 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

$$I: / I_n = Sp^n$$

$(2 \cdot 4)$

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,

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。(j)を考慮した研究はかなりあるが,(j)と(jj)を考慮した研究例は少ない。とくに(jj)を考慮した研究例は今までまったく無い。(jj)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,(j)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

$$I_e = I_{e0} + I_{i,e} = I_{e0}(1 + S_p)$$
 (2 · 5)

ここで、 Ie_0 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 $I_{i,e}$ /Ieo = Sp を用いて得た。

式 $(2 \cdot 5)$ を $I_i / I_{e^0} = S_p に 代入 すると$

$$I_i / I_e = S_p / (1 + S_p)$$
 (2 · 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。 $10^{-3} \sim 1$ 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。

(||)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⁻⁻~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・チャンパー内 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

-10-

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

	F.I.G. Item	J. Marshall ¹⁾	2) E. A. Valsamakis	J. A. Weinman ³⁾		
tu	hermionic tube sed	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		
m	easurement 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		
0 P	electron current I _e	2 mA	3 mA	4 M A		
P	electron acc. pot. VPK	150 V	165 V	42 V		
R A	ion collector pot. V _{CK}	- 30 V	- 30 V	- 288 V		
M	grid bias pot. VGK	o v	- 0.3 V	- 38 V		
r p	esistance of late and cathode	R _K =75 K Ω , RP=100.Ω	R _K =100.0, R _P =27 K.0.	RK=22MA, RP=0-A		
	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		

Table 2-1 Fast ionization gauges utilizing thermionic tubes

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 - 4 Opened 6AH6 ゲージの 制御回路 (J. Marshall⁽¹⁾)

図 2 - 3 Opened 6AH6 ゲージ・ヘッドの写真と 概略

るグロー放電で制限されるため, ほぼ $10^{-3} \sim 0.2$ 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。15 V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



He, Po=400TORR, Vd = 3.5~4.1KV

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。 Ie 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 $I_e = GV_{PK}^{3/2}$ に従ってフィード・バ ックを行なっている。使用領域は $5 \times 10^{-3} \sim 0.5$ 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。

Valsamakisゲージの欠点の一つ

SUPPRESSOR SECOND GRID FIRST GRID ζ_{Rg₂} ≶Rp CATHODE ≷ Rk Rf1=100n Ep= 30 V Rk=100n Eg2=165V Rg2=27k R12=2001 Ig2= 3mA Rp = 39k Ct = 0.02µF TUBE : CK- 5702

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

は、 $I_e - I_i$ 曲線に直線性が全く無く、 $I_e = 2.5 \text{ mA}$ 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。 Ie の制御は極端に大きなカソード抵抗(22M2)を用いて、自己バイアス方式をとっている。特徴は Ie 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 $10^{-3} \sim 2$ 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。

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, 図2-8 V 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。



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

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 Ie の安定化を行なっている。

さて、電離真空計の使用範囲を1 Torr 台にまで拡張する試みとしては、ま す 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、 $10^{-5} \sim 1$ 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⁽⁰⁾ および Penchko^(II) 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 $10^{-6} \sim 10$ Torr に

- 15 -



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

- J. Marshall: Plasma Acceleration (S.W. Kash ed. Stanford Univ. Press, Stanford, California, 1960) P. 60
- 2) E.A. Valsamakis: Rev. Sci. Instrum. <u>37</u> (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
- G.J. Schultz and A.V. Phelphs: Rev. Sci. Instrum. <u>28</u> (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. <u>1</u> (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

-19-



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・チャンパ - (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 mm, 長さ 1,040 mm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 mm 下流に内径約50 mm, 長さ 134 mm 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 cm 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・チャンパー(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・チャンパー (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・チャンパーを長くするためにテスト・チャンパー(I)の上流部の十字 管部を取り除き、代りに内径138mm、長さ830mm 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・チャンパー(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 ビン型タングステン・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 mm以下に収束させることが出来る。電子ビームは加速電圧 5~30 kV, 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、23 kV, 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2mmの真鍮板にあけられた 直径0.5mm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10⁻⁴Torr台



図3-6 電子ビーム取出口部の詳細

- 24 -

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 mm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20mm、高さ30mm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・チャンパー中心 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15mm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15mm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,パネ力に 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

