

修士学位論文

高密度電子プラズマを用いた  
陽電子蓄積法の開発

平成14年度

広域科学専攻

学生証番号 16932

新垣 恵

# 目次

第1章	序	8
1.1	多価イオン衝突実験	8
第2章	陽電子冷却を利用した低速多価イオンビーム生成法	10
2.1	多価イオン冷却システム全体の概要	10
2.2	多価イオンの陽電子冷却	13
2.3	装置の真空度	17
第3章	高密度電子プラズマを利用した陽電子蓄積法	20
3.1	超高真空内へ陽電子蓄積法	20
3.2	電子プラズマ中での陽電子の並進エネルギー損失	21
3.3	陽電子蓄積を実現するために課される条件	25
第4章	高密度電子プラズマを用いた陽電子蓄積に関連した装置の説明	29
4.1	電磁トラップの選定	29
4.2	Multi-Ring Trap	32
4.2.1	トラップ中心部	32
4.2.2	温度・真空モニター	32
4.2.3	ダクト位置調整機構	33
4.2.4	低速陽電子源	33
4.2.5	電子ビーム導入システム	33
4.2.6	陽電子2次モデレータ	34
4.2.7	Faraday Cup および蛍光膜	34
第5章	高密度電子プラズマの形成	40
5.1	電子プラズマ形成とプラズマ診断	40
5.1.1	電子プラズマ形成	40

5.1.2	全電子数と、ポテンシャルウェル深さ・電子入射時間との関係	45
5.2	電子プラズマ径と軸ずれとの関係	49
5.3	電子プラズマ径の時間発展	50
5.4	形成される電子プラズマに関するまとめ	57
<b>第6章</b>	<b>高密度電子プラズマを用いた超高真空内への陽電子蓄積法</b>	<b>58</b>
6.1	高密度電子プラズマを用いた陽電子蓄積とその診断	58
6.1.1	Faraday-Cup に到達した陽電子数の測定方法	61
6.1.2	陽電子ビーム位置調整	61
6.2	2次モデレータ電位の最適化	62
6.3	電子プラズマの状態の陽電子蓄積への影響	64
6.3.1	形成される電子プラズマの状態の揺らぎが与える影響	64
6.3.2	電子プラズマ形成後の時間経過に伴う電子プラズマ空間電位の変化	65
6.3.3	陽電子蓄積効率ピーク幅	68
6.4	陽電子蓄積用ポテンシャル内の陽イオンの存在	69
6.4.1	陽電子蓄積における陽イオンの役割	70
6.4.2	イオン種の特定	71
6.5	陽電子蓄積に関するまとめ	74
<b>付録A</b>	<b>非中性プラズマ</b>	<b>75</b>
A.1	非中性プラズマの閉じ込め	75
A.2	正準角運動量の保存と束縛条件	77
A.3	ペニングトラップ中でのプラズマの剛体回転	78
A.4	プラズマ振動	80

# 目次

2.1	低速多価イオン生成のための装置全体 . . . . .	11
2.2	低速多価イオンビーム生成法とそれに用いられるトラップ 軸上静電ポテンシャル配置。このポテンシャルはトラップ 電極に適当な電圧をかけることで形成される . . . . .	12
2.3	入射エネルギー $2\text{keV}/q$ のイオンを陽電子冷却して $0.01\text{eV}$ (約 $100\text{K}$ ) まで冷やすのにかかる時間。ここで、陽電子数 $\text{Ne}^+ = 10^8$ 個、 環境温度は $4.5\text{K}$ 、磁場の強さは $5\text{T}$ とした . . . . .	16
2.4	$\text{H}_2$ から $\text{Ar}^{8+}$ への荷電変換断面積。 $\sigma_{87}$ は 1 電子移行断面積、 $\sigma_{86}$ は 2 電子移行断面積、 $\sigma_L$ は Langevin の断面積を表す。 . . . . .	19
3.1	超高真空内への陽電子蓄積法。縦軸は用いた線源強度で規格化した 単位時間当たりの蓄積効率、横軸は紙上発表された年を表す (ただし、 (A) のみ達成年度)。 (A) 高密度電子プラズマによる陽電子の Collisional Damping (B) 高励起状態の Ps 生成とイオン化の利用 (C) レーザー冷却された ${}^9\text{Be}^+$ による陽電子の Collisional Damping (シミュレーション) (D) 陽電子の Resistive Damping . . . . .	22
3.2	高密度電子プラズマを用いた超高真空内への陽電子蓄積法。	23
3.3	密度 $10^{11}\text{cm}^{-3}$ の電子プラズマ内に入射する陽電子のエネルギー (横軸) と、その陽電子に対する阻止能 (縦軸) との関係。 . . . . .	27
3.4	2 次モデレータから再放出する陽電子を、エネルギー $\leq 1\text{eV}$ で電子プラズマ中に入射するためのポテンシャル配置。 . . . .	27
3.5	電子プラズマ中を飛行する陽電子のエネルギー損失と、 $L$ 及び $S \equiv n_{e^-} \cdot L$ ( $n_{e^-}$ は電子密度、 $L$ は飛行距離) との関係 . . . . .	28

4.1	(A)Pennig Trap、(B)Penning-Malmberg Trap、(C)Multi-Ring Trap の模式図。赤のラインは、電極バイアスにより $z$ 軸方向に形成されるポテンシャルウェルを表す。 $z$ 軸方向には一様磁場が形成されている。 . . . . .	31
4.2	Multi-Ring Trap の外観。 . . . . .	35
4.3	Multi-Ring Trap の垂直断面図 . . . . .	36
4.4	下流側から見たトラップ内部 . . . . .	37
4.5	調和ポテンシャルウェルを形成するためにトラップ中心に設置された電極群。各電極は互いに絶縁されており、真空外からフィードスルーを介してバイアスされる。 . . . .	37
4.6	トラップ電極の構成と、調和ポテンシャルウェルを作るための抵抗ネットワーク。 . . . . .	38
4.7	電子ビーム入射系。電子ビームは $E \times B$ ドリフトにより軸上にガイドされ、その後トラップに入射する。 . . . . .	39
4.8	陽電子用 2 次モデレータ及びそのホルダー。駆動機構を有し、陽電子ビームを打ち込むときは 2 次モデレータ部分が軸上に配置され (Close)、また、トラップ下流に荷電粒子を輸送するときには穴構造が軸上に配置される (Open)。 . .	39
5.1	電子プラズマの形成と、プラズマ診断。電子数は 2 次モデレータまたは Faraday-Cup に到達した電荷量から測定し、プラズマ径は蛍光膜上にプラズマをダンプしたときに生じる発光輝度分布を CCD 画像に収め、画像解析することで求めている。 . . . . .	41
5.2	電子プラズマ形成時にトラップへ入射される電子ビーム電流値 (縦軸) と、電子ビームユニットの引き出し電極電位 (横軸) との関係。通常の電子蓄積と同様、電子銃カソード電位 $V_{Cathode} = -1040V$ 、ポテンシャルウェル入口ゲート電位 $V_{G2} = -1000V$ に設定した。 . . . . .	42
5.3	左の写真は、適当な蓄積時間 ( $** s$ ) を経た後に、電子プラズマを $z$ 軸方向に引き出して蛍光膜にぶつけることで生じる発光分布の CCD 画像である。右グラフの縦軸 $P_y(I_z)$ は各点における発光輝度 $I_z$ の $y$ 方向の投影を表す。グラフ中の赤線は、を $x$ の 2 次関数でフィットした結果である。 .	47
5.4	後で図を貼る . . . . .	48

5.5	電子ビーム入射時間を固定した下での、蓄積された全電子数 (縦軸) のポテンシャルウェル深さ (横軸) 依存性。黒破線下側 (薄黄色部分) は、電子数が Overflow に達していない領域を示す。 . . . . .	48
5.6	軸あわせ前後でのプラズマ径の変化 . . . . .	50
5.7	蛍光膜上で観察される電子プラズマ径の時間発展。黄色枠内の時間は、電子ビーム入射終了秒後から計った蓄積時間 ( $t_{hold}$ ) を表す。このときの電子数は $1.2 \times 10^{10}e^-$ である。図中の は直径 26mm の蛍光膜のエッチを表す。 . . . . .	53
5.8	電子プラズマ径の時間発展。このときの電子数は $1.2 \times 10^{10}e^-$ である。左側は真空度が悪い状況での実験結果を示し、右側は通常真空度での実験結果を示す。 . . . . .	53
5.9	電子プラズマ径方向時間発展の、全電子数依存性。 . . . .	54
5.10	電子プラズマ形成初期における各パラメタの、全電子数依存性。縦軸左はプラズマ初期径 ( $d_{F,0}$ ) 及び長半径 ( $z$ 方向の長さの半値;length/2) を示す。縦軸右は初期密度を示す。破線は Guide-For-Eyes . . . . .	55
5.11	電子プラズマの時間発展を記述するパラメタ $d_{F,0}$ (初期径), $D$ (径膨張レート)。左側は初期密度との関係を示し、右側は全電子数との関係を示す。破線は Guide-For-Eyes . . . . .	56
5.12	電子プラズマ径の膨張レート $D$ が変化する時刻 $t_{hold}^*$ 。左側は初期密度との関係を示し、右側は全電子数との関係を示す。 . . . . .	56
6.1	電子プラズマを用いた陽電子蓄積法 . . . . .	60
6.2	陽電子個数測定に用いる回路系 . . . . .	63
6.3	陽電子蓄積効率 $\eta$ (縦軸) と 2 次モデレータ電位 (横軸) との関係。(A)、(B) とともに、同じ実験パラメタを設定して 3 回ずつ測定を行った (1st,2nd,3rd)。陽電子蓄積に用いられた電子プラズマの全電子数は (A) $1.8 \times 10^{10}e^-$ (Overflow 状態)、(B) $1.2 \times 10^{10}e^-$ である。 . . . . .	67
6.4	陽電子を入射する時間帯をずらしたときの、陽電子蓄積効率 $\eta$ のピーク位置の変化。 . . . . .	68
6.5	軸対称振動周波数の測定回路 . . . . .	72

