

宇宙科学研究所報告

第108号

飛行時間法を用いた中性ガス質量分析器の開発

藤川 暢子・鶴田 浩一郎・早川 基

2000年2月

宇宙科学研究所

この報告は宇宙科学研究所が、研究成果を公表するために発行する
不定期継続刊行物です。

本報告についてのお問い合わせは下記に連絡下さい。

宇宙科学研究所 管理部庶務課法規・出版係

目 次

Abstract	1
概 要	1
1.研究の背景	2
1.1 地球および惑星の上層大気	2
1.2 従来の搭載用中性ガス質量分析器	2
1.3 従来の搭載用中性ガス質量分析器の問題点	3
2.TOF型中性ガス質量分析器	4
2.1 動作原理	4
2.2 実現可能性の検討	5
2.2.1 飛行時間と質量分析	5
2.2.2 検出位置	7
2.2.3 検出効率	10
2.2.4 メッシュ電極のスイッチングと放置時間	11
3.実験による研究	12
3.1 イオン源	12
3.1.1 電子銃	13
3.1.2 電子銃静特性	13
3.1.3 電子銃のスイッチング制御	15
3.1.4 ビームプロファイル	17
3.2 飛行時間測定試験	17
3.2.1 実験構成	18
3.2.2 飛行時間測定によるマススペクトルの取得	19
3.2.3 電離効率	19
3.3 位置検出試験	21
3.3.1 CCDを用いた位置検出システム	21
3.3.2 実験の構成	22
3.3.3 位置検出結果	23
3.3.4 電離点の広がり温度測定	24
4.今までの成果と今後の課題	25
参考文献	26

飛行時間法を用いた中性ガス質量分析器の開発

藤川 暢子 ・ 鶴田 浩一郎 ・ 早川 基

(1999年11月26日受理)

Development of the on board time - of - flight neutral mass spectrometer

By

Nobuko FUJIKAWA, Koichiro TSURUDA and Hajime HAYAKAWA

Abstract: We have designed a neutral gas mass spectrometer with a novel method for spacecraft measurements. In addition to the mass discrimination by the time-of-flight measurement, the new mass spectrometer measures the initial velocity of the incident neutral particles. The capability of velocity measurements will open a new area of application such as 1) measurement of detailed energy distribution of the nonthermal oxygen corona in the upper atmosphere, 2) measurements of mass dependent circulation of neutral gases and 3) removal of the instrument wall effects from the measurement.

概 要

熱圏、電離圏と呼ばれる超高層大気では電離したガスと電離していない中性ガスが混在しお互いに弱い相互作用を通し影響しあっている。電離した成分はさらに上層のプラズマ大気の影響を強く受けているが、中性ガスの方は個々の粒子はそれぞれの過去の履歴を引きずりながら独自の運動をしていると考えられる。原子や分子間の衝突頻度が小さいため流体としての近似が適用できず理論的にも取り扱いが難しい領域である。観測的にも電離気体では普通に行われてきた速度分布関数の観測が実現していないなど、未開拓の部分が多い。

我々は飛行時間測定と位置検出を併用して、中性ガスを構成する原子、分子の質量数、組成毎の速度分布関数を求める方法を考案した。本研究の目的はこの方法を実験室で実証することによって飛翔体搭載への第一歩とすることである。現段階で、1)飛翔体搭載用の測定装置設計に必要な諸パラメータを明らかにした、2)実験により質量分析、質量毎の速度分布の測定がほぼ実現できる段階に到達した、3)計算機上の装置モデルが完成し、実験結果と良く一致するところまで装置のパラメータが押さえられた。

重要語: 飛行時間法、中性ガスの速度分布関数

1. 研究の背景

1.1 地球および惑星の上層大気

高度100km~500kmの地球上層大気は高さと共に大気温度が急激に上昇し、熱圏と呼ばれている。この領域は一部が太陽紫外線のエネルギーによって電離されており、電離気体の立場からは電離圏とも呼ばれ、電荷を持つ電離気体と電荷を持たない中性気体が混在している。しかし地球の場合を例にとると、電離気体の数密度が最大でも 10^6cm^{-3} であるのに対し、中性大気の数密度は $10^8\sim 10^{11}\text{cm}^{-3}$ と圧倒的に大きい。

このように上層大気において中性大気は主要な存在であるにもかかわらず、その組成や、ふるまいに関する研究は必ずしも電離気体と比較して進んでいるとは言えない。その要因の一つは後で述べるように測定精度の高い観測が困難なためである。1981年に打ち上げられた米国の観測衛星Dynamics Explorer(DE-1,DE-2)の結果から、磁気圏の変動が、熱圏の中性大気の変動に対し、電離圏のイオンとの相互作用を介して大きく影響していることがわかった [Killeen and Roble, 1988]。ここでは熱圏の風のパターンが重点的に研究され、磁気嵐にともなう極域での電離層の運動が、イオンと中性粒子の衝突による運動量輸送（イオンドラッグ）や、ジュール加熱により、直接中性大気の変動を起こすことが示された。このような過程により磁気圏のエネルギーが電離圏、熱圏を通して大気に輸送されることが明らかであり、これらの関係を解明するためにも、プラズマの観測と共に中性大気の観測が期待されている。

いま一つ注目すべき現象が大気の散逸過程である。大気の散逸は主に二つの過程によって起こると考えられている。一つは熱的な過程で、熱圏上部では大気粒子の平均自由行程は著しく大きくなり、十分な上向き速度を持った粒子は熱圏の外、外気圏へと脱出し、さらに一部が宇宙空間へと散逸していく。この過程により水素やヘリウムといった軽い原子は外気圏へと散逸して、地球大気の外縁部にジオコローナを形成する。もう一つは、非熱的な過程で、 O_2^+ や NO^+ の解離的再結合や H^+ とO、H、の荷電交換反応の際に高いエネルギーを獲得した中性粒子の散逸である。Yee et al. [1980] により地球の高度500km付近に酸素原子からなるコローナが観測されており、これは主に後者の過程で形成された高速の粒子が、周囲の中性粒子と衝突し加熱した結果と考えられる。大気の散逸過程を定量的に見積もることは惑星形成時からの大気の進化を知る上で非常に重要である。例えば火星では地球に比べ重力が小さいので第一の過程が卓越して起こり、水素原子の散逸にともなって火星から水がなくなっていくと考えられている [Hunten et al., 1989]。このように熱的散逸過程は惑星の重力や大気温度によって支配されており各惑星によって異なる様相を呈する。これらを比較研究することも惑星進化の理解の助けになると考える。速度分布関数を観測することが可能ならば、熱的に散逸する粒子のフラックスを見積もることができる。また非熱的な過程では等方的なMaxwell分布とは異なる分布関数になるはずだが、これを直接観測できればこの過程を解明する上で非常に有力な手がかりになるはずである。

1.2 従来の搭載用中性ガス質量分析器

上層大気の組成、密度、温度を直接観測するための観測機器の一つが中性ガス質量分析器である。一般に中性ガス質量分析器は、1)電離源、2)質量分析部、3)イオン検出部からなる。質量分析は電場、磁場を用いて荷電粒子の飛行軌道から電荷と質量の比を求めることで行なう。従って電荷のない中性粒子は電離されている必要があり、電子ビームを照射し電子衝撃によって、1価の正イオンを作る方法が一般的である。検出部では電子増倍管などによってイオンの電流量を検出する。搭載用の機器で採用された質量分析の方法は大きく2種類に分けられる。一つは等しい速度を持ったイオンのラーマ半径が質量に依存することを利用し、磁場でイオンの軌道を偏向するセクター型と呼ばれるものである。このタイプの装置は1970年代のAtmosphere Explorerシリーズや1975年の火星探査衛星Vikingの着陸機に搭載された [Nier et al., 1973, 1977]。この装置はイオン化され加速した粒子を

静電偏向によって特定のエネルギーを持ったものを選別し、磁石を用いた磁場偏向で速度の選択を行う。こうして定められた質量を持った粒子を検出部に導入する。イオンの加速電圧を掃引することで質量分析を行なう。いま一つは四重極型と呼ばれ、交流電場を用いて、イオンの質量による慣性の効果の違いを使う。対向どうしを接続した4本のロッドを電極として、直流と高周波電圧を重ねて印加する。ロッドで囲まれた空間をイオンが通過するとき、印加された四重極電場によって速度と直角の方向に収束力と発散力を繰り返し受ける。周波数および印加電圧によって決まる特定の質量/電荷比を持ったイオンだけが安定な軌道で検出部まで到達することができる。質量スペクトルは直流、交流の電圧を掃引することで得られる。この型はセクター型に比べ小型、軽量で高い分解能が得られるため飛翔体搭載用の質量分析器の標準形になっている。このタイプの分析器は1978年に打ち上げられた金星軌道周回衛星Pioneer Venus Orbiterや1981年のDE-2に搭載された [Niemann et al., 1980, Spencer et al., 1981]。我が国の火星探査衛星「のぞみ」(PLANET-B)にも搭載されている [Niemann et al., 1998]。

1.3 従来の搭載用中性ガス質量分析器の問題点

現在、前述した二つのタイプの搭載用質量分析器が飛翔体搭載用の質量分析法としては確立された感があり、この30年間実績をあげている。しかし、より詳細で正確な観測を行なうためには未だ解決されていない大きな問題があり、この問題に関しては数十年前からほとんど進歩していない。以下にあげる3つの問題はいずれも粒子が分析部に到達する以前に生ずるものである。

1) イオン源

入射した中性粒子を電子衝撃によって電離する際に生じる問題である。電離した粒子は必ずしも一価のイオンになるとは限らず、二価のものが生成する場合もある。分子の場合は解離する可能性があり、いずれも電子のエネルギーに依存して確率的に起こるもので、多数の理論計算値や実験値が存在し、事前の校正実験と合わせれば

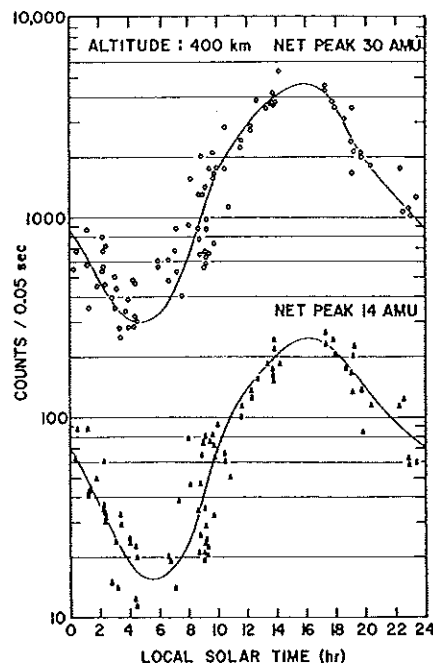


図1. AE-C衛星による質量数14と30の中性粒子の観測 [Mauersberger et al., 1975]

ある程度の不確定性を取り除くことはできる。また電子を発生させる電子銃の陰極は熱陰極を用いるのが一般的であり、高温に加熱するため脱ガスが起こるが、これも較正実験が可能である。最近開発されつつある電界放出型電子銃はトンネル効果を利用したもので加熱部分がないので、これが使用できれば、クリーンな電子源として期待できる。しかし対環境性などの問題があり、使用が難しいのが現状である。