- 25 -

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,エポキジ樹脂で固めたものを用いる。弁駆動用コンデンサ

一放電回路を図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33mm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3-9 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 回転ボ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。

34 us

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,低真空領域はビラニ・ゲージ (Pirani gauge)で測定する。ビラニ・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 たビラニ・ゲージを使用する。

◎ 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1,500mm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パネ荷重の大きさ,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,大部分へリウム・ガスを用い ている。

従って、Q, τ₀, t₀ を作動パラメーター P₀, 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。

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 t₀ を与えるこ とになる。

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



50 µm PLATINUM FINE WIRE

図 3-10 50µm の白金細線 を用いた電気接点 法 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

$$t_0 = 12.3 + 48.5 \left(\frac{P_0}{735.56} + 5.5 \right) / V_d^2$$
 (3 · 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+P₀/735.56)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、P₀、V_d はそれぞれ Torr,



図**3-12** 高速弁の弁開放開始時間 t₀

-28 -

kV の単位で測る。

(2) 弁開閉時間 T₀

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。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 3-1 3 高速弁の弁開閉時間 _{τ0}

ると,結局

$$\tau_0 = 1661 \left(V_d - V_d^* \right) / \left(\frac{P_0}{735.56} + 5.5 \right)$$
 (3 · 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。が大きく τ。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、to は V_d^{-2} に比例し、 τ_o は $(V_d - V_d^A)$ に比例しているが、 V_d^A が P_o 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 $(3 \cdot 1)$ および $(3 \cdot 2)$ は実験結果を良くあら わすが、この場合 V_d^A は P_o 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^A 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・チャンパー(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 P₀ 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-38)²⁵ 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

$$Q = 3.83 \times 10^{-3} P_0 (V_d - 3.8)^{215}$$
 (3 · 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(D₂)


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(D₂)

 $Q = 3.81 \times 10^{-3} P_0 (V_d - 3.8)^{1.89}$ (3 · 4) for D₂

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 Po 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 駅動臨界電圧 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~ $(V_d - V_d^*)^{215}$ 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 ん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。これを螢光 (fluorescent light)またはエレクトロ・ルミネッセンス(electroluminescence)という。この螢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) によって生じた螢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螢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 60 kV,ビーム電流 0.2mA,ビーム直径 0.5 mmの電子ビームを打込み,螢光による衝撃波面の可視化を行なった。この場合,電子ビームによる螢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・ケ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)の短かい螢光を用いる方

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 30 kV, 1.5~10 mA 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, N₂ 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 N₂ 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_eI の5016ÅラインとAI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。

Munt $z^{(6)}$ は電子衝撃により励起された N₂ の分子スペクトルより流れ中の N₂ 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, N₂ の first negative systemの(0, 1)および(1, 0)振動パンドの強 度比 I₀₋₁ / I₁₋₀ を実測し, T_{vib} と I₀₋₁ / I₁₋₀の理論的に得られた関係を用い て求めている。

回転温度 Trot は、次のようにして求めている。すなわち、電子衝撃による N2 の励起発光の主要過程は

$$N_2 X^1 \mathcal{L}_g^+ \xrightarrow{N_2^+ B^2 \mathcal{L}_u^+} \xrightarrow{\mathbb{R}^+} N_2^+ X^2 \mathcal{L}_g^+$$

であると考えられる。このとき, N₂ 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,

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

なる関係が成り立つ。ここで、Kは回転量子数、Bv 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 Trot 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 N₂ 分子の回転 温度を得ている。

Muntz⁽⁹⁾は、また稀薄流れ中の He 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 5016 Å ラインについて He 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、 $\pm 1.2\%$ の誤差範囲で 5 K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⁽¹²⁾ 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⁽³⁾⁽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・ク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、 Grun⁽⁵⁾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

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

と表わすことができる。ここで, s = p1(9/cnl)であり, p は気体密度(9/cnl)

を,1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 E₀ と すると

$$E = [E_0^{\frac{7}{4}} - 1.832 \times 10^5 \text{ s}]^{\frac{4}{7}}$$
(4.2)

となる。 20°C の空気については, (*9/い*?)= 1.58×10⁻⁶p(Torr) だから,式(4・2)は

 $E = \left[E_0^{\frac{\gamma}{4}} - 0.289 \text{ pl} \right]^{\frac{4}{7}} \quad (4 \cdot 3)$