6.6	陽電子用ポテンシャルウェル内にたまった $H_2^+$ の軸対称振動をモニターしたときの様子。黄色のラインは励起信号、赤のラインはイオンからの応答である。 . . . . .	73
A.1	トラップ中で剛体回転運動 (角速度 $\omega_r$ ) する非中性プラズマにかかる力。ただし、図では $q$ を正としている。) . . .	81
A.2	トラップ内で剛体回転運動する非中性プラズマの角周波数と、プラズマ密度との関係。 . . . . .	82
A.3	Dubin mode の例 ((1,0)mode, (2,0)mode, (3,0)mode) . . .	82

# 表 目 次

2.1	ECR イオン源から供給されるイオン種と、冷却所要時間の例 [5]。 . . . . .	15
2.2	トラップ上流側の真空度 (実例) . . . . .	19
5.1	電子プラズマ蓄積実験条件 . . . . .	43
6.1	陽電子入射、蓄積時のポテンシャル配置。電子入射、蓄積時のポテンシャル配置は表 5.1 参照。 $V_R$ は 2 次モデルータ電位を表す。 . . . . .	59



# 第1章 序

## 1.1 多価イオン衝突実験

多価イオン (Highly Charged Ion, HCI) と固体標的との衝突は、原子物理分野での興味ある対象のひとつである。衝突エネルギーの違いにより、相互作用の様子は以下のように変化する。

衝突エネルギーが数 keV 以上の領域では、イオンから固体へのエネルギー付与は衝突エネルギーの緩和が支配的である。衝突エネルギーが数 10keV の高速領域では、固体へのエネルギー付与は専ら電子励起によっておこり、励起・電離された標的原子が固体内から飛び出してくるのが観測される。ここでのエネルギー付与は、固体内部でイオンが停止するとき局所的に起こるため、表面の改質はほとんど起こらないという特徴がある。衝突エネルギーが数 keV 程度になると、固体へのエネルギー付与は標的原子核との弾性散乱が主になり、標的原子核のカスケード散乱が起こるようになる。

以上は衝突エネルギーが緩和する効果であったが、衝突エネルギーが下がると、今度は多価イオンの持つポテンシャルエネルギーによる相互作用があらわになってくる。多価イオンが近づいてくると、固体表面はイオンの作る強い電場にさらされる。すると、表面付近に存在する電子のポテンシャルエネルギーが変化し、固体表面から多価イオンへの多電子移行がおこる。特に、固体標的が絶縁体である場合、電子を奪われた部分が帯電し、標的原子や表面付着物の収量が増加することが知られている。また、最近の研究から、絶縁体の表面に低速の多価イオンが近づくと、表面にクレーター状構造ができることも分かってきた。固体表面からイオンへの電子移行は、主量子数が大きい順位に対して共鳴的に起こる。その結果、内側が空で外側だけに電子が詰まっている「中空原子」ができることが知られており、多くの研究がなされている。

多価イオン衝突実験には、大電流のイオンビームが得られる「ECR イオン源」が多く用いられる。これにより作られるイオンは、数 10eV 程度

のエネルギー幅をもつ。よって、単色ビームとして扱えるのは、加速エネルギーが数 10eV に比べて充分大きい場合である。一方、ポテンシャルエネルギーによる相互作用の研究を行うには、衝突エネルギーを数 eV 程度まで下げ、運動エネルギーの影響を充分抑えてやる必要がある。しかし、そのような低速かつ単色な多価イオンビームは作られておらず、ポテンシャルエネルギーによる相互作用の研究は充分になされていない。

上記の理由から、低速 ( $\sim 1\text{eV}$ ) かつ単色な多価イオンビームを作ること为目标としたプロジェクトを進めている。低速多価イオンビームは、ECR イオン源から引き出した多価イオンをトラップ内で冷却し、これを引き出すことで実現される。目標としているビームエネルギーは数 eV 程度であるから、単色ビームを生成するには、イオンの温度を  $\ll 1\text{eV}$  まで冷やす必要がある。多価イオンの冷却方法としては

- (a) レーザー冷却されたイオンによる強調冷却
- (b) 電子による協調冷却法
- (c) 陽電子による協調冷却法 (本研究が目指す方法)

等が考えられる。

(a) は主に、既に数 eV ~ 数 10eV 程度に減速されているイオンをさらに低温に冷却するために用いられている。しかし、ここでは数 keV のイオンを短時間で減速することを目的としており、適用できる温度領域ではない。(b)・(c) の方法は、数 keV で入射される多価イオンを短時間で冷却することを目的とする本研究に適している。しかし、(b) の方法では、イオンの温度が低くなるにつれてイオン-電子間の再結合確率が大きくなるので、冷却中にイオンの価数が低下してしまう。そこで、イオンと再結合を起こさない陽電子を用いて多価イオンを冷却する (c) の方法を採用することにした。以下、この方法を「陽電子冷却法」と呼ぶ。

## 第2章 陽電子冷却を利用した低速多価イオンビーム生成法

### 2.1 多価イオン冷却システム全体の概要

図 2.2 は、低速多価イオンビーム生成法、及び各ステップにおけるトラップポテンシャルを示す。低速で単色な多価イオンビームは、(1) 高密度電子プラズマ形成 (2) 電子冷却による陽電子ビームの減速と陽電子の蓄積、陽電子プラズマの形成 (3) 多価イオンの入射、陽電子冷却 (4) 冷却された多価イオンの引き出し を経て実現される<sup>1</sup>。現段階では(1)(2)に関する研究を行っており、本修士論文の主要課題となっている。

低速多価イオンビーム生成には、(図 2.1) で示すような装置を使用する。システム全体は ECR イオン源、低速陽電子源、電子銃から構成されており、ビームラインで連結されている。以下、上流側から順に説明する。

ビームラインの上流末端には ECR イオン源が設置されている。ここから、エネルギー  $\sim 2\text{keV}/q$ 、エネルギー広がり数  $10\text{eV}$  の多価イオンビームが引き出される。イオンビームはスイッチングマグネットで振り分けられ、静電レンズでフォーカスを調整されながらトラップ内に輸送される。

低速陽電子源からは、エネルギー数  $\text{eV}$  の陽電子ビームが供給される。陽電子は、ビームラインに沿って設置された輸送用コイルの作る磁場 ( $0.01\text{T}$ ) によってガイドされ、多価イオンビームラインと合流する。そのうち、30%程度が磁気ミラーに打ち勝ってトラップ内 ( $\leq 5\text{T}$ ) 領域に侵入する。

トラップの入口には、電子銃が設置されている。電子ビームは、直前に配置された平行平板 ( $E \times B$  プレート) が作る電場と、周囲の磁場 ( $0.01\text{T}$ ) によりガイドされ、トラップ内に入射する。

<sup>1</sup> 「電子プラズマ」や「陽電子プラズマ」は、「非中性プラズマ」の一種である。非中性プラズマの性質、振る舞いは付録にまとめた。

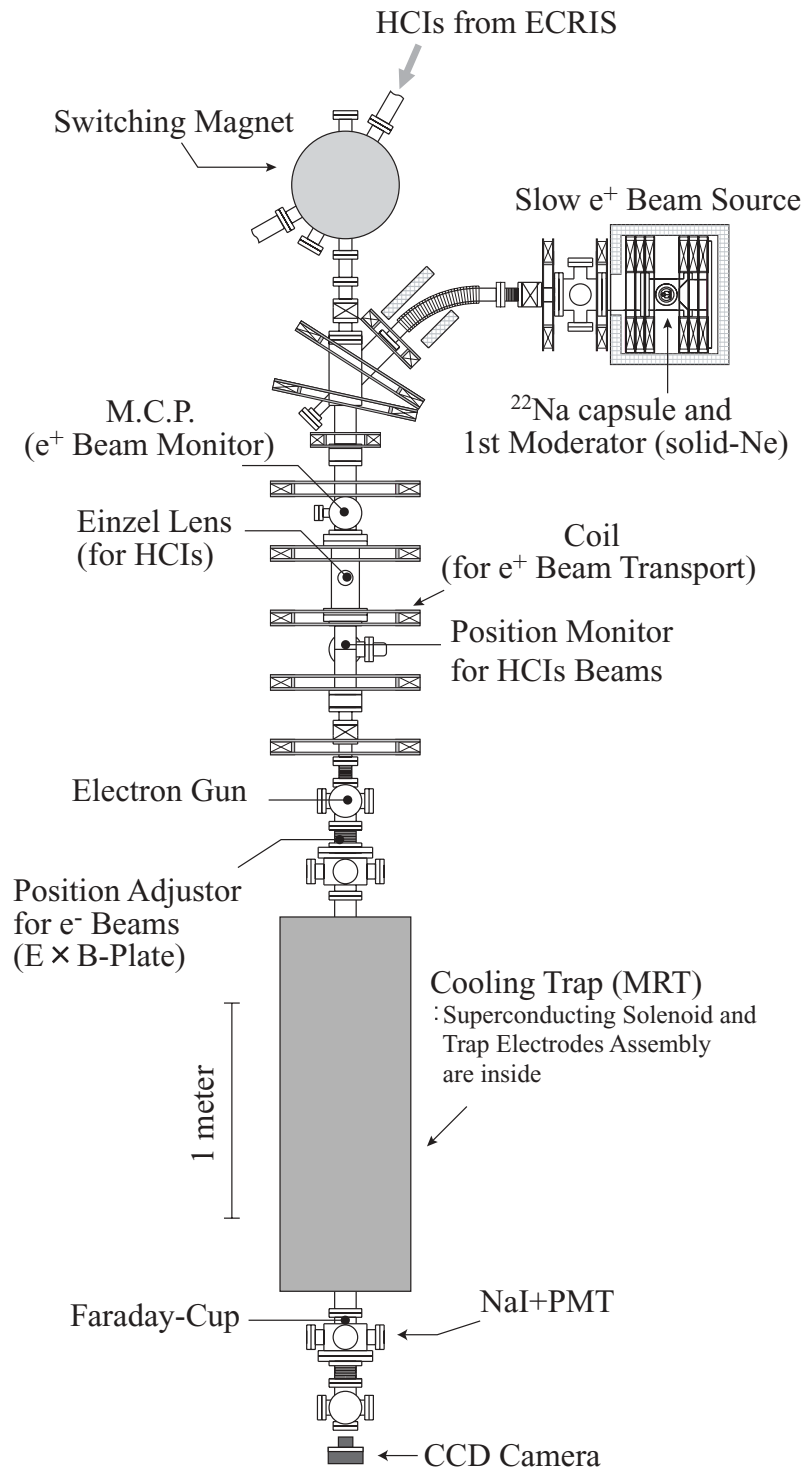
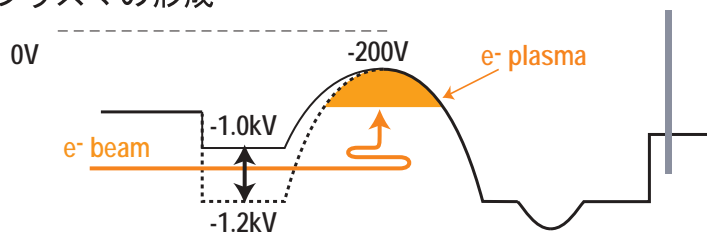
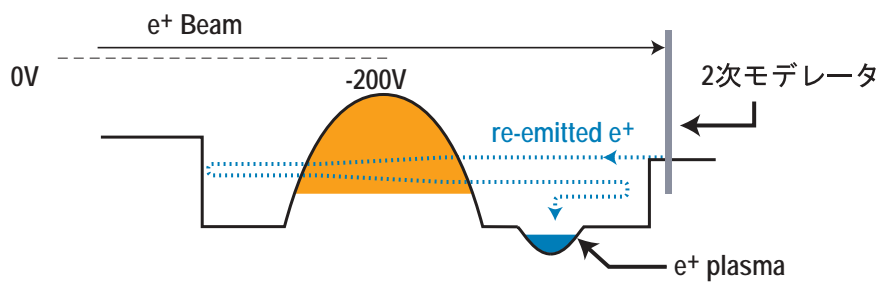