2) 壁面の影響

古くから指摘されているが [von Zahn, 1967]、根本的解決法が見い出されていない問題であった。観測の対象となる熱圏は化学的に活性の高い酸素原子が主成分であり、これらが装置内の壁面に吸着して入射粒子が壁面に当たった場合に、化学反応を起こして成分が変わってしまう。図1 [Mauersberger et al, 1975] はAE-C衛星のNとNOを測定した結果であるが、明らかにNOは入射したNの変化したものである。

3) 中性大気速度分布

測定対象となる熱圏の中性粒子のエネルギーは0.1eV～数eVと低いため、従来の質量分析器では、中性大気を電離した後で分析のために元々の粒子の速度分布の情報が失われる程に加速する必要がある。このため中性大気と電離大気との間の相互作用や大気の散逸のメカニズムを解釈する上で重要な速度分布関数の測定が原理上不可能であった。

2. TOF型中性ガス質量分析器

前述のように、従来型の中性ガス質量分析器では壁面の問題が未解決であり、速度分布関数の観測も難しい。我々はこれらの問題を解決できる飛行時間法と位置検出技術を併用した新しい観測法を考案した。

2.1 動作原理

まずイオン源、粒子加速部、分析部からなる軸対称の円筒形の装置を想定する (図2)。水平方向の視野は 360° とし、中心軸方向には $\pm 5^\circ$ 程度に絞る。飛翔体の飛行と共に入射する粒子のうち、1)荷電成分は入射口に設

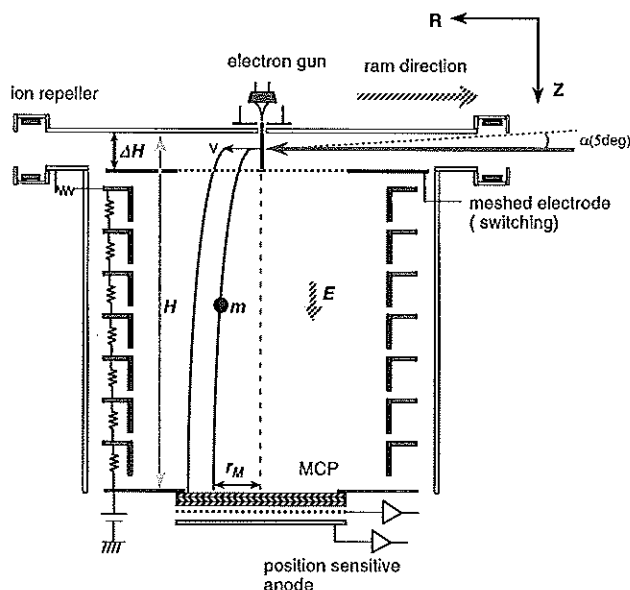


図2. TOF型中性ガス質量分析器概念図

けた電極によって取り除かれる。2)中性粒子は中心軸上のイオン源で電子ビームによりパルス電離される。3)イオン源下のメッシュ電極をゼロから負電位にスイッチし、電離した粒子を加速部に導入する。加速部はリング状の電極に囲まれた空間で、一様な電場を持っている。粒子はこの空間を放物線を描いて飛行し分析部に到達する。4)分析部において粒子の飛行時間 (TOF) 計測と位置検出を同時に行なう。このとき質量数 M の粒子の飛行時間は t_M は

$$t_M = \sqrt{\frac{2 m_p M H}{e E}} \quad (1)$$

と表され (m_p : 水素原子の質量、 H : 加速部の長さ、 e : 電気素量、 E : 加速部にかける電界)、質量の平方根に比例する。粒子の加速を入射方向に垂直に行なっているので入射方向の速度成分は検出時まで保存される。従って位置検出を行なうことによって入射時の速度分布を測定することが可能となる。飛翔体の速度は観測ロケットで $1\text{km/s} \sim 3\text{km/s}$ 、人工衛星で 8km/s 程度であり、取り込まれる粒子のそもそも持っている速度よりはるかに大きい。従って入射粒子は装置に対してほぼ飛翔体速度で入ってくるとしてよい。電離点から検出位置までの水平距離 (飛行距離) r_M は、飛翔体の速度を V_{sc} 、粒子の熱的な速度を u とすると

$$\begin{aligned} r_M &= v t_M \\ v &= V_{sc} + u \end{aligned} \quad (2)$$

と表される。 $V_{sc} t_M$ で表される点を中心にした検出位置の分布から、速度分布関数が求められる。また装置内壁面で反応を起こした成分は、飛翔体速度で直接検出される粒子に比べ速度が遅くなるので、この分布より中心に偏った位置で検出され除外することができる。

2.2 実現可能性の検討

以上に述べたアイデアに基づく観測装置が実際に実現可能なものであるか検討する必要がある。観測対象となる領域で十分な粒子のフラックスが得られるか、時間分解能、空間分解能はどれくらい必要か、またその時に入手可能、製作可能な技術でそれらが実現できるか、飛翔体搭載用として妥当な大きさにできるか、ということが具体的な検討の対象となる。

観測対象によって、測りたい最大の質量 M_{\max} 、質量分解能 $\Delta M/M$ が決まり、その領域の大気温度 T のおおよその値が見積もられる。技術的な条件としては飛翔体速度 V_{sc} が与えられ、観測機器の大きさから加速部の高さ H 、検出器の半径 R_D の許容範囲が決まる。電子ビームの径 ϕ_b 、加速電圧 V 、時間分解能 Δt 、位置分解能 Δr の可能な大きさも決まる。これらのパラメータと観測される量、飛行時間、検出位置と予想される誤差の関係を調べ、実現可能性と設計の最適化について考察する。

2.2.1 飛行時間と質量分解

(1)式は、入射速度 v 、入射角 $\pm \alpha$ 、電離点を z_0 としたとき、質量 m ($m = M m_p$) の1箇の+イオンの電界中の運動方程式から得られる関係式

$$z = z_0 + v \sin \alpha t + \frac{e E}{2 m} t^2 \quad (3)$$

において $z_0 = 0$ 、 $\alpha = 0$ 、 $z = H$ としたものである。ここで

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{\frac{2m_p H}{eE}} \\ &= H \sqrt{\frac{2m_p}{eV}} \\ &= A' \frac{H}{\sqrt{V}} \end{aligned} \quad (4)$$

とおき、 $t_M = A\sqrt{M}$ と表す (V : 加速領域に与える電位差)、 $\Delta M/M$ の質量分解能を得るために必要な時間分解能は、

$$\begin{aligned} \Delta t_M &= A (\sqrt{M+\Delta M} - \sqrt{M}) \\ &\approx A \frac{\Delta M \sqrt{M}}{2M} \\ &= t_M \frac{\Delta M}{2M} \end{aligned} \quad (5)$$

で与えられる。これより、

$$\frac{\Delta t_M}{t_M} = \frac{\Delta M}{2M} \quad (6)$$

の関係が得られる。たとえば質量数 $M=40$ までの範囲を質量分解能 $\Delta M=1$ で観測するために許される飛行時間の誤差範囲は1.25%となる。TOFの精度は(3)式で z_0 、 α が有限の値を持つ場合に与えられる。

1) 開口角 α の影響

入射角 α の有限な値による飛行時間への影響は入射粒子が装置の軸方向 (z 方向) に対して $v \sin \alpha$ の初速度を持つことによる。このときの飛行時間の広がりを δ_α とすると(3)式から、

$$H = v \sin \alpha (t_M + \delta_\alpha) + \frac{eE}{2m} (t_M + \delta_\alpha)^2 \quad (7)$$

これより

$$\delta_\alpha = -A^2 \frac{Mv}{2H} \alpha \quad (8)$$

t_M をもちいると

$$\frac{\delta_\alpha}{t_M} = -t_M \frac{v\alpha}{2H} \quad (9)$$

と表される。入射速度は $v = V_{sc} + u$ (u : 熱速度) で飛翔体速度と大気の温度で決まる。(4)式を用いると(9)式は

$$\begin{aligned} \frac{\delta_\alpha}{t_M} &= A' \frac{\sqrt{MH}\alpha}{2\sqrt{VH}} v \\ &= A' \frac{\sqrt{M}\alpha}{2\sqrt{V}} \left(V_{sc} + \sqrt{\frac{2kT}{m_p M}} \right) \\ &= \frac{A'\alpha}{2\sqrt{V}} \left(V_{sc} \sqrt{M} + \sqrt{\frac{2kT}{m_p}} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

となる (k : ボルツマン定数)。かつこの中は観測の対象と飛翔体速度によって決まる値であるから誤差の調整は係数部分で行なう。つまり視野を狭くするか加速電圧を大きくすることで精度をあげる。

2) 電離点の有限な幅 ΔH による影響

電離を行なう空間は当然有限な幅 ΔH を必要とするが、電離点の z 方向のばらつきが飛行時間の広がりを生ずる。(3)式で $z_0 = \Delta H$ 、飛行時間の誤差を $\delta_{\Delta H}$ とすると、

$$H = \Delta H + \frac{eE}{2m} (t_M + \delta_{\Delta H})^2 \quad (11)$$

から、

$$\frac{\delta_{\Delta H}}{t_M} = -\frac{\Delta H}{2H} \quad (12)$$

この値は加速距離を長くともか電離部を小さくすることによって小さくなる。

図3に飛翔体速度3km/s、外周温度1000Kの場合の飛行時間の誤差の関係を示す。点線は質量分解能 $\Delta M = 1$ 、2としたときの $\Delta M/2M = \Delta t_M/t_M$ (式(6)) の、質量 M に対する値である。実線は視野、電離部の長さに起因する飛行時間のばらつきを示す値 δ/t_M ((10)式と(12)式を加えた値) であり、これが点線以下にあれば、点線で示す精度で質量分解が可能となる。電離部の長さ $\Delta H = 1\text{mm}$ 、 5mm 、視野角 $\alpha = \pm 5^\circ$ 、 $\pm 10^\circ$ の場合の δ/t_M を示した。例えば電離部の長さ $\Delta H = 5\text{mm}$ 、 $\alpha = \pm 5^\circ$ としたとき、質量分解能 $\Delta M = 1$ では質量18amuまで、 $\Delta M = 2$ なら35amuまで測れるということがわかる。(加速電圧を350V、加速領域の長さ H を12cmとした。)

2.2.2 検出位置

位置検出に対する条件は、分布が検出器の大きさに収まることと、分布から温度が $\Delta T/T$ で表される精度で測定できることである。

1) 検出器の大きさ

観測対象の質量範囲と飛翔体速度が決まっていれば検出器の大きさが飛行時間 t_M に対する条件を与える。検出器の半径を R_D とすると、

(2) 式より、

$$\begin{aligned}
 R_D &> vt_M \\
 &= (V_{sc} + u) t_M \\
 &= \left[V_{sc} \sqrt{M} + \sqrt{\frac{2kT}{m_p}} \right] A
 \end{aligned} \tag{13}$$

第1項は飛行時間の間に飛翔体速度で進む距離を示し、飛行時間の長い重い粒子ほど飛行距離が長いことがわかる。第2項は熱速度による速度分布の広がりを示すが、熱速度と飛行時間の積で表されるため、質量数が相殺されて、粒子の種類によらず一定となる。従ってこの関係から飛行時間の上限が決められる。飛翔体速度 V_{sc} を3km/s、 R_D は20mm、 M_{max} を32（酸素分子）とすると、外圍温度1000Kのとき u は720m/sであるから $t_M < 5.4 \mu \text{ sec}$ となる。