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。 $E_0=23 \text{ keV}$ 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 のちようど半分、すなわち、1=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。He 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 p1 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・エネルギー滅 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・エネルギー滅衰量は全く無

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 1=19.25 cm. ガス圧 p=5 Torr

various gas species				
Item	E.	Coefft. of pl	E a.)	AE / E.
Gas species	(keV)		(keV)	(%)
Air	23	0.289	21.45	6.74
Не	23	0.041	22.79	0.91
A	23	0.400	20.83	9.43

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

4) Experimental conditions were: Pressure p=5 Torr and 1=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N₂ 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,N₂ 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滅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、

 $I_{e} / I_{e0} = \exp(-\alpha_{0} \rho 1) \qquad (4 \cdot 4)$

-40-

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、1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1を一定にしたときのガス圧 pとコレクター電流 Ic 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 Vb=23kV,ビーム通過距離 1=38.5cmである。

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

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

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 N₂, O₂ 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. (Torr ⁻¹)
He	0.286
Hz	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 $V_b = 20 \text{ kV} \text{ kV}$

-42-

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。

- 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, N₂, 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($3^{1}P-2^{1}S$)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。 $3^{1}P$ 準位の寿命につい ては,537Å線($3^{1}P-1^{1}S$)の共鳴輻射過程が完全に終るまでを寿命と考え ると,7.5×10⁻⁸s,共鳴輻射を考慮しない場合には,1.74×10⁻⁹sという値 が理論より得られている^(IT)。Robben と Talbot による実験値は 3×10^{-8} s で ある⁽⁴⁾。 $2^{1}S$ 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^(ID)。

N₂ 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 N₂ 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 5000 Åにわたる スペクトル線

Table 4-3 Electroluminescent spectrum of Helium from 3500 Å to 5000 Å*

λ (Å)	Intensity (relative to N_2^+ first neg. syst. 0,0 band head = 100)	Emission transition
3613.6	1	HeI, $5'P_{1} - 2'S_{0}$
3705.1	1	$7^{3}D - 2^{3}P_{0}^{*}$
3705.0	0	$7^{3}D - 2^{3}P_{3,1}^{0}$
3819.6	1	$6^{3}D - 2^{3}P_{2,1}^{0}$
3819.7	0	$6^{3}D - 2^{3}p^{6}$
3888.6	4	3"Pai,2-2"S1
3964.7	7	4'P'-2'S.
4026.2	. 2	$5^{3}D - 2^{3}P_{2,1}$
4026.4	. 0	5°D -2°P
4143.7	1	$6^{1}D_{2}-2^{1}P_{1}^{0}$
4387.9	2	5 D ₂ -2 P ₁
4437.5	1	5'S2'P
4471.5	4	$4^{3}D_{1} - 2^{3}P_{3}$
4471.7	4	$4^{3}D - 2^{3}P_{0}^{\circ}$
4921.9	5	$4 D_2 - 2 P_1^{\circ}$
5015.7	50	3 P2'S.
5047.7	1	4'S, -2'P,

•) 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 1s⁴ S.



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

-44 -

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 $Å^{a}$

	Intensity (relative to N_2^+	Emission t	ransition
(bandhead)	$0,0$ band head $\Rightarrow 100$)	Electronic	Vibration
3914.4 4278.1 4709.2 3582.1 3884.3 4236.5 4651.8 3563.9 4199.1	100 50 20 5 5 5 5 1	N ₂ , B ² <i>L</i> ⁺ ₈ - X ² <i>L</i> ⁺ ₅	$ \begin{array}{c} 0 & - & 0 \\ 0 & - & 1 \\ 0 & - & 2 \\ 1 & - & 0 \\ 1 & - & 1 \\ 1 & - & 2 \\ 1 & - & 3 \\ 2 & - & 1 \\ 2 & - & 3 \end{array} $
3576.9 3804.9 4059.4 4343.6 3755.4 3998.4 3943.0	5 6 2 0 5 2 1	Ν _Σ , Ο ³ Π ₄ −Β ⁹ Π ₃	0 - 1 0 - 2 0 - 3 0 - 4 1 - 3 1 - 4 2 - 5

a) Experimental conditions were: pressure $N_2=170 \ \text{MHg}$, beam current 300 $\ \text{Mamp}$, beam energy 17.5 kev, beam diameter 1 mm. Ground state of N_2 is X'g⁺.