図 2.1: 低速多価イオン生成のための装置全体

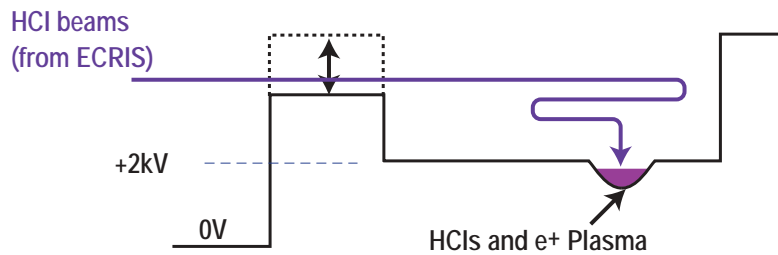
1) 電子プラズマの形成



2) 高密度電子プラズマを用いた陽電子蓄積



3) ECRイオン源からの多価イオンビームの引きだし、陽電子冷却



4) 冷却された多価イオンの低速ビームとしての引きだし

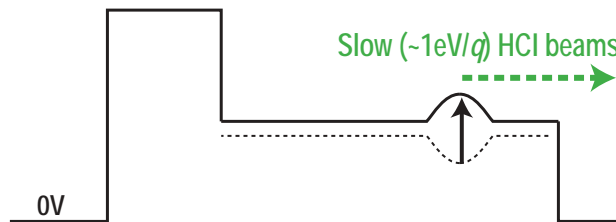


図 2.2: 低速多価イオンビーム生成法とそれに用いられるトラップ軸上静電ポテンシャル配置。このポテンシャルはトラップ電極に適切な電圧をかけることで形成される

## 2.2 多価イオンの陽電子冷却

トラップ内に陽電子プラズマと多価イオンプラズマが閉じ込められたときの多価イオンの温度変化をレート方程式で記述し、冷却の所要時間や、必要となる陽電子の個数を見積もる。ここでは、トラップ内の真空度は充分高く、残留ガスとの衝突による多価イオンの価数および個数の逓減、陽電子の損失はないとする。以下の議論では、イオンを  $i$ 、陽電子を  $e^+$  という添え字で表すことにする。

トラップ内で高温の多価イオン (温度  $T_i$ , 個数  $N_i$ ) と低温の陽電子 (温度  $T_{e^+}$ , 密度  $N_{e^+}$ ) を混合すると、やがて温度が等しい熱平衡状態に達する。陽電子の密度を  $n_{e^+}$  とおくと、温度が緩和する時定数は以下のようにおける。

$$\tau_{i,e^+} = \frac{3 \cdot 2^{1/2} \pi^{3/2} \varepsilon_0^2 m_i m_{e^+} k_B^{3/2}}{n_{e^+} q^2 e^4 \ln \Lambda_{i,e^+}} \left( \frac{T_{e^+}}{m_{e^+}} + \frac{T_i}{m_i} \right) \quad (2.1)$$

$$\Lambda_{i,e^+} = \frac{4\pi}{qe^3} (\varepsilon_0 k_B)^{3/2} \sqrt{\frac{T_{e^+}}{n_{e^+}}} \left( T_{e^+} + \frac{m_{e^+}}{m_i} T_i + 2 \sqrt{\frac{m_{e^+}}{m_i} T_i T_{e^+}} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 $\tau_{i,e^+}$  は、イオン及び陽電子からなる2つの集団がそれぞれ Maxwell 分布していると仮定したときに、粒子間衝突による運動量の交換のために温度差が減少する時定数を表す [1]。また、 $\ln \Lambda_{i,e^+}$  は Coulomb-logarithm と呼ばれ、非中性プラズマ内での遮蔽効果に起因する項である [2]。

トラップ内には軸方向にソレノイド磁場 (磁束密度  $B \leq 5\text{T}$ ) が形成されているので、シンクロトロン放射冷却も考慮する。着目する荷電粒子の質量を  $m$  とすると、シンクロトロン放射の時定数  $\tau_c$  は、

$$\begin{aligned} \tau_c &= \frac{3\pi\varepsilon_0 m^3 c^3}{q^4 e^4 B^2} \\ &= \frac{2.59}{q^2 (B/[T])^2} \left( \frac{m}{m_e} \right)^3 [s] = \frac{7.15 \times 10^4}{q^2 (B/[T])^2} \left( \frac{m}{m_p} \right)^3 [days] \quad (2.3) \end{aligned}$$

となる ( $m_e$ ,  $m_p$  は電子, 陽子の質量)。  $B = 5\text{T}$  (ソレノイド磁場強度最大値) の下で、この時定数は、陽電子に対して  $\tau_{c,e^+} \sim 0.1\text{s}$ 、イオン (質量数  $A$ , 価数  $q$ ) に関して  $\tau_{c,Aq^+} \sim 3 \times 10^3 \cdot A^3/q^2 \text{ days}$  とわかる。最も軽い ( $A = 1$ ,  $q = 1$ ) プロトンでさえ、この時定数は  $\sim 3 \times 10^3 \text{ days}$  に及ぶ。よって、イオンの放射冷却の効果は無視することができる。

シンクロトロン放射では、粒子の運動量の磁場に垂直な成分しか冷却されない。しかし、粒子間の衝突を繰り返すうちに運動量の垂直成分と並行成分は緩和する。陽電子集団の場合、この緩和時間は0.5～1ms程度であり[3]、シンクロトロン放射の時定数 $\tau_{c,e^+}$ ( $\sim 0.1s$ )よりも充分短いので、温度分布は等方的だとみなしてよい[4]。

粒子間の衝突によるイオン-陽電子の温度緩和と、シンクロトロン放射による陽電子の温度変化を考慮すると、多価イオン・陽電子の温度変化は以下のレート方程式で記述される。

$$\frac{dT_i}{dt} = -\frac{1}{\tau_{i,e^+}}(T_i - T_{e^+}) \quad (2.4)$$

$$\frac{dT_{e^+}}{dt} = \frac{1}{\tau_{e^+,i}} \frac{N_{e^+}}{N_i} (T_i - T_{e^+}) - \frac{2}{3\tau_{c,e^+}} (T_{e^+} - T_0) \quad (2.5)$$

ただし、 $T_0$  は環境温度である。

以下、式(2.4),(2.5)を用いて、陽電子冷却時のイオンの温度変化を計算する。はじめに、トラップ内に補足されるイオンの初期エネルギー、個数、及び陽電子冷却の所要時間と到達温度の目標値を設定する。

(a) イオンの初期エネルギー

イオンの初期エネルギーとは、トラップへの入射エネルギーを意味する。ここでは、 $2keV/q$  となる。

(b) トラップ内に捕捉されるイオンの個数  $N_i$  の見積もり

ECR イオン源から供給されるイオンビームの強度  $I_i$  は $\sim 1\mu A$ 、価数  $q$  は1～10程度、質量  $m_i$  は数10amu程度である。

前節(3)において、トラップ内に捕捉されるイオンの個数は、イオンビームの電流値  $I_i$ 、価数  $q$ 、入射エネルギー  $E_i$ 、及びトラップ領域の長さ  $l_{trap}$  できまり、

$$N_i = \frac{I_i}{eq} l_{trap} \sqrt{\frac{m_i}{2E_i}} = 1.42 \times 10^7 \cdot \frac{I_i[\mu A]}{q^{3/2}} l_{trap}[m] \sqrt{\frac{m_i[amu]}{V_i[kV]}}$$

$$E_i = qeV_i \quad (2.6)$$

となる。本研究で使用するトラップは、 $l_{trap}=0.5m$  である。使用する ECR イオン源から供給されるビームの場合、 $q \sim 10$ 、 $m_i \sim 10amu$ 、 $I_i \sim 1\mu A$ 、 $V_i$

$\sim 2kV$  ( $E_i \sim 2keV/q$ ) である。これらの数値と式 (2.6) を用いると、 $N_i \sim 10^6$  とわかる。

(c) 冷却後の到達温度と冷却所要時間

エネルギーが  $E_i$  の単色なイオンビームを生成するためには、冷却後の熱運動のエネルギー広がり  $\delta E_i$  が  $\delta E_i/E_i \ll 1$  を満たす必要がある。目標とするビームの並進エネルギーは  $1eV$  程度である。ここでは、エネルギー広がり  $\delta E_i \leq 0.01 eV$  ( $\delta E_i/E_i \leq 10^{-2}$ ) を満たすまで冷却を続けることにする。冷却の所要時間は、 $10$  秒程度を目安とする。