2) 位置分解と温度観測

温度が ΔT 変化したときの熱速度の変化 Δu は、

$$\begin{aligned}
 \Delta u &= \left[\frac{2k(T+\Delta T)}{m} \right]^{1/2} - \left[\frac{2kT}{m} \right]^{1/2} \\
 &\approx \frac{\Delta T}{2T} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \\
 &= \frac{\Delta T}{2T} u
 \end{aligned} \tag{14}$$

であるから検出器上の分布の変化 ΔR_u は、

$$\begin{aligned}
 \Delta R_u &= t_M \Delta u \\
 &= t_M \frac{\Delta T}{2T} u
 \end{aligned} \tag{15}$$

位置分解能はこれよりも小さい値が要求される。また誤差の値もこれより小さくなる必要がある。飛行距離のばらつきはTOFの誤差 $\delta = \delta_a + \delta_{\Delta H}$ と電離パルスの時間幅 δ_p 、電離部の水平方向の幅（ビーム径） ϕ_b から生じる。各々を、 ΔR_t 、 ΔR_p 、 ΔR_b とすると(2)式より、

$$\begin{aligned}
\Delta R_t &= v\delta \\
\Delta R_p &= v\delta_p \\
\Delta R_b &= \phi_b
\end{aligned} \tag{16}$$

この関係を t_M を用いた表すと、

$$\frac{\Delta T}{2T} > \frac{v}{u} \left(\frac{\delta}{t_M} + \frac{\delta_p}{t_M} \right) + \frac{\phi_b}{ut_M} \tag{17}$$

以上より、飛行時間を長くするとほど分解能が良くなることがわかる。逆に飛翔体速度が大きいほど温度の観測が難しい。図3の例の $\Delta H=5\text{mm}$ 、 $\alpha=5^\circ$ の場合、 δ/t_M はおよそ0.03、 $v/u=1+V_{SC}/u$ は2~4、 δ_p は数100nsecであるから δ_p/t_M は0.02程度になる。第2項は、 u が1000m/s、 t_M が数 μsec 、実現可能なビーム径 ϕ_b は1mm程度であるから、 $\phi_b/ut_M \approx 1$ となって無視できない。しかし電子ビームの形状がわかっているならば、検出位置の分布に対する影響を解析的に推測することができる。

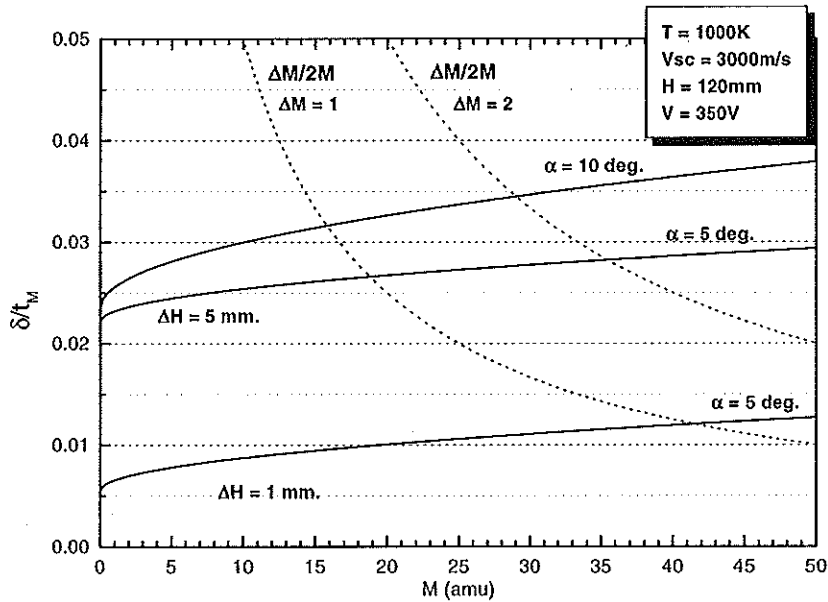


図3. TOF型中性ガス質量分析器における質量数Mの観測に対するTOFの誤差の関係

仮に一次元のMaxwell分布を考える。速度 v 、質量 m 、温度 T の粒子の分布関数は、

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left[-\frac{v^2}{u^2}\right] dv \tag{18}$$

である。検出位置を r 、電離点のビーム中心からのずれを r' とすると、分布関数は飛行時間 t_M を用いて、

$$f(r, r')dr = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT t_M^2}} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{t_M^2 u^2}\right] dr \tag{19}$$

と表せる、電離点に対するイオン化の度合いを表す関数を $g(r')$ とすると、検出位置の分布関数は、

$$f'(r) = \int g(r') f(r, r') dr' \quad (20)$$

となる、電子ビームが一様である（直径 ϕ_b ）とすると、 $g(r') = \sigma(-\phi_b/2 < r' < \phi_b/2)$ と表せるので、上の式は

$$\begin{aligned} f'(r) &= \sigma \int_{-\phi_b/2}^{\phi_b/2} f(r, r') dr' \\ &= \sigma \sqrt{\frac{m}{2\pi kT t_M^2}} \int_{-\phi_b/2}^{\phi_b/2} \exp\left\{-\frac{(r-r')^2}{t_M^2 u^2}\right\} dr' \end{aligned} \quad (21)$$

$L = t_M u$, $x = r/L$, $x' = r'/L$, 係数部分を C とおく、

$$\begin{aligned} f'(x) &= LC \int_{-\phi_b/2L}^{\phi_b/2L} \exp\left\{-(x-x')^2\right\} dx' \\ &= LC e^{-x^2} \int_{-\phi_b/2L}^{\phi_b/2L} \exp(-x'^2 + 2xx') dx' \\ &= LC e^{-x^2} \left\{ \frac{1}{2} e^{x^2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{\phi_b}{2L} - x\right) + \frac{1}{2} e^{x^2} \sqrt{\pi} \operatorname{erf}\left(\frac{\phi_b}{2L} + x\right) \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

これより、検出位置分布は電離源を点としたときの分布に、大括弧の中の関数で表される重みをもった分布になる、この関数はビームの太さがわかっていれば、決定できるので、もとの速度分布関数を推定することができる、

2.2.3 検出効率

イオン源に入射する粒子のフラックスは観測する領域の中性粒子の数密度、飛翔体速度、装置の軸方向の視野角と、イオン源の軸方向の大きさ（電子ビームの長さ）で決まる、イオン源でのイオン化効率は電子ビームの電流値、エネルギー、粒子の電離断面積によって決まる、従って検出される粒子のフラックスは視野角 α を決めることとビームの電流値をコントロールすることによって決められる、飛翔体周辺の中性粒子の分布をマックスウェル分布であると仮定したとき、飛翔体から見た、質量 m 、速度 v の粒子の数密度 n_M は以下のように表される、

$$\begin{aligned} n_M(v, \phi, \theta) &= \\ n_{M0} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{(v \cos \theta \cos \phi - V_{SC})^2 + (v \cos \theta \sin \phi)^2 + v^2 \sin^2 \theta}{u^2} \right\} v^2 dv d\theta d\phi \cos \theta \end{aligned} \quad (23)$$

ここで n_{M0} は粒子 m の数密度である、電子ビームの直径は ϕ_b 、長さは ΔH であるから、これを通る粒子のフラックス f_M は、

$$f_M = n_M v \Delta H \phi_b \cos \theta \quad (24)$$

ここでイオン化効率は、電子ビームのフラックス $n_e v_e$ を電離断面積 σ_m の粒子が速度 v 、入射角 θ で横切の場合について考える。電子ビームの断面を一辺が ϕ_b の正方形で近似すると、この粒子のイオン化の確率は $n_e v_e \sigma_m \phi_b / (v \cos \theta)$ である。従ってイオン源を通過する中性粒子のイオン化効率 q_M は、

$$\begin{aligned} q_M &= \frac{n_e v_e \sigma_M \phi_b}{v \cos \theta} f_M \\ &= n_e v_e \sigma_M \phi_b^2 n_M \Delta H \\ &= \frac{i \Delta H}{e} \sigma_M n_M \end{aligned} \quad (25)$$

(i は電子ビームの電流)。検出効率を上げるためにはビーム電流、視野角 α 、ビームの長さ ΔH を大きくとる。しかし前述したように視野角、ビームの長さを大きくすると TOF の誤差が大きくなる。またビーム電流を増やすと空間電荷効果によってビーム径が大きくなり、位置検出精度が悪くなる。

2.2.4 メッシュ電極のスイッチングと放置時間

我々が考案した方法はイオン源の下にメッシュをおき、この電位をゼロから適当な負電位に切替え、この時点から TOF の計測を開始する方法である。これには以下の 3 つの利点がある。

1) 加速領域の電界と電子ビームとの干渉の回避

イオンを加速するためにメッシュ下部の空間には常に上向きの電界をかけてあるが、電子ビームは装置の上部においた電子銃から下に向けて電子を照射する。メッシュがなく電子ビームのコレクタだけがあるような構造では、イオン源部分と加速空間の電界が逆の方向になって電場が乱れる。イオン源近くではイオンのエネルギーが低いいためこの影響を受け軌道が著しく乱される。ところが中心部分に電子ビームのコレクタを設けたメッシュを設置し、電離パルスの間、電位をゼロに保つと、メッシュ下部からの電位の影響を防ぎ、上部の空間に電界を作らないで済む。電離パルスの後メッシュに瞬間的に電位を与えることで、装置の上部から検出器まで一様な電界をつくることができる。

一方、メッシュ電位切替の立ち下がりの速さが TOF 計測開始の精度を決めるため、あまり高い電圧のスイッチングはできない。従ってこのことが加速電圧 V の上限を決めることになる。

2) 放置時間による検出器上の分布の拡大

メッシュの電位をスイッチングすることを利用して検出器上の分布を拡大して観測精度を上げることも可能である。電離パルスの後、メッシュに負電位を与えるまで一定の放置時間を設ける。するとこの間イオン化された入射粒子は入射時の速度のまま水平方向に飛行する。放置時間を T_d とすると飛行距離は、

$$r_M = v(T_d + t_M) \quad (26)$$

となる。速度分布を表す検出器上の広がり、 Δ_r は、

$$\Delta_r = u(T_d + t_M) \quad (27)$$

であるから T_d によって位置分布が容易に拡大できることがわかる。ただし(26)式からわかるように放置時間によって電離点からの飛行距離も長くなるため検出器の大きさからの制限を受ける。

3) TOFの誤差の低減

以上まで加速領域に一樣な電界を用いると述べてきたが、メッシュ電極に与える電位を、一樣電界の形成に必要な負電位よりもさらに低い値にすると、イオン源の長さ ΔH による TOF の誤差を小さくできる。メッシュ電位を低くするとメッシュの上部の電界が下部よりも強くなる。イオン源の上のほうで電離された粒子が、下で電離された粒子よりも長い距離で加速を受けるため、メッシュの直下での速度が大きくなる。このことは飛行時間が小さくなるセンスに働く。下方で電離されたものは逆に飛行距離が短いわけであるからその分飛行時間は小さい。従って両者の飛行時間の差が最も小さくなるような電位配分が存在する。図4に加速電圧 V を -350V 、加速距離 H を 12cm としたときの、メッシュ電位に対する電離点の空間的広がり起因する飛行時間のばらつきの例を示した。この場合一樣な電界を想定するとメッシュの電位は -14.6V であるがそれより電位の低い -16.3V では誤差が飛行時間 (H^+ の場合で $3.6\mu\text{sec}$) に対して最小の 0.6% となっている。