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, 6.5×10⁸ なる実験値が得られている。

```
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 A
          。
から5000A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

ん	Intensity (relative to Na 1st	Emission transi	ition
(Å)	negative system 0,0 band head = 100)	Designation 4J	r
3545.8	7	AI 4d'G-4p' 2F° 32-	-2=
3576 6	1	AL 4d'F-4p*D" 32-	-2 1
3588 4	1 1 .	4불-	- 3불
3606 5	. 1	AI 606-452 0-	-1
3720.3	1	AI 40 S -4s P 12-	-2 호
3129+3	1	$ 1\frac{1}{2} $	-1 ⁵
3030.0		11-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1	-2
3920.0	Ö	AL 40 ⁴ D-3d ⁴ D ⁹ 2 ¹ / ₂ -	-3 1
3944+3	1	21	-11
3992.1	1	AT 5p9-481° 1.	-2
1158 6		5p5-4s1 2-	-2
4150.0	1 1	5p4-4s1° 1-	-2
4104.2	<u>0</u>	5p3-4s1 2	-2
4190.7	3	5p2-4s1 3	-2
4200.7	0 0	501-4s1• 1	-2
4271.2	1	AI 4p' 2D'-4s' 2D 12	-1 2
4042.9	2	A1 4p' *D -4s' *D 21	-2 1
4044.4		A1 5p8-4s2 2	-1
4198.3	5	5p6 0	-1
1266.3	i	505 2	-1
4272.2	3	5p4 1	-1
4300.1	1	5p3 2	-1
4191.03	1	AI 5p7-4s3 1	_0
4181.9	1	5p9 1	, - 0
4228.2	1	AL 4p ² D ⁰ −4s ⁴ P 2 ¹ / ₂	-15
4259.4	ō	AI 5pl0-4s 4 0	<i>;</i> _1
4335.3	ĩ	5p6 1	1
4333.6	$\overline{2}$	5p8 2	:-1
4510.7	2 '	5p6	-1
4237.2	1	AI 4p' 'P'-4s' D 1	(-15
4277.5	5		-22
4282.9	0		-12
4331.2	1		-12
4348.1	2	32	1
4430.2	. 1		1 1
4370.8	1		5-17 1 01
4481.8	1		2-22
4371.4	1		222
4474.7	1		2-12 1-15
4545.1	2	1 4p r -49 r	1-12 1-1-2
4-57-9	2	1	1_1
4764.9	4	AT 471 20 4 1 20 2	i _1+
4589.9	2	A= 4p r -48 D 2	1-2-
4609.5	4	$A \mathbf{T} A \mathbf{D}^2 \mathbf{D}^0 - A \mathbf{D}^2 \mathbf{P} = 1$	1 -1-1
4726.9	2		1-1-
4965.1	1	2	동_[-]
4879.9	3	AT 40 ⁴ P ⁹ -40 ⁴ P	1-2-5
4806.1	1	A 4 P 48	3-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1-1
4847.9	1	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	불-2월
4735.9	1	AT An' F°-3d ² D	<u>-1-1-</u>
1 5017.2	7		~ -~

*) Experimental conditions were; pressure A = 200 µHg, electron beam current 300 µ amp, beam energy 17.5 kev, beam diameter 1 mm. ground state of argon is 3p⁶ ¹S₆. 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、10⁻⁷sより短い⁽⁴⁾。

4-2-3 ^

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

-47-

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、N2、 H_e ともに、ほぼ同じょ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、次いて N2 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⁽⁶⁾、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 2^1 S へ遷移し、5016 Åの緑色の光を出すが、基底状態 1^1 S へ遷移し て紫外線537 Å 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537 Å の光を吸収して 3^1P 準位まで励起され、再び 5016 Åの緑光を 0.024 の確率で放射して 1^1 S へ落ちる。最初の 3^1P 準位の励起エネルギーが完全に 5016 Åの光と準安定状態 2^1 S のエネルギーに変換されるまでに、波長 537 Å 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 He 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1.06mm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 mm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⁽⁸⁾)

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, N₂, 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・チャンパ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 He 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

-49 --

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, N₂, A, H₂ 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.: Vb = 23 kV I c =200 µA dEB=1.5 mm

図4-8 静止したへリウム 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 ベ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5016 Å線(3¹P-2¹S)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5016 Å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4982 Å、半値巾120 Å)と色ガラス・フィルター V-Y48を組み合わ せて、5016 Å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。n¹P準位は、電子衝 撃によって基底状態から励起されるから、n¹P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5016 Å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。

-51-



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(cn) 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 - 53-



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 $V_{ex}=23.1V$ (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 3¹ P 準位へ 励起される H_e 原子の数 n_(3¹ P) は

$${}^{n}(3^{1}P) = {}^{n}e \cdot {}^{v}e \cdot {}^{n}H_{e} \cdot {}^{\sigma}ex (1^{1}S-3^{1}P)$$

$$(4 \cdot 7)$$

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_{H_e} は基底状態にある中性ヘリウムの数密度 (cm^3) を、 $e_{ex(1^1S-3^1P)}$ 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, 3¹Pから 2¹S準位へ遷移 する量子数 N_(3¹P-2¹S)は

$${}^{N}(3^{1}P-2^{1}S) = {}^{n}(3^{1}P) \cdot S \cdot A(3^{1}P-2^{1}S)$$
(4 · 8)

となる。ここで, Sはビーム断面積を, A_(3¹P-2¹S)は 3¹P から 2¹S への遷移 確率を表わす。一方,