以下の議論では、初期エネルギー  $2keV/q$ , 個数  $N_i \sim 10^6$  の多価イオンを数秒で  $0.01eV$  まで冷却することを、その他のパラメタ設定 (磁束密度  $B$ 、環境温度  $T_0$ 、陽電子数  $N_{e+}$  等) の指針とする。

まず、 $Ar^{8+}$  を例にとり、これを陽電子冷却する場合を考える。

図 2.3 には、 $B = 5T$ ,  $T_0 = 4.5K$ ,  $N_{e+} = 10^8$  個を代入したときの、 $Ar^{8+}$  の温度変化の計算結果を示す。 $10^6$  個程度のイオンを  $0.01eV$  以下に冷却するための所要時間は  $5$  秒程度である。表 2.1 には、ECR イオン源から供給されるイオン種 (一例) を、 $N_{e+} = 10^8$  個の下で  $0.01eV$  まで冷却するための所要時間の計算結果を示す。ここから、 $10^6$  個程度のイオンを冷却するのにかかる時間は、どれも数秒のオーダーであることがわかる。

以上より、 $B = 5T$ ,  $T_0 = 4.5K$  の下で、 $10^8$  個程度の陽電子を用いれば、 $10^6$  個のイオンを  $2keV/q$  から  $0.01eV$  まで数秒で冷却できると予想が立った。

イオン種	全イオン数 $N_i$	冷却所要時間 [sec]
$Ar^{8+}$	$10^7$	16.8
	$10^6$	4.90
	$10^5$	1.70
$Ar^{12+}$	$10^6$	4.60
	$10^5$	1.70
$Ne^{8+}$	$10^6$	3.90
	$10^5$	1.50

表 2.1: ECR イオン源から供給されるイオン種と、冷却所要時間の例 [5]。



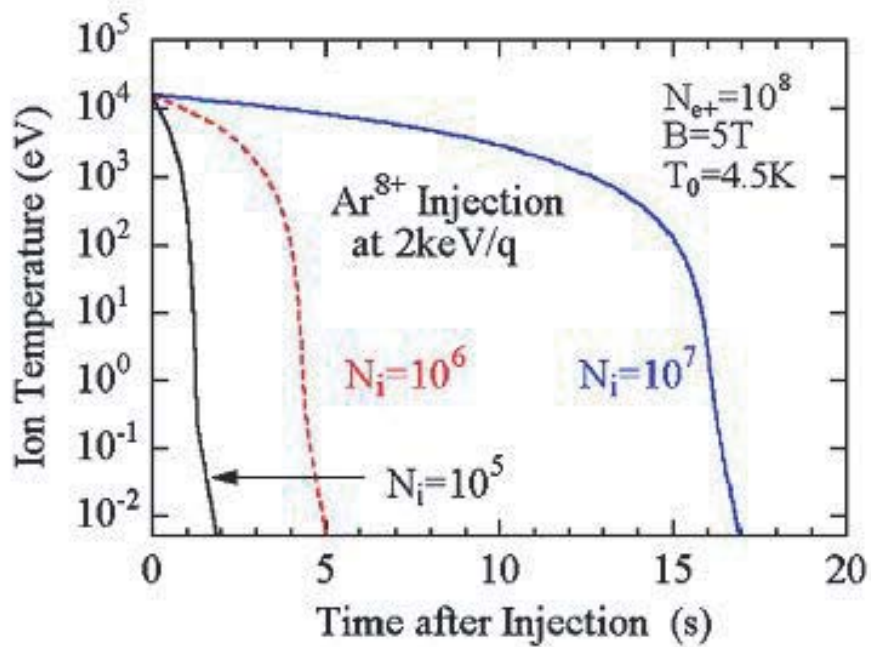


図 2.3: 入射エネルギー  $2\text{keV}/q$  のイオンを陽電子冷却して  $0.01\text{eV}$  (約  $100\text{K}$ ) まで冷やすのにかかる時間。ここで、陽電子数  $N_{e^+} = 10^8$  個、環境温度は  $4.5\text{K}$ 、磁場の強さは  $5\text{T}$  とした

## 2.3 装置の真空度

前節において、冷却時のトラップ内の真空は充分高く、イオンの価数逡減はおこらないと仮定した。ここでは、そのような条件を達成するのに要求される真空度(オーダー)を概算する。

トラップ内の残留ガスとの衝突で、ガスとイオンの間で荷電変換が起これると、イオンの価数が逡減する。荷電変換断面積を  $\sigma$ 、残留ガスの真空度を  $n_g$  とし、相対速度を  $v$  とすると、このレートは  $\gamma = \sigma n_g v$  とおくことができる。これは、残留ガスの圧力  $p_0$ 、温度  $T_0$ 、及びイオンとガスとの衝突エネルギー  $E$ 、換算質量  $\mu$  を用いて、以下のようにかける。

$$\gamma = 1.0 \times 10^{25} \cdot \sigma [cm^2] \frac{p_0 [Pa]}{T_0 [K]} \sqrt{\frac{E [eV]}{\mu [amu]}} \quad [1/s] \quad (2.7)$$

ガスからイオンへの荷電移行は、冷却開始時(及び冷却中)と冷却終了後では様子が異なる。以下、入射エネルギー 16keV の  $Ar^{8+}$  ( $m_i=40, q=8$ ) を再び例にあげて考える。また、残留ガスうち 60%程度が水素分子なので(表 2.2)、その他の成分は無視する。また、 $T_0 = 100K$  とする。

図 2.4 は、 $H_2$  から  $Ar^{8+}$  への電子移行断面積 ( $\sigma_{87}, \sigma_{86}$ )、及び Langevin の断面積 ( $\sigma_L$ ) を示す。2 電子移行断面積 ( $\sigma_{86}$ ) は一電子移行断面積 ( $\sigma_{87}$ ) に比べ一桁小さいので、ここでは一電子移行の断面積に着目する。分極力の効果が支配的になるのは、衝突エネルギーが  $1eV/amu$  のときであるとわかる。衝突エネルギーがそれ以上になると、断面積はほぼ一定 ( $10^{-14}cm^2$ ) となることがわかる。

(a) 衝突エネルギー  $E \gg 1eV/amu$  の場合 (冷却開始時・冷却中)

ここでは分極力の効果が無視でき、荷電変換断面積  $\sigma$  は  $\sim \sigma_{87}$  となる。イオンのエネルギーを  $E_i$ 、質量を  $m_i$  とおくと、 $E = \frac{\mu}{m_i} E_i$  となる。これらを式 (2.7) に代入して

$$\gamma \equiv \gamma_{high} \approx 1.0 \times 10^{25} \cdot \sigma_{87} [cm^2] \frac{p_0 [Pa]}{T_0 [K]} \sqrt{\frac{E_i [eV]}{m_i [amu]}} \quad [1/s] \quad (2.8)$$

となる。  $10^6$  個のイオンの冷却にかかる時間は数秒のオーダーなので、この間に荷電変換がほとんど起こらないためには、

$$1/\gamma_{high} \gg 1 [s] \quad (2.9)$$

であることが要求される。

荷電移行断面積  $\sigma_{87}$  は温度によらずほぼ一定 ( $10^{-14} \text{cm}^2$ ) である。よって、式 (2.8) より、荷電移行レートが最大になるのは冷却開始時 ( $E_i=16 \text{keV}$ ) のときである。ここでは第ゼロ近似として、 $E_i$  を荷電以降レートの最大になる  $16 \text{keV}$  に固定する。これらの数値を式 (2.8) に代入すると、 $\gamma_{high} = 6.3 \times 10^{11} p_0/T_0$  [1/s] となる。よって、式 (2.9) を満たすには  $p_0 \ll 1.5 \times 10^{-10}$  [Pa]  $\sim 10^{-12}$  [hPa] が要求される。

(b) 衝突エネルギー  $E \ll 1 \text{eV}/\text{amu}$  の場合 (冷却終了時)

イオンは  $0.01 \text{eV}$  程度まで冷やされ、分極力の効果 (orbiting) が顕著になる。よって、ここでは荷電変換断面積として、Langevin の断面積  $\sigma_L$  を用いる。 $\sigma_L$  は、イオンの価数  $q$ 、標的の分極率  $\alpha$ 、及び衝突エネルギー  $E$  に依存し、

$$\sigma_L = 1.7 \times 10^{-12} \cdot q \sqrt{\frac{\alpha[\text{\AA}^3]}{E[\text{eV}]}} \text{ [cm}^2\text{]} \quad (2.10)$$

となる。式 (2.10) を式 (2.7) に代入して、

$$\gamma \equiv \gamma_{row} \approx 1.7 \times 10^9 \cdot q \frac{p_0[\text{Pa}]}{T_0[\text{K}]} \sqrt{\frac{\alpha[\text{\AA}^3]}{\mu[\text{amu}]}} \text{ [1/s]} \quad (2.11)$$

となる。冷却後 ( $E \ll 1 \text{eV}$  に相当) にイオンをトラップに  $10$  秒程度保持することを考えると、

$$1/\gamma_{low} \gg 10 \text{ [s]} \quad (2.12)$$

が要求される。

水素ガスの分極率は  $\alpha \sim 0.8[\text{\AA}^3]$  であり [5]、 $\text{Ar}^{8+}$  と水素分子との換算質量は  $\mu = 2 \cdot 40/(2 + 40) \sim 1.9[\text{amu}]$  である。このとき、 $\gamma_{low} = 8.8 \times 10^9 p_0/T_0$  [1/s] となる。よって、式 (2.12) を満たすには  $p_0 \ll 10^{-10}$  [Pa]  $\sim 10^{-12}$  [hPa] が要求される。

以上より、多価イオンの価数を保持するためには、装置の真空度は  $10^{-12}$  [hPa] 程度が要求される。

Graph and table of charge transfer cross sections for  $\text{Ar}^{8+}\text{-H}_2$  collisions

Results were described in Phys. Rev. A, 52 (1995) 1206-1212.