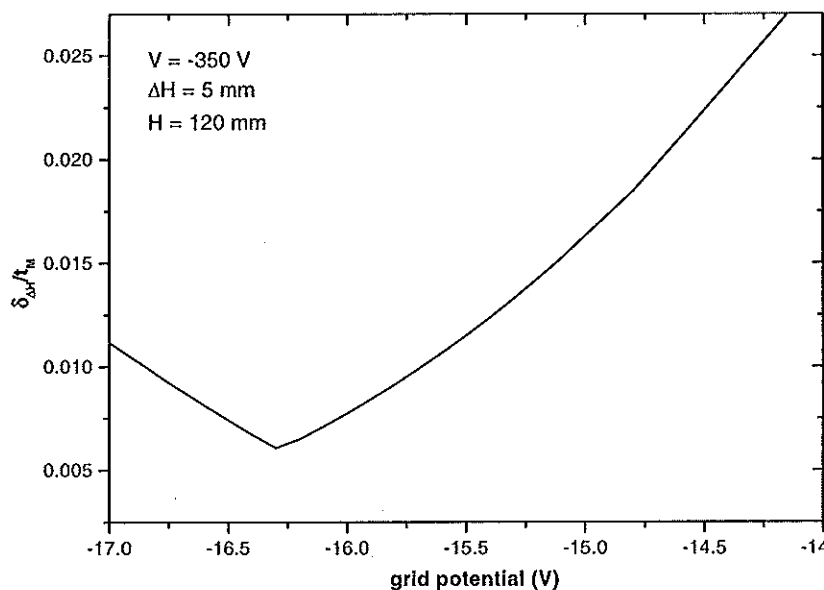


図4. イオン加速用メッシュ電極の電位とTOFの誤差の関係

3. 実験による研究

3.1 イオン源

前述したように位置精度を確保するために電子ビームは細いものである必要がある。なおかつ計測効率をあげるためにはイオン化の断面積が最大となるエネルギーで、電流密度がなるべく大きいビームがのぞましい。電離断面積は一般に電子のエネルギーが 100eV 程度のとき最大になるが、エネルギーが高いと多価イオンの形成、分子の解離が同時に起こるようになる。従ってビームエネルギーが $50\text{eV} \sim 70\text{eV}$ 程度が適当であると判断した。一

方、このエネルギーでは電子ビーム自身が作る空間電位のため電子ビームの収束が妨げられる可能性がある。計算上は $100\mu\text{A}$ 以下の電流では直径 1mm の電子ビームが可能であるので、この問題は実験的に検討していくこととした。

3.1.1 電子銃

今回の実験ではレンズ系が組み付けてあり取り扱いが簡単な既成のブラウン管用電子銃アセンブリの一部を使用した。東芝ホクト電子株式会社製のブラウン管用電子銃 (FM340AMQ(C)-A,GN) で酸化物陰極を電子源とする。酸化物陰極は大気にさらすと劣化し、注意を要するが比較的電流量を確保しやすい。

図5に使用した電子銃の模式図を示す。カソードに -70V 程度の電位を与え、Grid.1にカソードより数V高い電位を与えて電子ビームを引き出し、Grid.2の電位をカソード電位の前後に振ることで電子ビームのスイッチング制御を行った。電子ビームはセンサー筐体に設置された電極 (Base electrode) に設けた 1mm ϕ のスリットを通過してアノードに到達する。

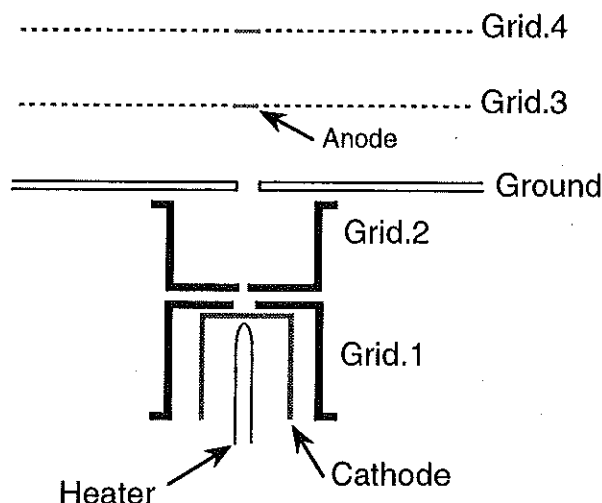


図5. 電子銃とイオン源の模式図

3.1.2 電子銃静特性

図6にフィラメントに供給する電力を変化させたときの、カソードから放出される電子電流と、図5で示した各電極に流れ込む電子電流を示す。このときカソード、Grid.1、Grid.2の電位はそれぞれ -70V 、 -66V 、 -62V として電子ビームを引き出すようにしている。実験時の真空度は $8 \times 10^{-8}\text{torr}$ である。カソードからのエミッション電流は数mA出ているが、ほとんどがGrid.1に流れ込んでおり、イオン化ビームとして使われる電流（この場合Grid.3への電流）は数 μA である。フィラメント電力が 0.7W 以上になるとGrid.2を通り抜けてアノードに達する電流量はあまり変化しない。これは放出源付近で、空間電荷効果によって電子が広がっているためと考えられる。

図7は真空度を変えていったときのエミッション電流の変化で真空度が $8 \times 10^{-8}\text{torr} \sim 5 \times 10^{-5}\text{torr}$ の範囲でエミッション電流が $1.45\text{mA} \sim 0.5\text{mA}$ まで変化している。これは酸素ガス分圧が高くなると陰極が劣化するためと考えられる。

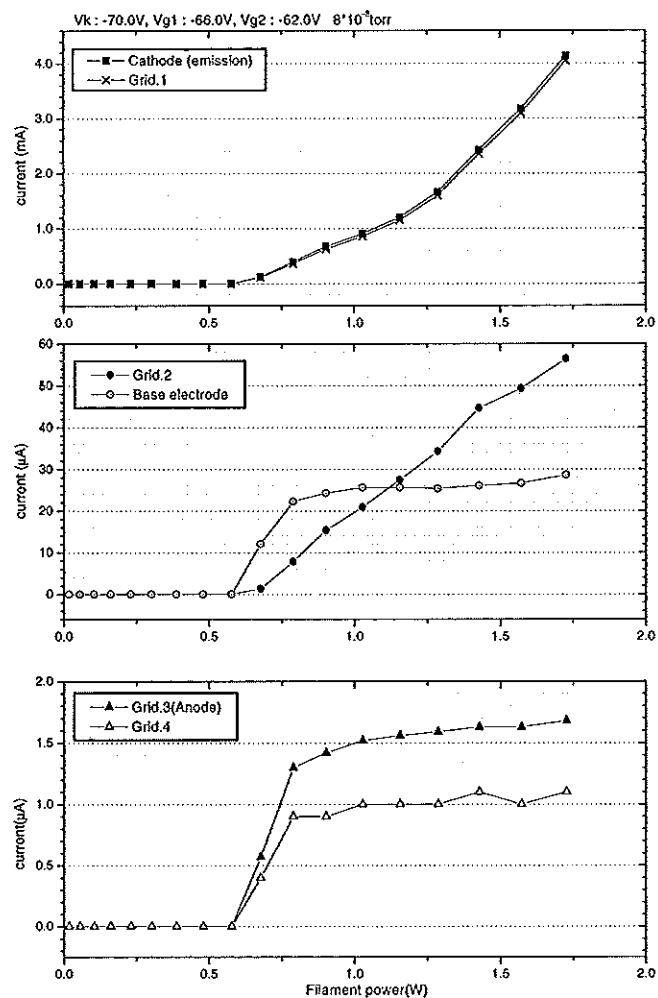


図6. ヒーター電力に対する電子銃の静特性

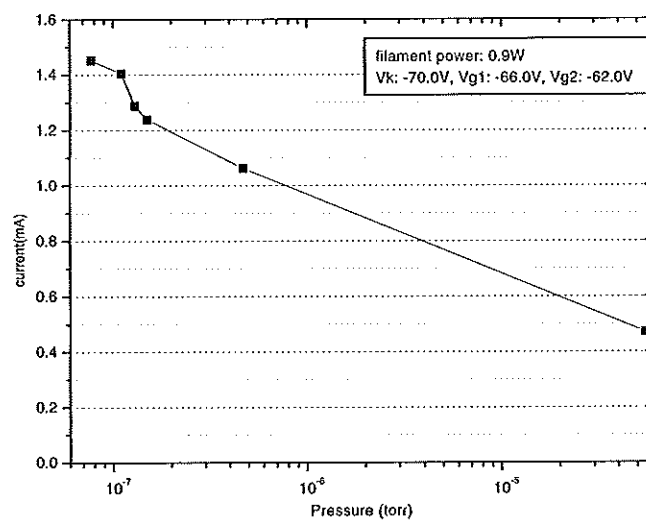


図7. 真空度に対する電子銃のエミッション特性

3.1.3 電子銃のスイッチング制御

飛行時間の計測を行うためには電子ビームのオンとオフの制御が高速に確実にできることが重要である。

図8(a)にカソードからの電子の軌道を計算した結果を示す。カソードに -70V 、Grid.1に -66V 、Grid.2に -62V を加え、電子を引き出してビームがオンの状態になっている。電位計算は軸対称に行い、電子の軌道は紙面を含む平面内に、カソードの中心から、 5° 間隔で全方向に 0.2eV の電子を放出したとして計算した。この結果では電子の大部分がGrid.1に流れ込んでいるがGrid.2以降では良く収束してアノードに到達する。図8(b)ではGrid.2の電位を下げて電子を追い返してビームをオフにした状態である。以上の計算結果からはGrid.2の電位を数Vカソードの対して上下すればビームのスイッチングができると予想される。

実際にイオン加速部と検出部を含むセンサーに電子銃を組み込み(図9)、Grid.2に与える電位を直流的に制御した時のそれぞれの電極に流れ込む電子電流と、パルス制御の際にイオン化された粒子の検出器でのカウント数を調べた。イオン化された粒子は上下のメッシュ電極とリング電極の作る電界によって加速され、検出部のMCP(Micro channel plate: 電子倍增装置)に到達するようになっている。図10はカソード電位に対してGrid.2の電位(V_{g2})を変化させたときの、Grid.3に流れ込む電流である。実験時の真空度は $5 \times 10^{-8}\text{ torr}$ であった。Grid.3電流(電離電流)はイオン化ビームとなる部分で、Grid.2に印可する電圧がカソードに対して -2V でビーム電流が0となり、ビームエネルギーによらず 10V で $1\mu\text{A}$ 得られることがわかる。図11はGrid.2に継続時間 50ns のパルスを $40\mu\text{s}$ で繰り返し印可して電子ビームのパルス特性を調べたものである。図に示した V_{g2} の値に重畳するパルス電圧を変化させ、イオンのカウントを計測した。横軸はパルス印可時のカソードに対するGrid.2の電位差である。電子ビームの電流を直接測定することは困難であったため、直接電流量としては計測していない。イオン検出器で検出したイオン数の変化からほぼ静特性と同じ特性が得られていることがわかる。