$$\mathbf{I}_{c} = \mathbf{e} \cdot \mathbf{n}_{e} \cdot \mathbf{v}_{e} \cdot \mathbf{S} \tag{4 \cdot 9}$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{n}_{\mathbf{i}\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{T} \tag{4.10}$$

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_(3¹P-2¹S)は、5016^A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

$$I_{PM} = 8.87 \times 10^{3} I_{c} \cdot p \cdot \frac{23.1 \times 10^{-3}}{V_{b}} \ln \frac{V_{b}}{23.1 \times 10^{-3}} \quad (4.12)$$

となる。ただし, I_{PM} , I_c , p および V_b は, それぞれ μ A, 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。



horizontal scale 0.2ms/div vertical scale 0.8µA/div E.B.:Vb=23 kV, Ic=0.25mA

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



E.B.: Vb=23 kV, Ic=0.25 mA

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($P_o = 760$ Torr, $V_d = 5.2 \text{ kV}$)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 $\tau \leq x/u$ 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, N₂, 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 m/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,プラウン管 上に再現させて,それをトレースしたものである。バルプ電圧 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10m Torr に なってから、ピークを通過して10m Torr 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

- 58 -

図 4-15 は、こうして得られた He 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 Po に



図4-15 He ガス・パフの時間巾と高速弁の弁開閉
 時間との比較

He ガス塊ピーク密度 P とガス 溜圧 Po 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Po 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 Po 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、He ほど比例関係が成り立たない。 ビーク密度 P とバルプ電圧 Vd の関係を,図4-18 に示す。



図4-16 He 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・dA=vdtdAで あるから

$$Q = \int \int \rho v \, dt \, dA$$
$$= A_e \, v \int_0^\lambda \rho \, dt = \alpha \, A_e \, v \, P \, \lambda$$



図4-18 Heガス・パフのピーク密度とバルブ 電圧との関係

 $(4 \cdot 14)$

となる。ここで, ρはガス塊密度を, vはガス塊飛行速度を, Ae 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

$$Q \propto P \lambda$$
 (4.15)

が成り立つ。一方,図4-15 および第3章,式(3・2)より

$$\lambda = \tau_0 \propto (V_d - V_d^{*}) \tag{4.16}$$

が成り立ち, また, 式(3・3)より

$$Q \propto P_0 (V_d - V_d^*)^{2.15}$$
 (4.17)

が成り立つ。式(4・16),(4・17)を式(4・15)に代入して,

$$P \propto Q / \lambda \propto P_0 \left(V d - V_d^* \right)^{1.15}$$

$$(4.18)$$

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 両対数表示されたビーク密度とバルプ電圧との関係

が得られ,一方,図4-16 より, P ∝ P₀ 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0.5μAであり,これは1μs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10μs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} ~1Torr,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, H_e , 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,

- 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、
 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、
 Torr 以上での螢光強度の飽和の原因は不明である。
- 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,螢光の寿命を短い。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) H₂ 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。
- イ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

- B.W. Schumacher and E.O. Gadamer: Canad. J. Phys. <u>36</u> (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 <u>5</u> (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
- 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, <u>A258</u> (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㎝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。

- 65 -

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,(1)について述べよう。H₂ 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

WITHOUT INSTANTANEOUS HEATING CIRCUIT

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 Ie 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



🗵 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)

- 66 -



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 Ie 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1 ms 以上 であって、ガス塊前半部のような密度立上り時間、数10 µs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、回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

- 67 -

WITH INSTANTANEOUS HEATING CIRCUIT



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、クリッド遮蔽の影響を調べるため、後述の新たに試作したクリッド 付きF.I.G. について、クリッド制御効果 $\partial I_e / \partial V_{GK}$ 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。ク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。

()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. にクリッドを設け、ク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, Ie 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、 Ie 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