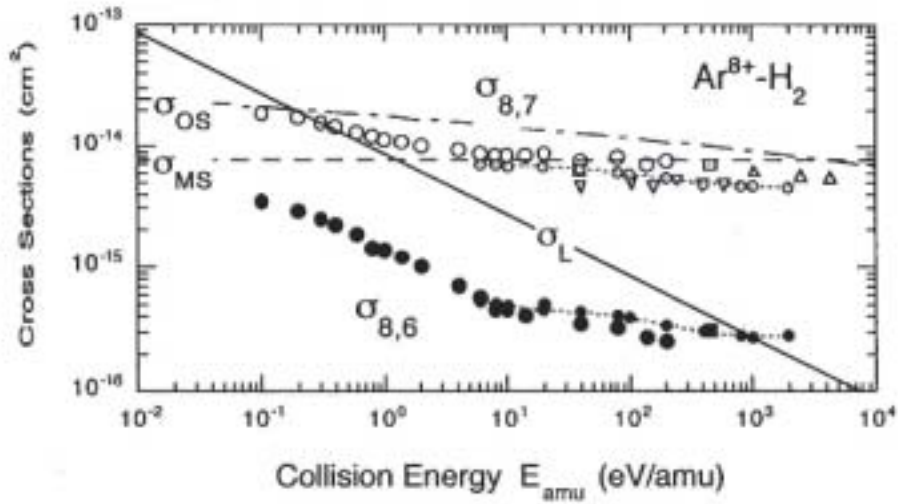


図 2.4:  $\text{H}_2$  から  $\text{Ar}^{8+}$  への荷電変換断面積。  $\sigma_{87}$  は 1 電子移行断面積、  $\sigma_{86}$  は 2 電子移行断面積、  $\sigma_L$  は Langevin の断面積を表す。

	分圧 [%]
$\text{H}_2$	59.3
He	0.0
$\text{CH}_4$	0.0
$\text{H}_2\text{O}$	1.6
$\text{N}_2$	18.9
CO	20.3
$\text{O}_2$	0.0
Ar	0.0
$\text{CO}_2$	0.0
H.C.	0.0

表 2.2: トラップ上流側の真空度 (実例)

# 第3章 高密度電子プラズマを利用した陽電子蓄積法

## 3.1 超高真空内へ陽電子蓄積法

2.3 節で述べたように、冷却の間に多価イオンが再結合をすることを防ぐには、トラップ内を  $10^{-12}$  [hPa] 程度の超高真空に保つ必要がある。そのため、多価イオンの冷媒となる陽電子の蓄積は、トラップ内を超高真空に保ったままで行うことが望ましい。陽電子の大量蓄積法としては、バッファガスを用いて陽電子ビームを減速・捕獲する方法が C. Surko らのグループにより達成されている [6]。この方法では陽電子の捕獲効率が  $\sim 2 \times 10^4 e^+ / s/mCi$  と高いが、装置真空度が  $10^{-3} \sim 10^{-6}$  Torr 程度まで悪くなるため、本研究の目的には適さない。超高真空内に直接陽電子を蓄積する方法としては、これから紹介する本研究の方法 (A) の他に、(B) 陽電子を Resistive Damping する方法 [7]、(D) トラップ領域内で高励起状態ポジトロニウムを解離する方法 [8] がこれまでに達成されている。また、実験的には実現されていないが、(C) レーザー冷却されたイオンにより陽電子を Collisional Damping する方法 [9](計算結果) が提案されており、それを実現するための研究も行われている。各手法における陽電子蓄積効率を図 3.1 に示した。(B),(C),(D) とともにバッファガスを用いた方法と比べて 2 桁以上効率が落ちてしまう。

そこで、超高真空内に高い効率で陽電子を蓄積するために、高密度電子プラズマをバッファとする陽電子蓄積法を開発している [10]。これは図 3.2 で示すように、

- (1) 高密度電子プラズマの形成する
- (2) 陽電子ビームをトラップの高磁場内に加速して入射し、そのまま 2 次モデレータに打ち込む
- (3) 2 次モデレータでから再放出した陽電子を、高密度電子プラズマで減速する
- (4) 減速された陽電子をポテンシャルウェル内へ捕獲する

の4つのステップからなる。なお、(2)で陽電子を加速するのは、トラップ内 ( $B=5\text{T}$ ) と外部 ( $B=0.02\text{T}$ ) との間の磁気ミラー効果に打ち勝って陽電子を入射するためである。実際、陽電子を  $\sim 1\text{keV}$  に加速して打ち込むことで30%程度の輸送効率を達成している。この過程で陽電子の並進方向のエネルギーは  $0 \sim 1\text{keV}$  まで広がってしまう。一方、陽電子蓄積を効率よく行うには、陽電子の並進方向エネルギー広がりをできるだけ小さくすることが望ましい。そこで(3)(4)に述べたように、トラップ内5T領域に2次モデレータを用意し、ここからエネルギー広がり小さいビームとして再放出した陽電子を減速蓄積するという手段をとる。本研究では2次モデレータとして1mm厚のタングステン版 ( $W(100)$ ) を Backscattering-Geometry で使用している<sup>1</sup>。これにより、電子プラズマ中での陽電子減速効率が飛躍的に向上する。

### 3.2 電子プラズマ中での陽電子の並進エネルギー損失

エネルギーを揃えられて2次モデレータから再放出した陽電子は、電子プラズマを往復し、クーロン衝突を繰り返して運動エネルギーを失う。電子プラズマ中での並進方向のエネルギー損失が充分大きければ、その後陽電子は2次モデレータに再入射することはない。これは、電子プラズマの「面射影密度」  $\sigma_P = n_{e^-} \cdot L$  ( $n_{e^-}$ :電子プラズマの密度、 $L_{e^-}$ :電子プラズマの長さ) を充分高くすることで実現できる。以下、電子プラズマ中での陽電子のエネルギー損失を議論する。

図3.3は、密度  $10^{11}\text{cm}^{-3}$  は、電子プラズマ内での単位飛行距離あたりの並進方向エネルギー損失  $dK_{e^+}/dx$  を示す。2つのラインは、それぞれ電子プラズマ温度が  $0.1\text{eV}$  と  $1\text{eV}$  の場合である。プラズマ温度が高いと、Debye 長が長くなる分だけ入射粒子とのクーロン相互作用する領域が大きくなり、 $dK_{e^+}/dx$  は若干高くなるが、 $k_B T_{e^-} < K_{e^+}$  (ただし、 $K_{e^+}$  は電

<sup>1</sup>タングステン内に打ち込まれて熱化した陽電子の一部 ( $\sim 30\%$ ) は、拡散して表面までたどり着く。タングステンの陽電子に対する仕事関数は負なので、表面にたどり着いた陽電子の一部は真空中へ押し出され、再放出する。格子欠陥が少なく清浄な  $W(100)$  表面を用いた場合、仕事関数は  $-3\text{eV}$ 、陽電子再放出率は30%、再放出された陽電子のエネルギー広がり  $1\text{eV}$  程度であることが知られている。

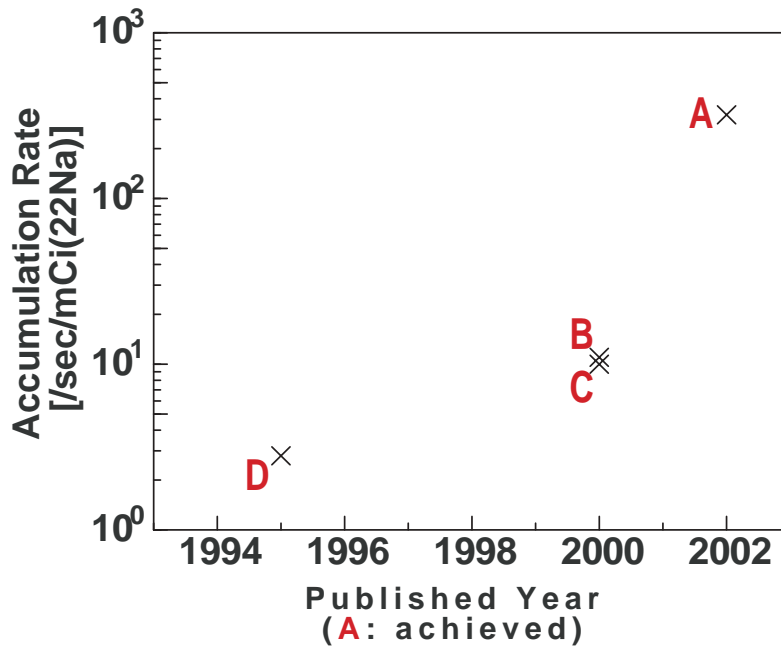


図 3.1: 超高真空内への陽電子蓄積法。縦軸は用いた線源強度で規格化した単位時間当たりの蓄積効率、横軸は紙上発表された年を表す(ただし、(A)のみ達成年度)。(A) 高密度電子プラズマによる陽電子の Collisional Damping (B) 高励起状態の Ps 生成とイオン化の利用 (C) レーザー冷却された  ${}^9\text{Be}^+$  による陽電子の Collisional Damping(シミュレーション) (D) 陽電子の Resistive Damping