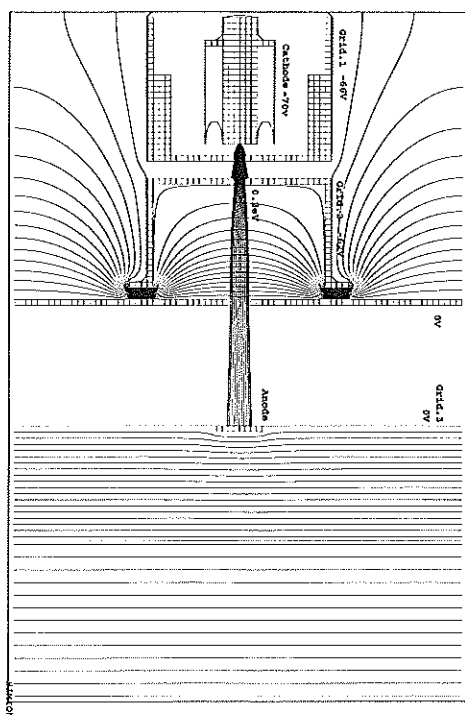


図8(a). 電子銃から放出される電子の軌道
(ビームオン)

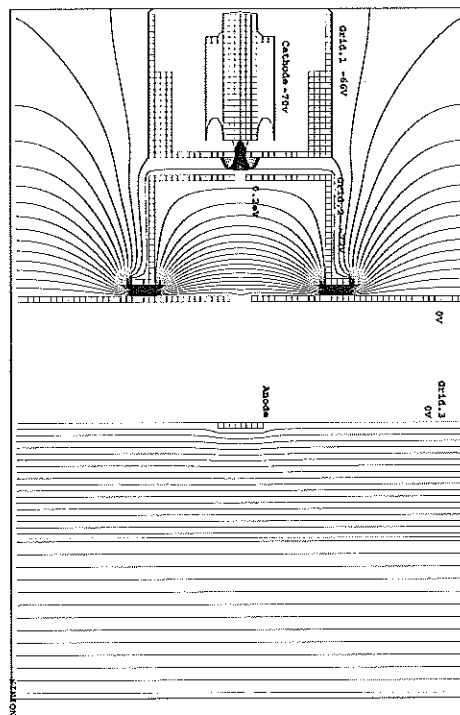


図8(b). 電子銃から放出される電子の軌道
(ビームオフ)

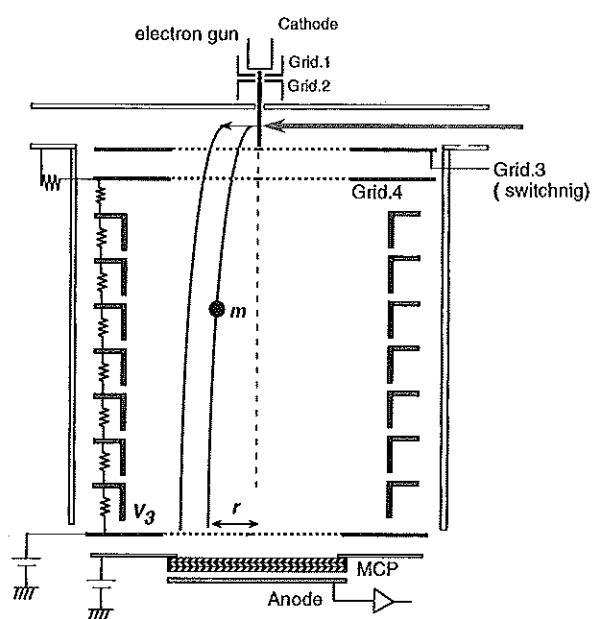


図9. 電子銃スイッチング制御試験構成

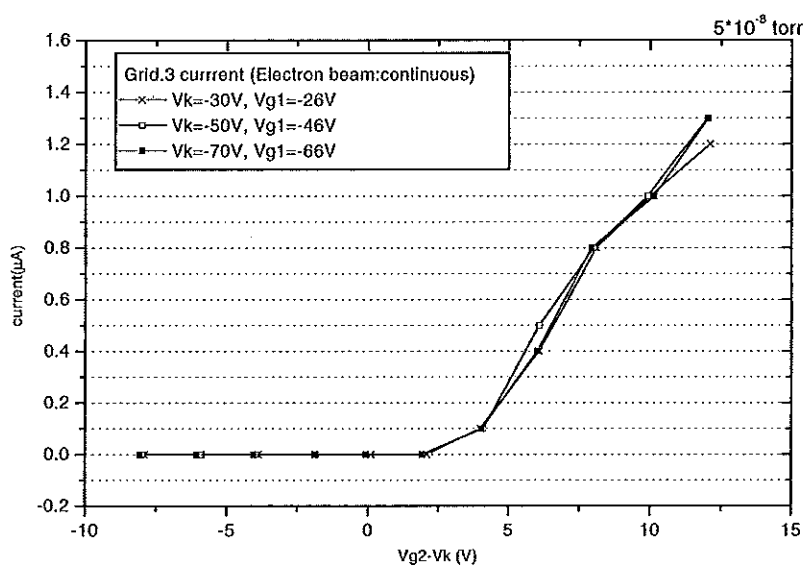


図10. Grid.2電圧に対するアノード電流

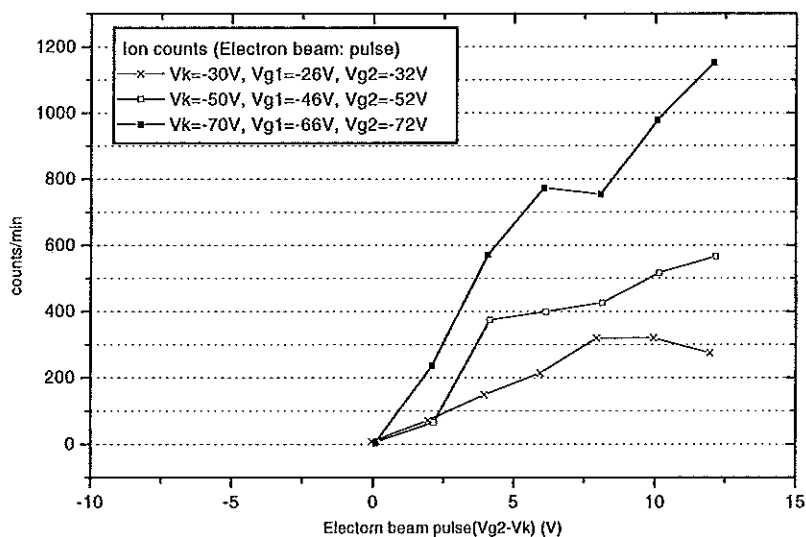


図11. 電子ビームパルス電圧に対する検出器のイオンカウント

3.1.4 ビームプロファイル

アノードの位置に蛍光粉末 (ZnB:Cu) を塗ったガラスを置き電子ビームの形状を調べた。ガラスの蛍光粉末を塗布する面にはステンレス製のメッシュを置き、チャージアップするのを防いでいる。図12はカソードに-70V、Grid.1に-66V、Grid.2に-52Vを与えた場合と-62Vを与えた場合を撮影したものである。Grid.2に-52Vを与えた場合のほうが-62Vの場合よりビームが広がっている。以下の実験ではGrid.2に-62Vのパルス電位を与えたが、この値でもビーム幅が2.5mm ϕ 程度に広がっている。しかしこれ以上電位を小さくするとビーム電流が十分に得られないことなどからこの値を用いることとした。今後ビーム径を細くするための工夫が必要であるが、さし当たっては現状を考慮にいて実験結果を解釈することにする。

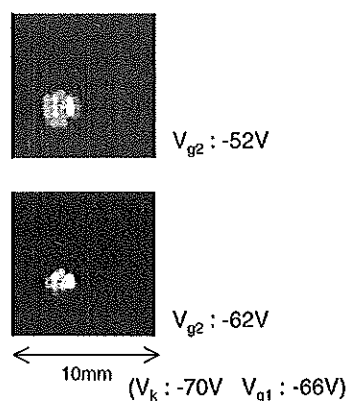


図12. Grid.2の電圧に対する電子ビーム径の変化

3.2 飛行時間測定試験

この実験の目的は、電子ビームでパルスの生成されるイオンが計算から予想される飛行時間で検出できるかどうかを調べることである。言い換えれば飛行時間型の質量分析器の基本特性を確かめることである。

3.2.1 実験構成

本装置をAr、He、H₂などの既知の試料ガス導入可能な真空チャンバーの内部に取り付け、装置の各部への制御信号の供給はチャンバー外部に設置したパルス発生器等で行い、イオン検出器等からの高速信号は検出部の近くに取り付けた増幅器でいったん増幅した後チャンバー外に取り出して飛行時間測定を行った。使用した装置の概要と主要な制御信号のタイミングチャートを図13に示す。試験で用いた主な定数は以下のとおりである。

電子ビームのオン時間	50nsec
繰り返し時間	40 μ sec
放置時間	0~3 μ sec
積分回数	150万回

また飛行時間計測のスタート信号には電子ビームのオン信号を、ストップ信号にはMCPの後段に設けたメッシュ上の電極に流れる電流を用いた。

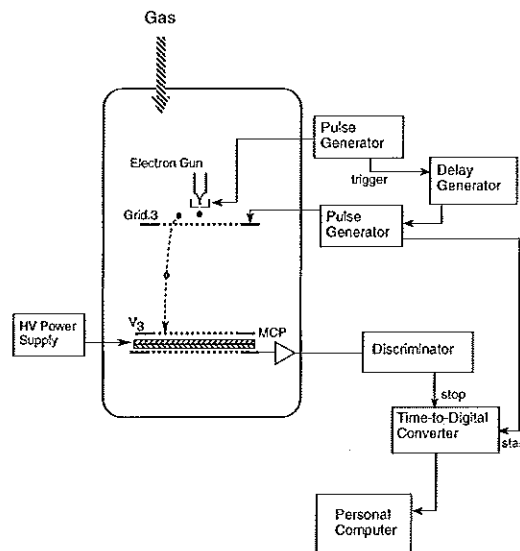


図13(a). 飛行時間測定試験実験構成

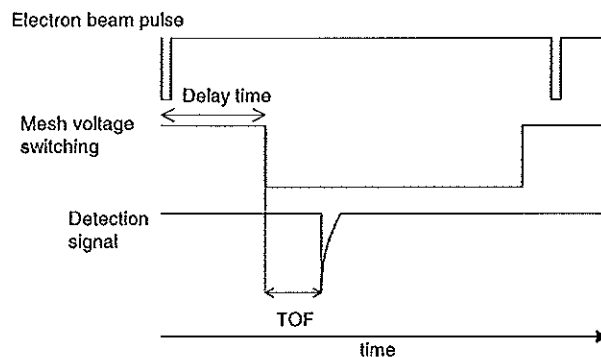


図13(b). 飛行時間測定試験タイムチャート

3.2.2 飛行時間測定によるマスペクトルの取得

図14(a)はArガスを真空チャンバーに導入し真空度を 1.5×10^{-6} torrに保って行った実験で得られた飛行時間(TOF)分布である。このとき分析部の電界は一様電界72V/cmを与えた。最下部のメッシュに与える加速電圧(V_3)は-800V、Grid.3は、-40.8Vとした。図14(b)は実験時に同時に計った四重極質量分析計の測定値をもとに飛行時間の分布を計算した結果である。電離点の空間的広がり、電離された粒子の速度はMaxwell分布を仮定して、電離点、初速度に応じた粒子の飛行時間を計算しその分布を求めたもので、四重極質量分析計で得られた組成比をパラメータとして用いた。