-71-





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





UPPER TRACE V_d =3.8 KV UPPER TRACE V_d =3.9 KV LOWER TRACE V_d =4.2 KV LOWER TRACE V_d =4.1 KV

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 $P_0 = 400$ Torr, 時間軸スケール 0.2 ms/div

-72-

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 mmのステムがヘッドの約7 mm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¹/2であり、直径 3 mm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, ク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ているが、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。とこで、 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)

Gas	K_	K+			
Air (dry)	2.1	1.36			
Air very pure	2.5	1.8			
Λ	1.70	1.37			
Avery pure	206.	1.31			
Cl ₂	0.74	0.74			
CCIA	0.31	0.30			
C ₂ H ₂	0.83	0.78			
C ₂ H ₅ Cl	0.38	0.36			
C ₂ H ₅ OH	0.37	0.36			
CO	1.14	1,10			
CO ₂ dry	0.98	0.84			
Hz	8.15	5.9			
H ₂ very pure	7,900.				
HCl	0.62	0.53			
H ₂ O at 100 C	0.95	1.1			
H ₂ S	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			
NH3	0.66	0.56			
N ₂ O	0.90	0.82			
Ne		9.9			
01	1.8	1.31			
S0 »	0.41	0.41			

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

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、 $v_i \approx 3 \times 10^4$ cm/s となり、したがって、イオン走行時間 $\tau_i = 0.5/v_i$ =1.67×10⁻⁵ s となる。すなわち、最も厳しい場合でも 16.7 μ s 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、H_e 5 Torr中で、 $\tau_i = 1.1 \mu$ s 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 研究で扱うバフ流れに対しては、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 ve 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, ve 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ている。



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、Ie 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

-79-

表5-2 改良型高速イオン・ゲージの作動条件

\sim		Gauge	6AH6	Type(1)	Type(2)	Type(3)A	Type(3)B
Item							
electron ad	eration						
potential	₹PK	(V)	170	220	30	114	104
ion collector							
potential	VCK	(V)	- 40	- 15	- 74	- 50	- 47
electron current							
	Ie	(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

Table 5-2 Typical operating conditions of various gauges

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 $(10^{-3} \sim 1 \text{ Torr})$ 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 $I_i/I_e = Sp^n$ 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 : $I_{i}/I_{e} = 0.008 p^{12}$
- (3) A型: $I_i / I_e = 0.08 p^{0.70}$
- (3) B型: I i/Ie = 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 プレート電極間にクロー放電が発生し,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、 Ie は増大する。すなわち、rはpとともに滅



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

- 81 -

少する。いま、 Ie の変動分 \triangle Ie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

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

を得る。(3) B型ゲージについて,数値をあたると、 $\Delta V_{PK} / V_{PK} = -1.38 \Delta I_e / I_e$ 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、 Ie 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⁻~1 Torrにわたって Ie 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, クリッドによる Ie の制御方式を採用 しているが,(2)型ゲージはクリッドを持たないので, Ie 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, $I_i \ge I_e$ の直線関係は,全てのゲージについて $10^{-3} \sim 1$ 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・チャンパ ー中心軸上, 高速弁出口より15㎝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。

(jj) (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) He ガス・パフに対する(1)型 F. I. G. の応答波形



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 He 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、 $P \propto P_0 (V_d - V_d^*)^{115}$ 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プ電圧との 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 Vd 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。

- 86 -



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

(前) (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 $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}$ である。

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

TYPE(3)A FIG



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・パフのビーク密度とバルプ電圧との 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 He 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 Ie の変動分は 最大 5 %であり、Ie 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 $P \propto P_0 (V_d - V_d^*)^{115}$ に近い関係が得られている。



He , Po=700 TORR , Vd=4.8 KV I; : UPPER TRACE 10μA/DIV ΔIe : 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、 $\lambda_{\underline{1}} - V_d$ 曲線を H_e ガスおよび D₂ 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 D₂ ガスの測定結果について少し 述べる。