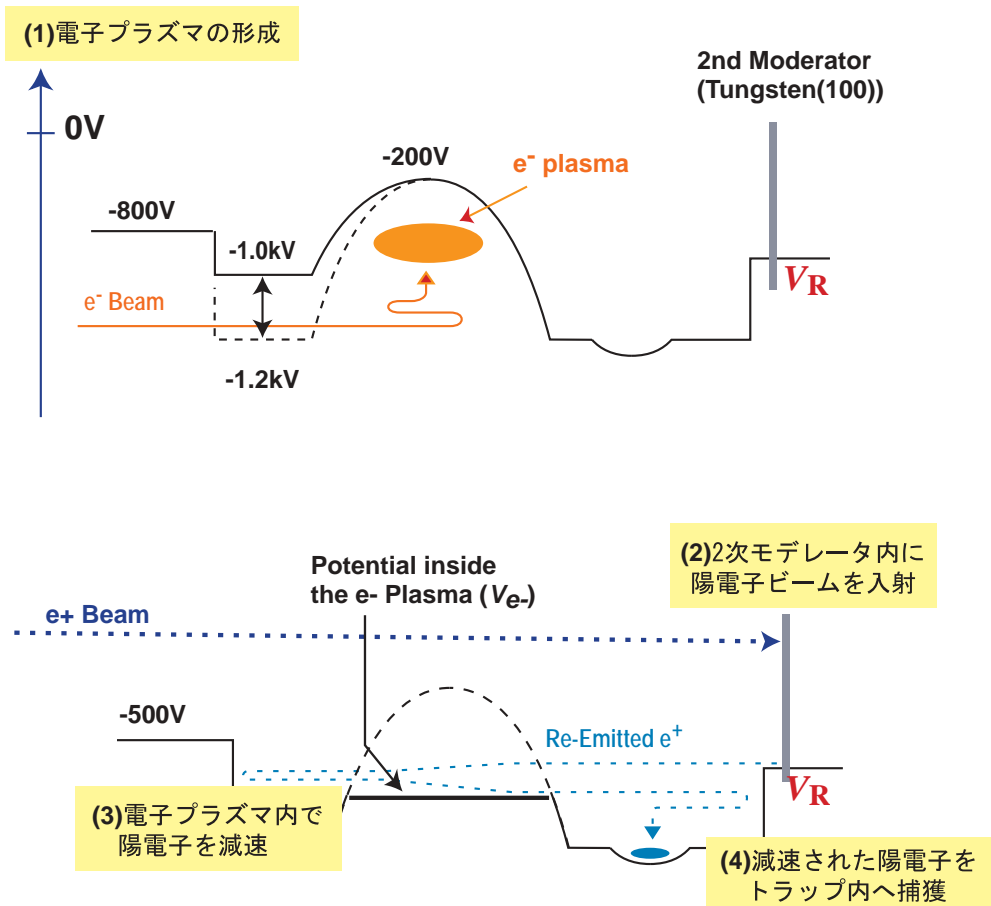


図 3.2: 高密度電子プラズマを用いた超高真空内への陽電子蓄積法。



子プラズマ内への陽電子の入射エネルギー)の領域ではほとんど依存しないといえる。また、陽電子のエネルギー損失  $dK_{e^+}/dx$  を大きくするには、陽電子の入射エネルギー  $K_{e^+}$  を小さくすることが必要だとわかる。

陽電子の電子プラズマ中への入射エネルギー  $K_{e^+}$  は、以下のようになる。

$$K_{e^+} = e(V_R - V_{e^-}) + w_{e^+} \quad (3.1)$$

ただし、 $V_R$  は2次モデレータ電位、 $V_{e^-}$  は電子プラズマ内部の空間電位である。 $w_{R,e^+}$  は、仕事関数が負であるために2次モデレータの表面から真空中に向かって陽電子が押し出されることによって陽電子が得る運動エネルギーである。

再放出した陽電子のエネルギー広がり、 $w_{e^+}$  の幅  $\delta w_{e^+}$  できる。2次モデレータに用いるタンゲステン板 (W(100)) の格子欠陥が少なく、清浄表面だとすれば

$$w_{e^+} = 2.5 \pm 0.5[eV] \quad (3.2)$$

すなわち、 $\delta w_{e^+} \sim 1eV$  である。

再放出した陽電子が電子プラズマ中に入射できるのは、 $K_{e^+} > 0$  のときである。ピーク幅  $\delta w_{e^+}$  内の再放出陽電子ビームをすべて電子プラズマ内に入射させ、かつ入射エネルギー  $K_{e^+}$  を極力小さくできるのは、

$$e(V_R - V_{e^-}) + 2.0eV \approx 0 \quad (3.3)$$

の場合である。図3.4のように2次モデレータ電位に対して1V程度の電位障壁  $V_B$  を立ててやることで、式(3.3)の条件は実現できる。このとき、 $K_{e^+}$  は  $0 \leq K_{e^+} \leq \delta w_{e^+}$  となり、最大で1eV程度となる。ここで、陽電子を電子プラズマ内で熱化させるまで減速し、 $\delta K_{e^+}$  が  $\delta K_{e^+} \approx K_{e^+}$  となれば、陽電子は2次モデレータに再入射することなくトラップ内に捕獲される。

以下、 $K_{e^+} \sim 1eV$  と仮定し、密度  $10^{11}cm^{-3}$ 、温度  $0.1eV$  の電子プラズマ中で、陽電子を電子温度程度まで減速させるために必要な電子プラズマの密度長さに関する条件を考察する。

図3.3(A)は、電子プラズマ中で並進方向エネルギーを失って電子温度まで減速されるまでの、陽電子の飛行距離を示す。各ラインが縦軸と交わる点は電子プラズマ中への陽電子の入射エネルギーに相当し、横軸と交わる点は電子プラズマ中で陽電子が熱化するまでの飛行距離に対応する。横軸  $S$  を (飛行距離)  $\times$  (電子密度) にとることで、この関係は電子プラズマ密度によらずほぼ一定となり、これを図3.3(B)に示した。入射エネルギー 1eV のラインに着目すると、 $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  ( $\equiv S_0$ ) のとき、陽電子は電子温度程度まで減速されることがわかる。電子プラズマ中を一往復する間にこれだけのエネルギー損失が起こればよいので、 $n_{e^-} \cdot 2L_{e^-} = S_0$  となればよい。よって、求められる  $\sigma_P$  は、 $2.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  である。

一方、2次モデレータに用いるタングステン板の格子欠陥が多かったり、表面に不純物が付着していたりする場合には、再放出した陽電子のエネルギーは低エネルギー側まで広く分布し、エネルギー幅  $\delta w_{e^+}$  は3eV程度までひろがる。このとき、ピーク幅  $\delta w_{e^+}$  内の再放出陽電子ビームをすべて電子プラズマ内に入射させ、かつ入射エネルギー  $K_{e^+}$  を極力小さくできるのは、

$$e(V_R - V_{e^-}) \approx 0 \quad (3.4)$$

の場合である。ここでは、低エネルギー部分も全て入射するように図3.4の電位障壁  $V_B$  をなくす ( $V_B=0\text{V}$  にする) 必要がある。  $K_{e^+}$  は最大3eV程度になる。上と同様の考察で、図3.3(B)の入射エネルギー3eVのラインに着目することで、求められる  $\sigma_P$  は、 $1.7 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  とわかる。

### 3.3 陽電子蓄積を実現するために課される条件

2次モデレータから再放出した陽電子をトラップ内に蓄積するには、陽電子が2次モデレータに再入射しないように電子プラズマ内で充分減速してやる必要がある。

2次モデレータ電位  $V_R$  を電子プラズマ中の電位  $V_{e^-}$  に対して

$$e(V_R - V_{e^-}) \sim 0 \quad (3.5)$$

と設定することで、電子プラズマ内への陽電子の入射エネルギー  $K_{e^+}$  を  $\leq 3\text{eV}$  程度まで小さくすることができる。

また、形成される電子プラズマの密度と長さの積  $\sigma_P = n_{e^-} \cdot L_{e^-}$  を

$$\sigma_P = 10^{15} \sim 10^{16} \text{ [m}^2\text{]} \quad (3.6)$$

程度にすることで、 $K_{e^+} \leq 3\text{eV}$  で電子プラズマ中に入射した陽電子を捕獲できると推定された。

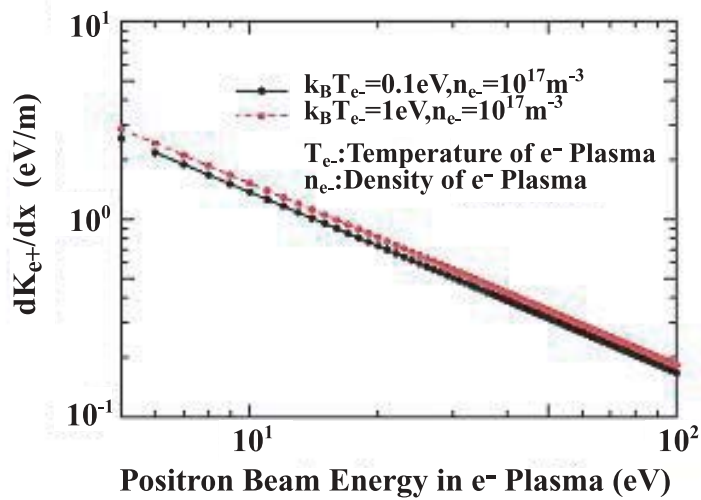


図 3.3: 密度  $10^{11} \text{cm}^{-3}$  の電子プラズマ内に入射する陽電子のエネルギー (横軸) と、その陽電子に対する阻止能 (縦軸) との関係。