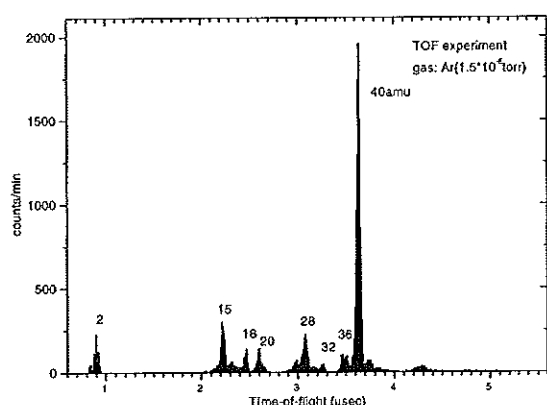


図14(a). 飛行時間測定試験で得られたTOF分布

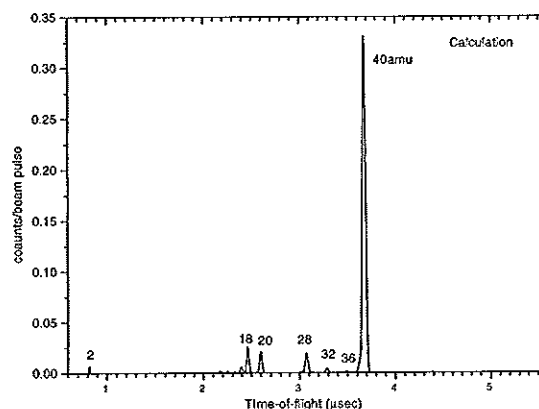


図14(b). モデル計算によって予測されたTOF分布

二つを比較すると分布の形は良く似ており飛行時間の分布は正しいマスペクトルを表しているといえる。

図14より、導入したArガスの他に残留ガスである N_2 、 O_2 、 H_2O 、 N 、 O が存在しているのがわかる。質量数20のピークは Ar^{2+} と考えられる。これらの主なピークは四重極質量分析計の測定結果とほぼ一致する。飛行時間の結果で質量数15に相当する成分が比較的高いピークを示している点が計算と異なっている。このピークが CH_3^+ を表しているとする、装置の洗浄に使用した有機溶剤が脱ガスとして検出されているとも考えられる。

3.2.3 電離効率

カソードの電位を変えて電子ビームのエネルギーによる電離効率の違いが測定にどう現れるかを調べ、質量分析の妥当性を検討した。

図15はビームエネルギー30eV、50eV、70eVにおける飛行時間分布である。実験はArガスを真空チャンバーに導入し真空度を 1.0×10^{-6} torrに保って行った。質量数20(Ar^{2+})のピークがビームエネルギーとともに高くなっているのがわかる。このことから予測どおりビームエネルギーを高くすると多価イオンの生成率が上がっていることが期待できる。質量数20が Ar^{2+} を示すことを確認するために質量数20の質量数40に対するカウント数の比をビームエネルギー毎に調べてみた。図16(a)にその結果を示す。

質量数20のピークが Ar^{2+} であるとする、質量数20と40のイオンの係数率の比は電子衝撃によってArからできる Ar^{2+} と Ar^+ との電離断面積の比となる。このため図16(a)には過去の電離断面積の研究結果 [Nagy et al., 1980など] を同時に示してある(図中の点線)。両者は傾向として良く合っており、質量数20のピークは Ar^{2+} を表していることが確認できた。

同様に質量数36のピークが Ar_{40} の同位体である Ar_{36} を示しているか確認するために質量数36のカウント数の質量数40のカウント数に対する比を調べたのが図16(b)である。質量数36のピークが Ar_{40} の同位体である Ar_{36} を示しているとする、これらの係数率の比はビームエネルギーによらず一定の同位体比になるはずである。しかし図

16(b)に示すように質量数36と40の係数率の比はArの同位体比よりはるかに大きく、またビームエネルギーとともに大きくなっている。従って質量数36のピークは Ar_{36} ではなく別のものを示していることがわかる。残念ながら現在までのところ、質量数36のピークを示す物質の同定はできていない。

図16(c)(d)は同様のことを N_2^+ 、 O_2^+ に関して調べたもので、 N_2^+ 、 Ar^+ の係数率をそれぞれ $C_{\text{N}_2^+}$ 、 C_{Ar^+} とすると、

$$C_{\text{N}_2^+}/C_{\text{Ar}^+} = (N_{\text{N}_2^+}/N_{\text{Ar}^+})(\sigma_{\text{N}_2^+}/\sigma_{\text{Ar}^+})$$

と示される($N_{\text{N}_2^+}$ 、 N_{Ar^+} は粒子密度、 $\sigma_{\text{N}_2^+}$ 、 σ_{Ar^+} は電離断面積を表す)。この事からわかるように実験中に真空チャンバー内の組成比の変化がなかったとすれば計数率の比は、あるビームエネルギーでの係数率の比で規格化すれば電離断面積のみの比として表せることとなる。 N_2^+ 、 O_2^+ のTOF分布は文献[Mark,1975, Halas and Adamczyk,1972]の値とよく合っており、測定された質量数28、32のピークは各々 N_2^+ 、 O_2^+ を示していると考えられる。文献の値との違いに関しては CO 、 CO_2 等からの混入による影響を受けているものと思われる。

以上の結果から Ar^+ の計数率に対する Ar^{2+} 、 N_2^+ 、 O_2^+ の比は過去の研究で得られた電離断面積のデータと矛盾しないことがわかり、飛行時間による質量分析が基本的に可能であることが示された。

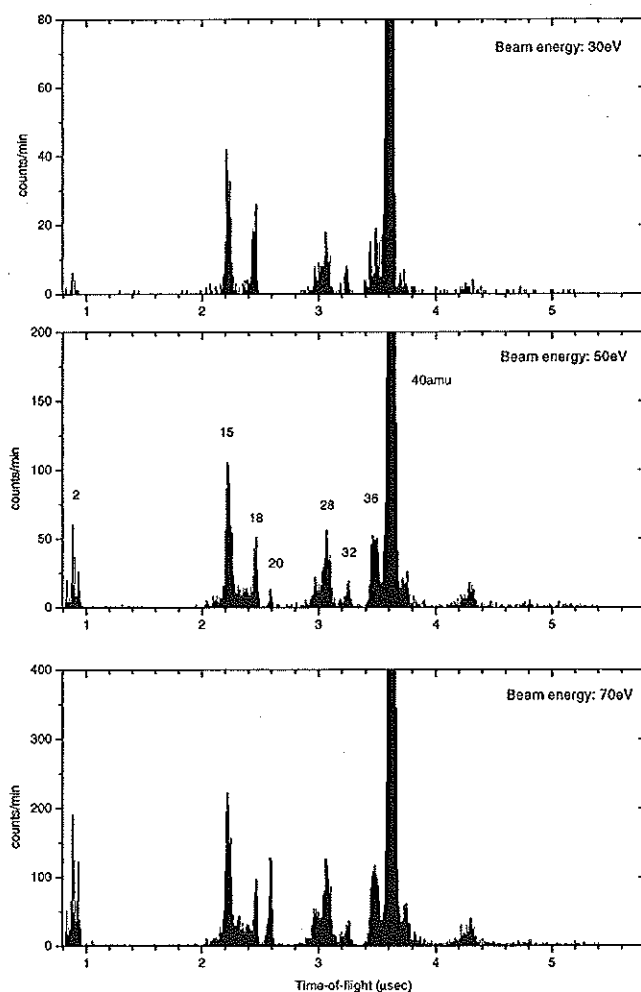


図15. 電子ビームエネルギーを変えたときの飛行時間分布

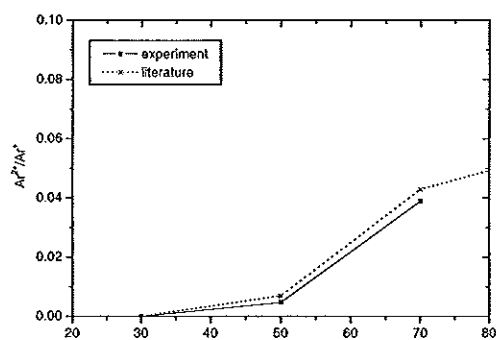


図16(a). 電子ビームエネルギーを変化させたときの
Ar+に対する質量数20のイオンの計数率の比

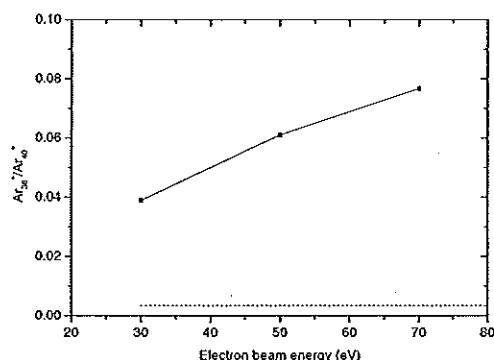


図16(b). 質量数36

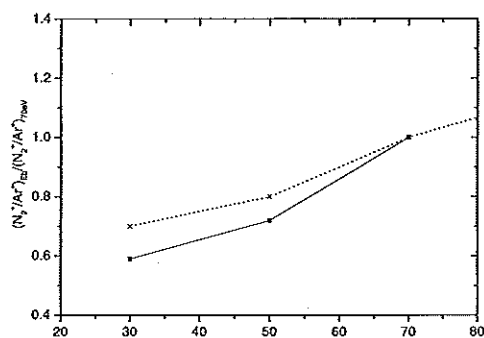


図16(c). 質量数28

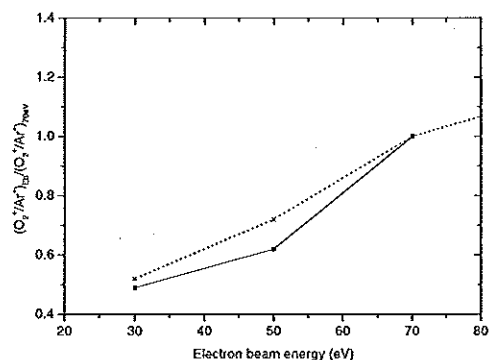


図16(d). 質量数32

3.3 位置検出試験

3.3.1 CCDを用いた位置検出システム

位置検出にはMCPの後段に蛍光体を設け、CCDカメラと組み合わせた方法を採用した。我々が使用している検出システムでは、MCPに印加する高電圧を高速でスイッチングして、ある時間幅（ゲート幅）だけオンにすることにより特定の飛行時間をもつ粒子のみの位置検出を行い速度分布の情報を得る。通常の二次元位置検出アノードはMCPから出力された電子の受かった場所に応じて4つの出力に電荷が分配され、この電荷の比によって位置を検出するため、一度に複数の測定粒子の位置を検出することはできない。したがって、二次元位置検出アノードを用いて観測を行うためには、粒子密度の大きい低高度では電子ビームの電流量をしばってイオン化効率を低くし、高々度では計数率をあげるために電流を増加させなければならない。このため計測のサイクルで計数率の上限が決まってしまう。また、1カウント毎にデータを読み出さなければならないので一回の計測にかかる時間にも限界がある。一方、CCDは電荷を蓄積することができるので、特定の飛行時間の粒子について一定回数繰り返し計測してから読み出しを行えば、その粒子種について検出位置の分布をイメージとして観測することができる。この方法を用いる利点は、観測対象となる上層大気の粒子密度のダイナミックな高度変化に対応できる点とデータの読み出しが高速にできる点である。CCDを使った計測ではイオン化される粒子数は多くても問題にはならず、粒子密度に応じて蓄積時間を変化させれば良いわけである。粒子密度が小さい場合は蓄積時間を長くすることで感度を上げられるので微量な成分の観測も期待できる。