このゲージの D₂ ガスと H_e ガスの感度比 S_{D2}/S_{He}は約2.5となった。 D₂ に対する測定例は入手できなかったので, H₂ 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_{H2} /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_{H2}/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。

D₂ 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プ電圧との 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 ス塊ビーク値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 D₂ 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

支持ステムがパ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°C,0.1 Torr での H_e ガスの平均 自由行程は約1.3 m 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、ク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

 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。

作動気体は大部分へリウム・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)~(0)} 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・バルスの挙動 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.1. 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・チャンパー(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。





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

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 80 cm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, 80 cm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 $P \propto 1^{-155}$ 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 $P \propto 1^{-3}$ 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。 1=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 $\propto 1^{-1.5}$ 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)

ー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2.5ms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・チャンパー(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・チャンパー (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 uf, ピーク位置飛行速度 up,ガス塊拡がり速度 ub(=uf-up) を求め、図6-10 に高速弁充電電圧 Vd の関数として示す。ピーク位置飛行速 度 up は、距離とともにかなり減衰するが、1=80 cm までの速度平均値を採 用した。図6-10 より、uf は Vd によらず一定値(1.6~1.7×10³ m/s)であ



図 6 - 8 (a) ガス・パフ先端の飛行径路 (テスト・チャンパー(II))


図 6 - 8 (b) ガス・パフ・ピーク密度点の飛行径路 (テスト・チャンパー(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))



6 - 9(b) カス・ハフ・ヒーク 密度 点 O 飛行 住 j (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 $d\overline{R}/d\overline{t}$ 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、

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

$$\frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial \overline{\mathbf{t}}} + \overline{\mathbf{v}} \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial \overline{\overline{\mathbf{r}}}} = -\frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial \overline{\mathbf{p}}}{\partial \overline{\mathbf{r}}} = -c\gamma \overline{\rho} \frac{\gamma - 2}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial \overline{\mathbf{r}}}$$
(6.2)

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

次のような無次元量

$$\rho = \overline{\rho} / \overline{\rho_0} , \quad v = \overline{v} / \overline{v_0} , \quad r = \overline{r} / \overline{R_0} , \quad t = \overline{t} \overline{a_0} / \overline{R_0} \quad (6 \cdot 3)$$

を導入する。ただし、添字。は初期値を表わし、 \overline{R}_0 および \overline{a}_0 は各々ガス雲の初期半径および初期音速 (= $\sqrt{r p_0/\rho_0}$)を表わすo この時、式(6・1)および(6・2)は次のように書ける。すなわち、

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

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{t}} + \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{r}} = -\rho^{\gamma - 2} \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}}$$
(6.5)

式(6・4)と(6・5)の相似解を求めるために、相似変数

$$\eta = r / R(t) \tag{6.6}$$

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 $g(t) \ge h(t)$ を見出すことにより得られる。この場合には、

$$\rho = R^{-3} (1 - \eta^2)^{1/(\gamma - 1)}$$
 (6.7)

$$\mathbf{v} = (\ \mathbf{dR} / \ \mathbf{dt} \) \ \eta \tag{6 \cdot 8}$$

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

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

著者の実験においては、 \overline{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 $\overline{R}=10$ cm 以遠であるから、 1》($\overline{R}/\overline{R}_0$)^{-3(r-1)}となり、先端速度は一定値 $\frac{1}{\sqrt{3}}$ $\frac{2}{r-1}$ a₀ 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 $d\overline{R}/d\overline{t}$ とを比較したものが表6-1である。3種の気体とも

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

Item	X	a,	v _f (dk/dŧ)	
Gas	, i	(at 273K)	Measured	Calculated
species		m/s	m/s	m/s
Нe	5/3	1.007x10 ³	1.70x10 ³	1.744x10 ³
N ₂	7/5	0.362x10 ³	0.93x10 ³	1.044x10 ³
H2	7/5	1.362x10 ³	3.43x10	3.933x10 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 uf はガス塊中での最大速度でをるから,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。