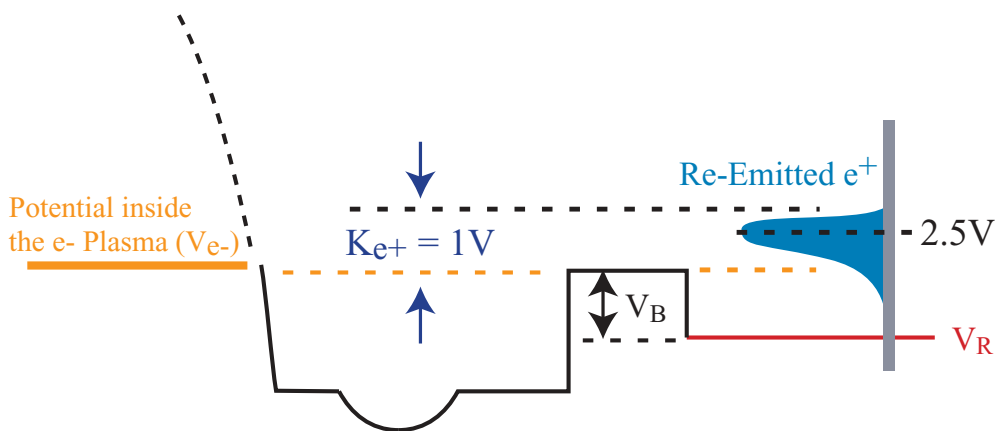


図 3.4: 2次モデレータから再放出する陽電子を、エネルギー  $\leq 1\text{eV}$  で電子プラズマ中に入射するためのポテンシャル配置。

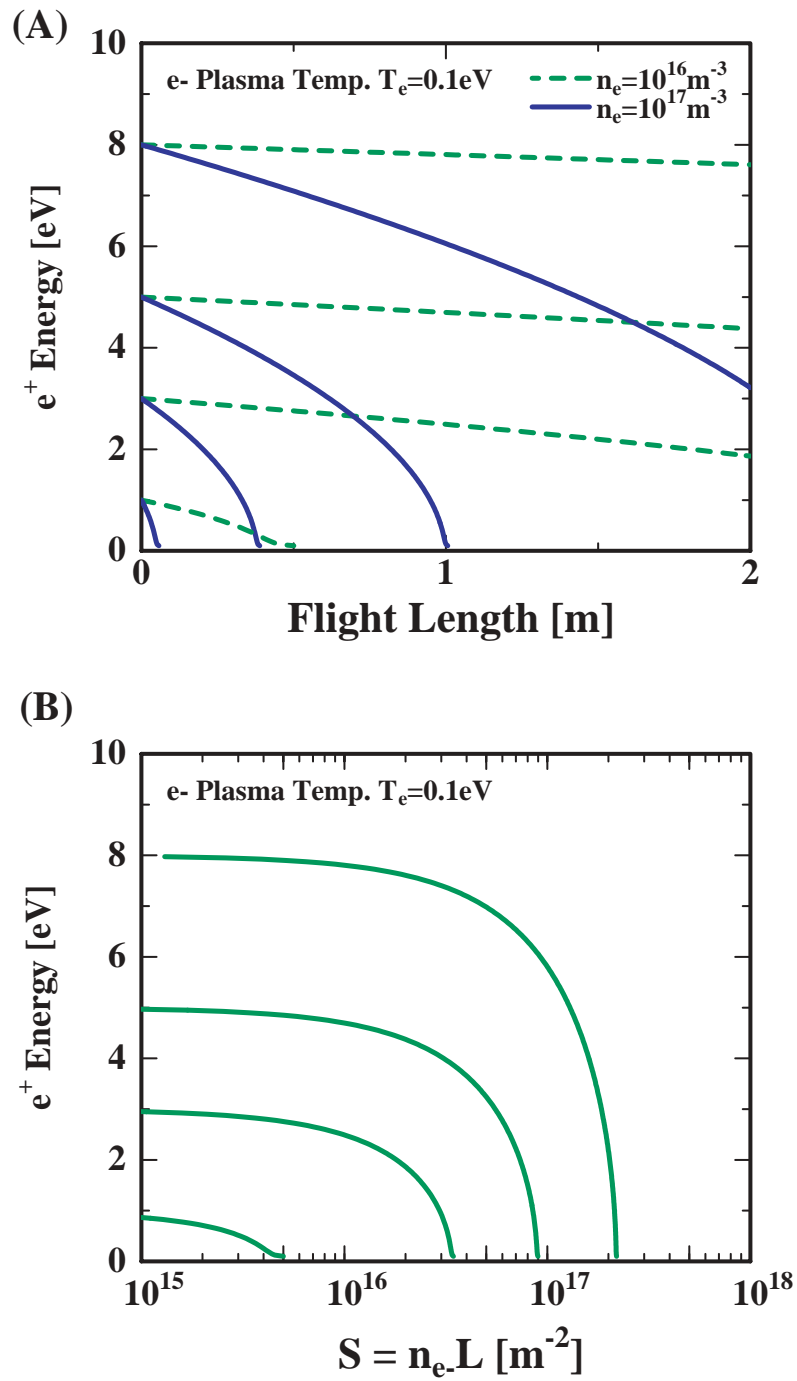


図 3.5: 電子プラズマ中を飛行する陽電子のエネルギー損失と、 $L$  及び  $S \equiv n_e \cdot L$  ( $n_e$  は電子密度,  $L$  は飛行距離) との関係

# 第4章 高密度電子プラズマを用いた陽電子蓄積に関連した装置の説明

装置全体のうち、高密度電子プラズマの蓄積とそれを用いた陽電子蓄積に関係した部分を説明する。第一に、これら非中性プラズマの蓄積システムである電磁トラップ概要を述べる。第2に、本研究で採用した電磁トラップ「Multi-Ring Trap」、及び周辺機器について説明する。

## 4.1 電磁トラップの選定

荷電粒子の閉じ込めには電磁トラップを利用する。ここでいう電磁トラップとは、軸方向に形成したポテンシャル障壁と、軸に平行で一様な磁場を有し、前者により荷電粒子を軸方向に束縛し、後者により動径方向に束縛することで空間的な閉じ込めを可能にするものである。代表例として、図4.1の(A)(B)(C)が上げられる。

(A)はF.M. Penningによって考案された「Penning Trap」である[11]。z軸方向に向かい合わせに設置されたEnd-Capとよばれる2つの電極と、Ring-Electrodeと呼ばれるリング状電極を有する。また、z軸方向には一様な磁場が形成されている。End-Capの電位を $V_0$ 、Ring-Electrodeは接地されているとする。電極はz軸の周りに回転対称な回転双曲面の形をしており、トラップ内の電気四重極ポテンシャルの境界条件を与える。形成されるトラップポテンシャル $V_T$ を円筒座標 $(\rho, \theta, z)$ で表すと、

$$V_T(\rho, z) = V_0 \frac{z^2 - \rho^2/2}{2d^2}$$
$$d^2 = \frac{1}{2}(z_0^2 + \rho_0^2/2) \quad (4.1)$$

となる。z方向には、 $r=0$ を底とする調和ポテンシャルウェルが形成され

ており、実際ここが閉じ込め領域になる。一方、動径方向には、 $r=0$  はポテンシャル極大点になっている。つまり、トラップ電極のつくるポテンシャルは  $z$  方向の束縛条件しか与えない。動径方向の束縛は、 $z$  方向の一樣磁場内で荷電粒子が運動することにより保証される。こうして、荷電粒子は End-Cap にはさまれたポテンシャルウェル内に閉じ込められることになる。このタイプのトラップは、少数の荷電粒子を長時間安定に閉じ込めるのに向いており、原子物理の研究分野に多く用いられてきた。しかし、構造上の問題から閉じ込め領域を長く取れず、また End-Cap が  $z$  軸上両側をふさいでいるために荷電粒子を導入しづらく、多量の荷電粒子の蓄積には不便である。

一方、非中性プラズマの研究のためには、多量の荷電粒子の蓄積が求められる。そこで、電位障壁をつくる両端の円筒電極と、閉じ込め領域をつくる中心の長い円筒電極を用いた (B) 「Penning-Malmberg Trap」が開発された [12]。ここでは、 $z$  軸上のポテンシャルウェルは調和型でなく矩形となっている。中心の円筒電極を充分長く取ることによって蓄積領域を広く取れ、また軸上両側からの荷電粒子導入が (A) と比較して便利であるという利点がある。しかし、矩形ポテンシャルの場合、閉じ込め可能時間  $\tau_s$  が閉じ込め領域の長さ  $l_{trap}$  に対して  $\tau_s \propto l_{trap}^{-2}$  という関係になることが知られており、(A) と比較して長時間の閉じ込めには不利である。 [13] [14]

本研究では、多量の荷電粒子の閉じ込めと、閉じ込めの安定性を同時に保証するために、(C) 「Multi-Ring Trap (MRT)」を採用した [15]。円筒電極の個数を多くとることで閉じ込め領域を長くできるので、(B) と同様に多量の荷電粒子を蓄積できる。また、各電極にトラップ中心からの距離の 2 乗に比例するバイアスを加えることで、 $z$  軸上に調和ポテンシャルウェルを形成でき、これにより閉じ込めの安定性が保証される。

また、蓄積粒子数が多くなるにつれ鏡像電荷の影響が大きくなる。そのため、電極ポテンシャルを調和型にした (A)(C) においても、鏡像電荷ポテンシャルまで含めると、和は調和型でなくなり、閉じ込めの安定性が悪くなる。しかし、(C)MRT の場合は、抵抗分割比を適当に変えることで、鏡像電荷ポテンシャルの補正を含めて軸方向に調和型ポテンシャルウェルを形成することが出来る。また、回転電場用分割電極など多様な機能を容易に付加できるという利点もある。

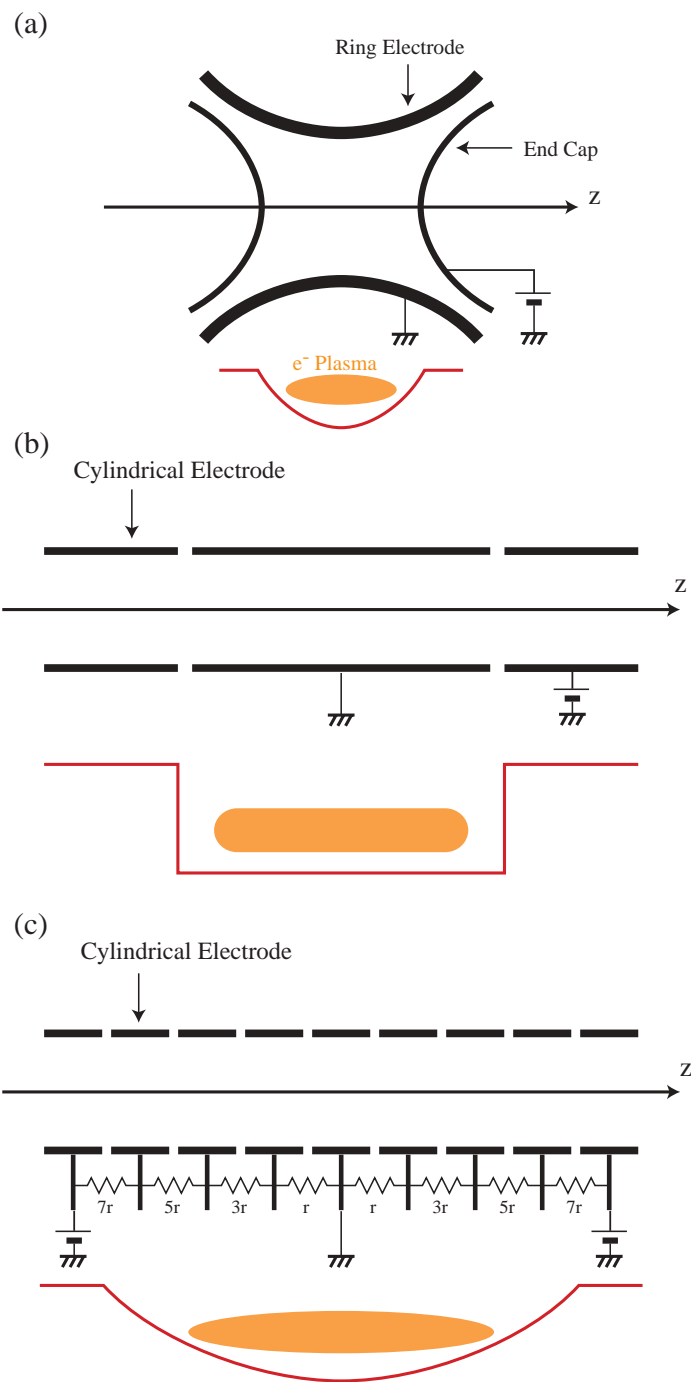


図 4.1: (A)Penning Trap、(B)Penning-Malmberg Trap、(C)Multi-Ring Trap の模式図。赤のラインは、電極バイアスにより  $z$  軸方向に形成されるポテンシャルウェルを表す。 $z$  軸方向には一様磁場が形成されている。