本実験は、MCPの高電圧スイッチングがうまくいくかどうか、ゲート操作によって質量分離が可能か、また、検出位置の分布が電離された粒子の熱的な速度分布を表せるかどうかを確かめるために行った。

3.3.2 実験の構成

実験の目的のため、まず、飛行時間測定ではっきりピークが現れ、且つ質量が近接する粒子の干渉が少なかったHeガスを真空チャンバーに導入して測定を行うことにした。装置構成の概要と計測のタイムチャートを図17に示す。MCPと蛍光面を含む検出部はICF203フランジに組み付けてあり、真空チャンバーに取り付けるようになっている。イオン源とイオン加速部は飛行時間測定に用いたものを使用した。レンズ系、CCDカメラ、MCPコントローラなどはチャンバーの外部に設置してある。実験は以下の定数で行った。

電子ビームのオン時間	50nsec
MCPゲート幅	100nsec~400nsec
繰り返し時間	120 μ sec
加速開始までの放置時間	0.2 μ sec
積分回数	250万回~500万回

MCPスイッチングは、時間幅100nsecのゲートトリガ信号に対して立ち上がりが20nsecで-400V~-900Vで実現できる。

CCDの画素数は512×512で電荷量を14bitで出力する。撮像する範囲は一辺がMCP径40mmと一致するようにカメラを調節した。

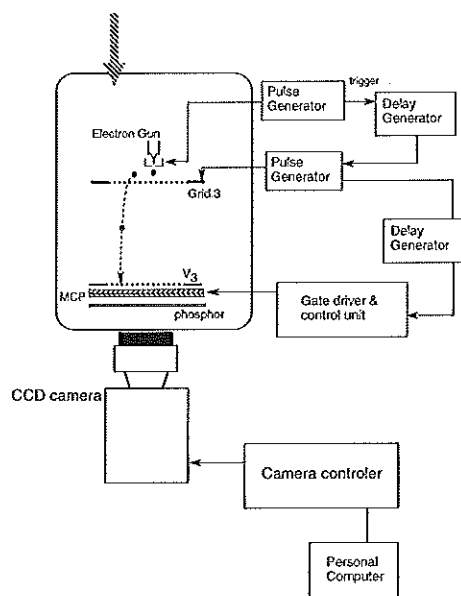


図17(a). 位置検出試験実験構成

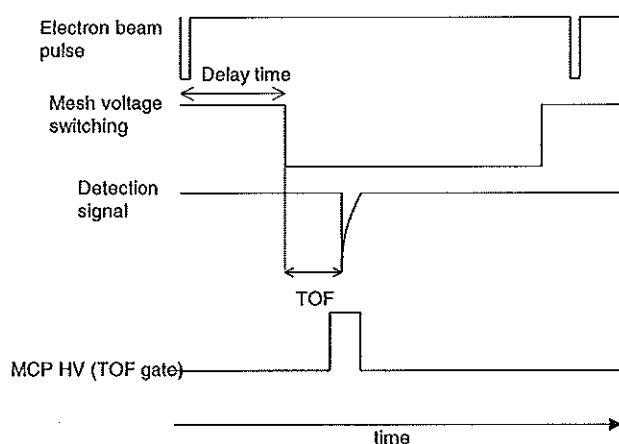


図17(b). 位置検出試験タイムチャート

3.3.3 位置検出結果

図18(a)は幅400nsecのゲートをかけて撮像した検出位置の分布である。0.8 μ s \sim 1.2 μ sの飛行時間と2.8 μ s \sim 3.2 μ sの飛行時間に像が得られた。これは質量数4のHe⁺と質量数28のN₂⁺の飛行時間に相当する。飛行時間分布でピークのある時間に像が得られていることから、MCPのゲート操作で質量分解ができることが確認できた。図18(b)は2 μ sの放置時間を与えて同様に計測したもので図18(a)と同様にTOFスタートから0.8 μ s \sim 1.2 μ sと2.8 μ s \sim 3.2 μ sの飛行時間に像が得られ、これらも飛行時間からHe⁺とN₂⁺の分布だと考えられる。図18(a)の放置時間のないとき、二つの像の分布の大きさは同じである。このときは(22)式でT_d=0の場合に相当する。従って検出位置の広がりも飛行時間と最確速度の積で表される。

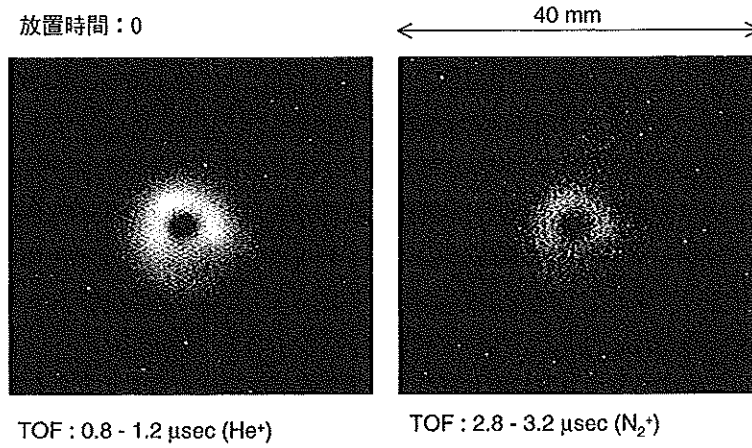


図18(a). イオン検出位置分布（放置時間：0）

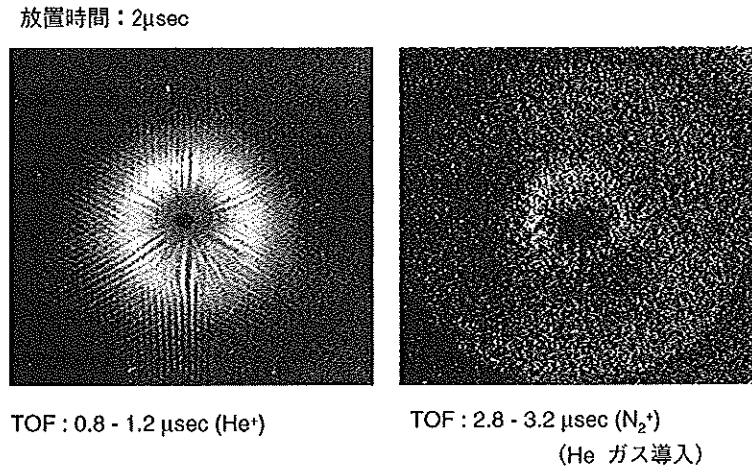


図18(b). イオン検出位置分布（放置時間：2 μ sec）

$$\begin{aligned}
 \Delta_r &= ut_M \\
 &= \sqrt{\frac{2kT}{m} \frac{2mH}{eE}} \\
 &= \sqrt{\frac{4kTH}{eE}}
 \end{aligned} \tag{28}$$

これより、両者に含まれる質量の項は相殺されるから、異なる質量の粒子の検出器上の分布の大きさが同じになることが示される。図18(a)と比較すると放置時間の後では He^+ も N_2^+ も分布が広がっており、放置時間の間に熱速度で分布が広がったと理解できる。また図18(a)では He^+ の分布より N_2^+ の分布の広がり方が小さい。これは放置時間を含むとき、その間の飛行距離は速度と放置時間の積であるから、質量が軽く速度大きい成分の多い粒子種のほうが広い範囲に分布するためであると説明できる。これらの結果より、位置検出法によって中性粒子の熱的な速度の振る舞いを観測できることが示された。

3.3.4 電離点の広がり温度測定

実験で得た検出位置分布はリング状で、放置時間につれて大きくなっている。図19(a)に He^+ の放置時間0と $2\mu\text{s}$ の場合の、一次元の検出位置発光強度分布を示した。これより放置時間につれてリングが外側に広がっているのわかる。この分布の仕方を理解するためには、アノードの大きさと電子ビームの太さの効果を考慮する必要がある。

まずアノードの大きさだけを考え、電離は点で起こると仮定する。ビームパルスの後メッシュ電極の電位を変え、生成されたイオンを検出器へ加速するとき、アノードの上にあったイオンはアノードに遮られて検出器に到達しない。到達するイオンは電離点からアノードの外側まで飛行したものであり、ある速度より遅い粒子は検出されないことが予想される。従って検出器に到達する粒子の中で最も速度の小さい成分 v_{\min} は、電子ビームのパルス幅と放置時間の和を Δt 、アノードの半径を R_a とすると、 $v_{\min} = R_a / \Delta t$ と表される。検出器への到達位置分布はこの v_{\min} で表される位置 $r_{\min} = v_{\min} \times \text{TOF}$ より外側に広がったリング状の分布になる。このとき Δt が小さいほど v_{\min} が大きくなり、もともとの速度分布の速い成分しか観測されないことがわかる。以上のようにアノードの大きさのみ考えたとき、放置時間の長いほうが v_{\min} が小さいから、リングの内側の半径は小さくなるはずである。またこれより内側で検出される粒子はないはずなので、内側の強度分布はピークからすぐにノイズレベルまで落ちることが予想される。しかし、図19(a)の実験結果はそうになっていない。このことは電子ビームの空間的広がりによる効果であると考えられる。電子ビームがアノードに対して無視できない程度に広がっているとすると、加速開始時点でアノードからある距離にある点の粒子の速度は、電離点とその点に対し近いものほど遅く、遠くで電離されたものほど速くなる。アノードの外側に来る粒子の分布関数は電離点によって決まる最低速度以上の分布関数の重ねあわせになる。このようにアノードの大きさとビーム径によって検出器上に現れる分布は異なったものになる。3.1.4で調べた通り、今回の実験に使用した電子ビームは $2\text{mm} \phi \sim 2.5\text{mm} \phi$ に広がっていたと思われる。この結果をもとに、アノードの大きさと電子ビーム径が有限の値を持つときの粒子の分布を計算により再現して、実験結果と比較検討した。

図19(b)にアノード径 $2\text{mm} \phi$ 、ビーム径 $2.5\text{mm} \phi$ 、気体の温度 300K を仮定し、放置時間0と $2\mu\text{sec}$ の場合の検出位置分布を計算した結果を示す。2つのピークが放置時間と共に広がって行く点が図19(a)の実験結果と一致する。