ビーク飛行速度 u_p については、1=80cm 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、見かけ上のビ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^2/p に比例すること を使って、P=0.5Torr、 $t=300 \mu s$ のときの $\sqrt{D/t}$ の数値をあたると約

表 6-1 ガス・パフ先端飛行速度の実測値と理論 値の比較

50m/s となり、ub の実測値(図6-10)にくらべて、かなり低いからである。up が Vd 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、up 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・チャンパー内に詰 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 He 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¹4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 0.03 Torrおよび 0.1 Torr 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H_e ガス中に打ち込まれたH<u>e</u> 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(~ 1.5×10³ 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 0.025 Torr および 0.1 Torr 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、 $u_f = 1.2 \times 10^3 \text{ m/s}$, $u_p = 1.1 \times 10^3 \text{ m/s}$ 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.)

- 112 -



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Heガス中のガス・パフ先端の飛行径路

- 113 -



図6-16 稀薄He ガス中のガス・パフ・ピーク密度点の飛行径路



図6-17 稀薄 He 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 ub は 1.0×10² 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,1=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40㎝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 dR/dt に近いと考えられる。

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

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

この値は、 $r = \frac{5}{3}$ のとき 1.29, $r = \frac{8}{6}$ 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 $\sqrt{v_{th}^2}$ 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 $\sqrt{v_{th}^2}$ 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 1=30㎝ 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 $\sqrt{v_{th}^2}$ 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㎝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 埋論から 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40m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. <u>13</u> (1962) 101
- 6) N.C. Freeman and R.E. Grundy: J. Fluid Mech. <u>31</u> 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,N₂,A,H₂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N₂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N₂ガスの場合は、ビーム通過距離約40㎝に対してビーム・エネルギー23keV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 H₂ 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) He 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。
- (0) 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、個々のゲージによそばらつきが大きいので、信頼性が落ちる。

- (1) 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,
- (2) 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。

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 $\rho(\mathbf{r}', \mathbf{0})$ とすると、体積 d³ **r**' 内には $\Delta N = \rho(\mathbf{r}', \mathbf{0}) d^3 \mathbf{r}'$ 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、 ΔN のうち v ~ v + Δ v の間の速 度を持つ粒子の割合は

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

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

$$\mathbf{v} \mathbf{t} \leq |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \leq (\mathbf{v} + \Delta \mathbf{v}) \mathbf{t}$$

の球環内にある。(図1)

この球環の体積は 4π**v**²t³△**v**



図 1

-124 -

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

こうして、時刻 t,点 における密度は

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

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

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

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

$$t_{\rho \max} = \sqrt{2\beta/3} r$$
 (A1-3)
 $\zeta \zeta \tau, r = \sqrt{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}$

従って, 各点での最大密度の移動速度は

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathbf{r}}{\mathrm{d}\,\mathbf{t}\,\rho\,\mathrm{max}} = \sqrt{\frac{3}{2\beta}} = \sqrt{3\,\mathrm{k}\,\mathrm{T}_0\,/\mathrm{m}} \qquad (A\,1-4)$$

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

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

$$\frac{\rho(\mathbf{r}_{0}, t_{\rho \max})}{\rho(\mathbf{r}, t_{\rho \max})} = \frac{N_{0}(\frac{\beta}{\pi})^{\frac{3}{2}} \frac{1}{t_{\rho \max}^{3}} e^{-\frac{\beta r^{2}}{(2\beta/3)r^{2}}}}{N_{0}(\frac{3}{2\pi e})^{\frac{3}{2}}r^{-3}} = e^{\frac{3}{2}} = 4.48$$
(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 $\mathbf{r} = \mathbf{r}$ 。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。