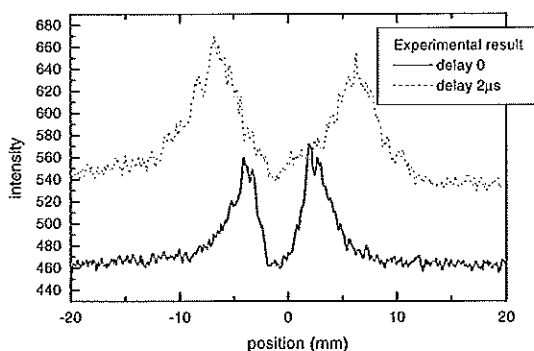


図19(a). He^+ イオン検出位置分布強度プロファイル

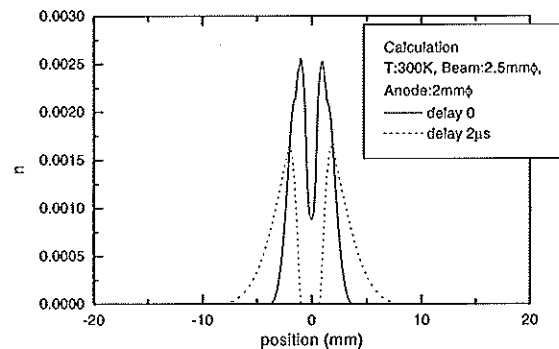


図19(b). アノード径 $2\text{mm} \phi$ 、ビーム径 $2.5\text{mm} \phi$ 、気体の温度 300K を仮定したときの検出位置分布モデル

放置時間が0の場合に中心部分に粒子があるのは、ビーム径よりもアノード径を小さく仮定したため、アノードの外側でつくられた粒子のうち、中心向きの速度を持ったものの一部が検出器に到達しうるからである。しかし実験結果のほうが計算より分布が大きく広がっており、300Kの室温より高い温度を示しているように見える。次に検出位置分布から等方的な温度を求める、Maxwell分布は

$$f(v) = A \exp \left(-\frac{v^2}{u^2} \right) \quad (29)$$

と表され (A : 定数、 u : 熱速度)、両辺の対数をとると

$$\begin{aligned} \ln f(v) &= \ln A - \frac{v^2}{u^2} \\ &= \ln A - \frac{r^2}{(t_M + T_d)^2 u^2} \end{aligned} \quad (30)$$

となる (r : 検出位置、 t_M : 飛行時間、 T_d : 放置時間)。従って検出位置の2乗に対して検出強度の対数をプロットした直線の傾きから、気体の温度が求められる。前述のように放置時間が短いとき検出される粒子は、もとの速度分布より速い成分に偏った分布になっていると考えられる。このことを計算機での結果で確かめた。図20より放置時間を0とした場合を直線でフィッティングした結果、計算の際に用いた温度(300K)より高い値(549K)が得られた。放置時間を2 μ secとした方はもとの温度を再現していることが確かめられた。このことから、ある程度放置時間を与えることによってアノードの影響を取り除くことができることがわかる。同様に実験結果の検出強度分布から温度を求めてみると、放置時間の短い方が高い値になることが確かめられたものの、室温よりかなり高い温度を示す結果となった。

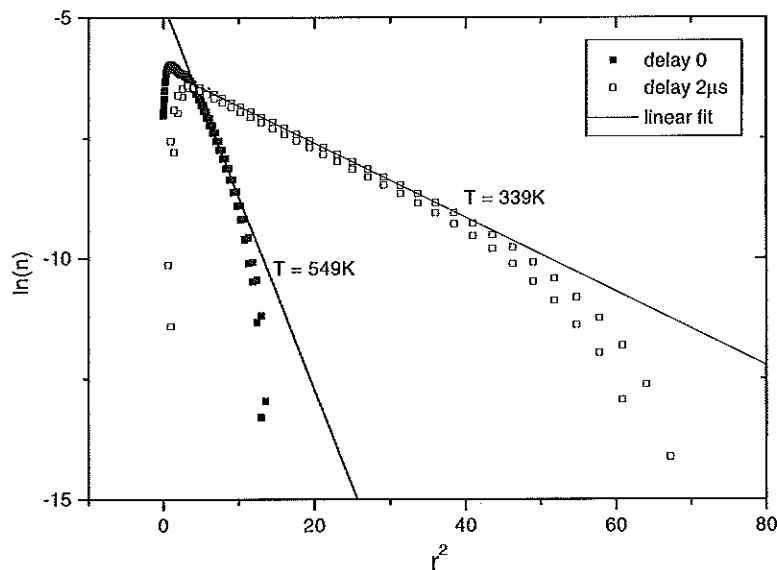


図20. 放置時間を変えたときに検出位置分布から得られる気体の温度 (モデル計算)

4. 今までの成果と今後の課題

飛行時間測定による質量分析試験では、同時に測定した四重極質量分析計の測定結果をもとに行ったモデル計算と比較した。 Ar^+ と Ar^{2+} 、 N_2^+ 、 O_2^+ などの計数率の比から電離断面積の比をいくつかの電子ビームエネルギーのもとで求め、過去の電離断面積のデータと比較した。この結果飛行時間測定で正しいマススペクトルが得られることが確認できた。位置検出試験では、飛行時間試験の結果とMCP高電圧のスイッチングによるゲートの時間、そのときの位置検出の分布強度を比較して、ゲート操作によって特定の飛行時間（質量）の粒子の検出位置分布が観測できることを確認した。放置時間と質量による検出位置の分布範囲の違いが、粒子の質量によって違う熱的な速度分布によって説明できることから、位置検出によって中性粒子の速度分布の観測を実現できることが確認された。

今回の実験で電子ビームが広がっていることによって検出位置の広がり方に影響があった。また本実験で使用した電子源はエミッション自体は数mAであるが電離電子ビームとして取り出せるのは数 μA であった。今後は電子銃のレンズ系を工夫するなどして改良し、数10～数100 μA の電流がとれ、収束の良い電離源を得たい。

今後この装置を衛星搭載用として完成させるために、流れのあるガスを導入した位置検出の較正実験をする必要がある。

参考文献

- [1] Dahl, D. A: SIMION 3D Version 6.0, *43rd ASMS Conference on Mass Spectrometry and Allied Topics*, Atlanta, Georgia, May 21-26 1995.
- [2] Halas, St. and B. Adamczyk: Cross sections for the production of N_2^+ , N^+ and N_2^{2+} from nitrogen by electrons in the energy range 16 - 600eV, *Int. J. Mass Spectrometry and Ion Phys.*, 10, 157, 1972.
- [3] Hunten, D. M., T. M. Donahue, J. C. G. Walker and J. F. Kasting: Escape of atmospheres and loss of water, in *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, edited by S. K. Atreya, J. B. Pollack, and M. S. Matthews, 386-422, Univ. of Ariz. Press, Tucson, 1989.
- [4] Kelleen, T. L. and R. G. Roble: Thermosphere dynamics: contributions from the First 5 Years of the Dynamics Explorer program, *Rev. Geophys.*, 26 (2), 329-367, 1988.
- [5] Mark, T. D. : Cross section of single and double ionization of N_2 and O_2 molecules by electron impact from threshold up to 170eV, *J. Chem. Phys.*, 63, 3731, 1975.
- [6] Mauersberger, K., M. J. Engebrestson, W. E. Potter, D. C. Kayser and A. O. Nier: Atomic nitrogen measurements in the upper atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 2 (8), 337-340, 1975.
- [7] Nagy, P., A. Skutlartz and V. Schmidt: Absolute ionization cross sections for electron impact in rare gases, *J. Phys. B*, 13, 1249, 1980.
- [8] Niemann, H. B., J. R. Booth, J. E. Cooley, R. E. Hartle, W. T. Kasprzak, N. W. Spencer, S. H. Way, D. M. Hunten and G. R. Carignan: Pioneer Venus Orbiter Neutral Gas Mass Spectrometer Experiment, *IEEE Transactions on Geosci. and Remote Sensing*, GE-18 (1), 60-65, 1980.
- [9] H. B. Niemann, D. N. Harpold, S. Feng, W. T. Kasprzak, S. H. Way, S. K. Atreya, B. Block, G. R. Carignan, T. M. Donahue, A. F. Nagy, S. W. Bougher, D. M. Hunten, T. C. Owen, S. J. Bauer, H. J. Hayakawa, T. Mukai, Y. N. Miura and N. Sugiura: The Planet - B neutral gas mass spectrometer, *Earth, planets and space*, 50 (9):785 - 792, 1998

- [10] Nier, A. O. and M. B. McElroy: Composition and structure of Mars' upper atmosphere: Results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, **82** (28), 4341-4349, 1977.
- [11] Nier, A. O., W. E. Potter, D. R. Hickman and K. Mauersberger: The open-source neutral-mass spectrometer on Atmosphere Explorer-C, -D, and -E, *Radio Sci.*, **8** (4), 271-276, 1973.
- [12] Schram, B. L.: Ionization cross sections for electrons(100-600eV), *Physica*, **32**, 734, 1966.
- [13] Tawara, H. and T. Kato: Total and partial ionization cross sections of atoms and ions by electron impact, *Atomic data and nuclear data tables*, **36**, 167-353, 1987.
- [14] Yee, J. H., J. W. Meriweather Jr. and P.B.Hays: Detection of a corona of fast oxygen atoms during solar maximum, *J. Geophys. Res.*, **85**, 3396-3400, 1980.
- [15] von Zahn, U. V.: Mass spectrometric measurements of atomic oxygen in the upper atmosphere: a critical review, *J. Geophys. Res.*, **72**, 5933-5937, 1967.

既 刊 行 物

- 第 88 号 (1996年 8 月) 衛星搭載弱磁場計測磁力計の地上校正
第 89 号 (1996年10月) ロケット搭載フォトメータによる夜間連続大気光の4波長帯同時測定
第 90 号 (1997年 2 月) 高温反応のコンピューターシミュレーション
第 91 号 (1997年 2 月) S-520-19号機搭載 Helium Emission Monitor によるプラズマ圏ヘリウムイオンの光学観測に関する研究
第 92 号 (1997年 3 月) X線天文衛星「あすか」による活動銀河核におけるソフトX線アクセス
第 93 号 (1997年 3 月) 「さきがけ」で観測された磁場データの一次処理法：惑星間空間磁場と磁気バイアス・磁気オフセットの分離
第 94 号 (1997年 3 月) ロケット搭載用窒素振動温度計測器の開発に関する基礎研究
第 95 号 (1997年 8 月) 熱圏下部の窒素分子振動温度、回転温度および数密度一観測ロケットS-310-24号機による観測一
第 96 号 (1997年 8 月) 自由ピストン2段膜衝撃波管の試作
第 97 号 (1997年 9 月) Space Flyer Unit (SFU) で計測されたガス環境
第 98 号 (1997年11月) 惑星間空間衝撃波による電子フェルミ加速
第 99 号 (1998年 2 月) レールガン・二次アーキの挙動
第100号 (1998年 3 月) 弾性振動に起因するViperロケットの軌道分散
第101号 (1998年 6 月) 科学衛星「はるか」のアンテナ展開実験
第102号 (1999年 2 月) 天文観測用科学衛星の姿勢決定系におけるカルマンフィルタ
第103号 (1999年 3 月) カプセル型物体の動的不安定性についての実験的研究
第104号 (1999年 3 月) ロケット搭載用テレビジョンシステム
第105号 (1999年10月) S-310-27号機による中層大気水蒸気密度の測定
第106号 (1999年12月) S-310-27号機によるDCプローブ測定-ES層中の電子温度について-
第107号 (2000年 2 月) SEPACプロジェクトのエンジニアリングとマネジメント

宇 宙 科 学 研 究 所 報 告

第 108 号

2000 年 2 月

発行者 宇 宙 科 学 研 究 所
〒229-8510 神奈川県相模原市由野台3-1-1
電話 (042) 759-8009
印刷者 タイヨー印刷株式会社
〒229-1123 神奈川県相模原市上溝 4-9-10
電話 (042) 762-2157 (代)