## 4.2 Multi-Ring Trap

図 4.3 は Multi-Ring Trap の垂直断面、及び、陽電子蓄積実験に関連する機器 (2 次モデレータ・電子銃・Faraday-Cup 等) の配置を示す。以下、これらの仕様を説明する。以下の説明では、() 内のアルファベットは図 4.3 中の記号に対応する。

### 4.2.1 トラップ中心部

冷却用トラップの中心部は、超伝導ソレノイド (SCM)、超高真空ダクト (Duct)、及び超高真空ダクトに収容された円筒電極群 (M.E.) からなる。MRT は  $z$  軸上に負電荷 (電子)・陽電荷 (陽電子) を収容するための静電ポテンシャルウェルを形成し、ソレノイドは軸方向一様な磁場を形成する。ポテンシャルウェルが形成されるのは、円筒電極群の中心 50cm 領域であり、ここが非中性プラズマの閉じ込めに使用される。

図 4.5 は円筒電極群の写真である。これは、同軸 ( $z$  軸上) に配置された 23 個の円筒電極群からなる。各円筒電極の内径は 38mm、長さは 20mm で、3mm 間隔で設置されている。各電極は電氣的に絶縁されており、それぞれ独立にポテンシャルを与えることができるようになっている。このとき、 $z$  軸上に静電調和ポテンシャルウェルを形成するため、適当な分割抵抗を用いる。図 4.6 に電子・陽電子蓄積実験に用いられるポテンシャル配置の典型例、及び使用する分割抵抗を示した。分割抵抗の組み合わせを取り替えることで、形成されるポテンシャルの形、個数を自由に変更することができる。

### 4.2.2 温度・真空モニター

ダクトは熱シールドの内側に収容されており、冷凍機で 10K 程度されている。ダクト温度は熱伝対 (T1,T2,T3,T4) を用いて常時モニターされている。中心電極の外側は熱シールドの外にあり、常温になっている。

トラップ内の真空引きは、両サイド常温部分に設置されたターボ分子ポンプ (T.M.P.) と油回転ポンプ (R.P.) で行う。ポンプ付近にはイオンゲージ (I.G.) が設置されており、真空度がモニターできるようになっている。ここでの真空度  $p_{out}$  の典型値は  $3 \times 10^{-9}$  mbar 程度である。トラップ中央部の真空度  $p_T$  は直接モニターできないが、それ自身のクライオポンプ効

果により、 $p_{out}$  よりも高真空になっていると考えられる。

### 4.2.3 ダクト位置調整機構

本研究で使用するシステムでは、磁場軸 (ソレノイドの軸) はビームラインに対して固定されているが、円筒電極群の軸は、これを収容するダクトの位置を動かすことで調整可能である。図 4.3 に示したように、円筒電極群を収容している超高真空ダクトは、上下左右から 4 本の直線導入によって支持されている (P.A.)。これらは、ステッピングモータ (S.M.) で水平・垂直方向へ  $\pm 2$  mm の範囲で移動するので、これによりダクト位置をうごかすことができる。このダクト位置調整機構を通じて、電極軸が磁場軸に一致するよう微調整を行っている。

### 4.2.4 低速陽電子源

低速陽電子源 [10] は MRT の上流側に設置されており<sup>1</sup>、 $\beta^+$  線源 ( $^{22}\text{Na}$ ,  $30\text{mCi}$ )<sup>2</sup> と 1 次モデレータ (固体 Ne) からなる。 $\beta^+$  線が 0.2% の効率で低速陽電子に変換され、強度  $2 \times 10^6 e^+/\text{s}$  の陽電子ビームが供給される。

### 4.2.5 電子ビーム導入システム

電子ビーム導入システムは、MRT 上流側のビームライン中に設置されている。その構造を、図 4.7 に示した。これは、電子銃 (e-Gun)、電子ビーム位置調整 ( $E \times B$  Plate) からなり、トラップ入口部分に納められている。電子銃カソード径は 1mm であり、付近の磁場強度は 0.01T である。陽電子ビームやイオンビームの入射に支障をきたさないよう、図 4.7 で示すように電子銃は z 軸上から垂直方向に 25mm はなして設置されている。電子ビーム位置調整器は 2 枚の平行平板からなり、水平面内にトラップ軸に垂直な平行電場が形成される。ビームラインに沿って形成されている軸方向の磁場 B と、この水平方向の電場 E のもたらす  $E \times B$  ドリフトにより、電子ビームは軸上までガイドされ、その後トラップに入射する。また、電子銃カソードの前面に設置されている電極 (電子ビーム引き出し

<sup>1</sup>MRT との位置関係については図 2.1 参照のこと。

<sup>2</sup>2003 年 1 月現在使用している線源強度。

電極)により、トラップ内に入射する電子ビーム電流量を調整することができる。

#### 4.2.6 陽電子2次モデレータ

陽電子2次モデレータ(2nd Moderator)は、円筒電極群(M.E.)の下流側に設置されており、ホルダー内に收容されている。付近の磁場強度は5Tである。図4.8に写真を示した。ホルダーには2次モデレータ自身(直径10mm)を固定する構造と、穴構造(15mm)とを有する。駆動機構を有し、陽電子入射時には2次モデレータ側が軸上配置され(Close)、トラップから下流の低磁場領域へ荷電粒子を輸送するときには穴構造がトラップ軸上に配置される(Open)。2次モデレータはタングステンの単結晶薄板(厚さ2mm、(100)-表面)から成る。タングステンは陽電子に対して負の仕事関数(-3eV)を有し、内部から表面付近へ拡散してきた陽電子は真空側へ押し出される。陽電子は1keV程度でタングステン内に打ち込まれる。ここでの平均入射深度はタングステン内部での平均拡散距離より充分小さいため、入射した陽電子は入射してきた側へ再放出される。再放出する陽電子のエネルギー分布は表面状態と内部の結晶構造に強く依存するが、内部・表面状態がともに良い時でエネルギー幅は1eV程度であることが知られている。

#### 4.2.7 Faraday Cup および蛍光膜

トラップ下流側常温部分にはFaraday Cup(Faraday-Cup)が設置されている。ここでの磁場強度は $\sim 0.05\text{T}$ である。Faraday Cupは、電子数測定、電子ビーム強度測定、陽電子ビーム強度測定に使用されている。また、Faraday Cupの底には直径26mmの蛍光膜(Phosphor Screen)が取り付けられている。これは、電子プラズマ径を測定するのに用いられる。

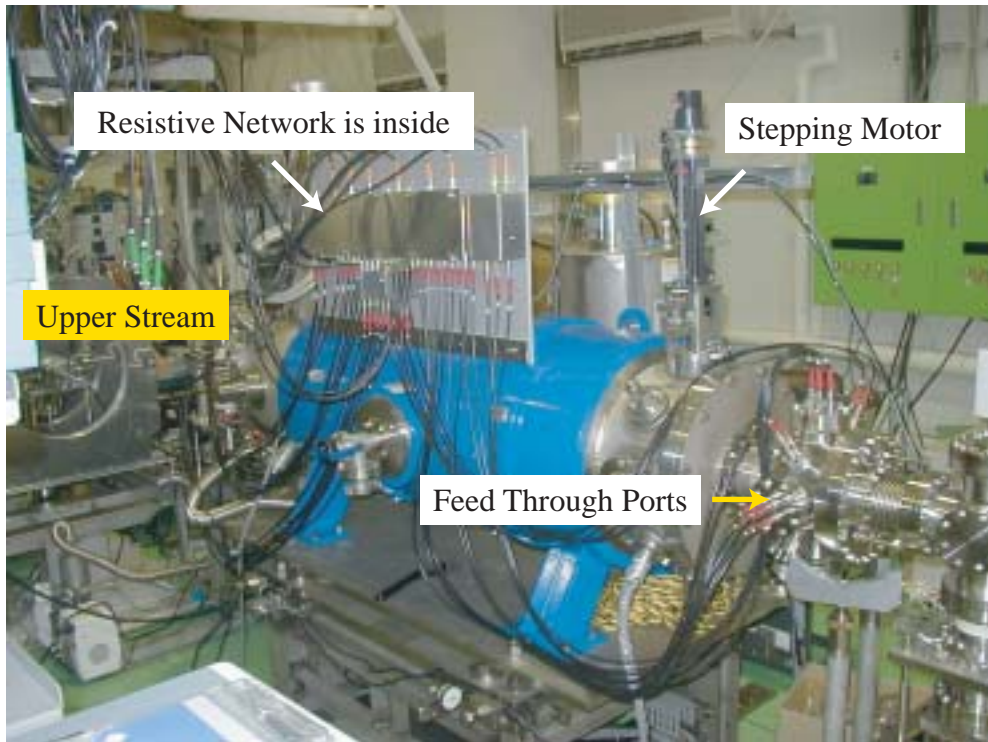
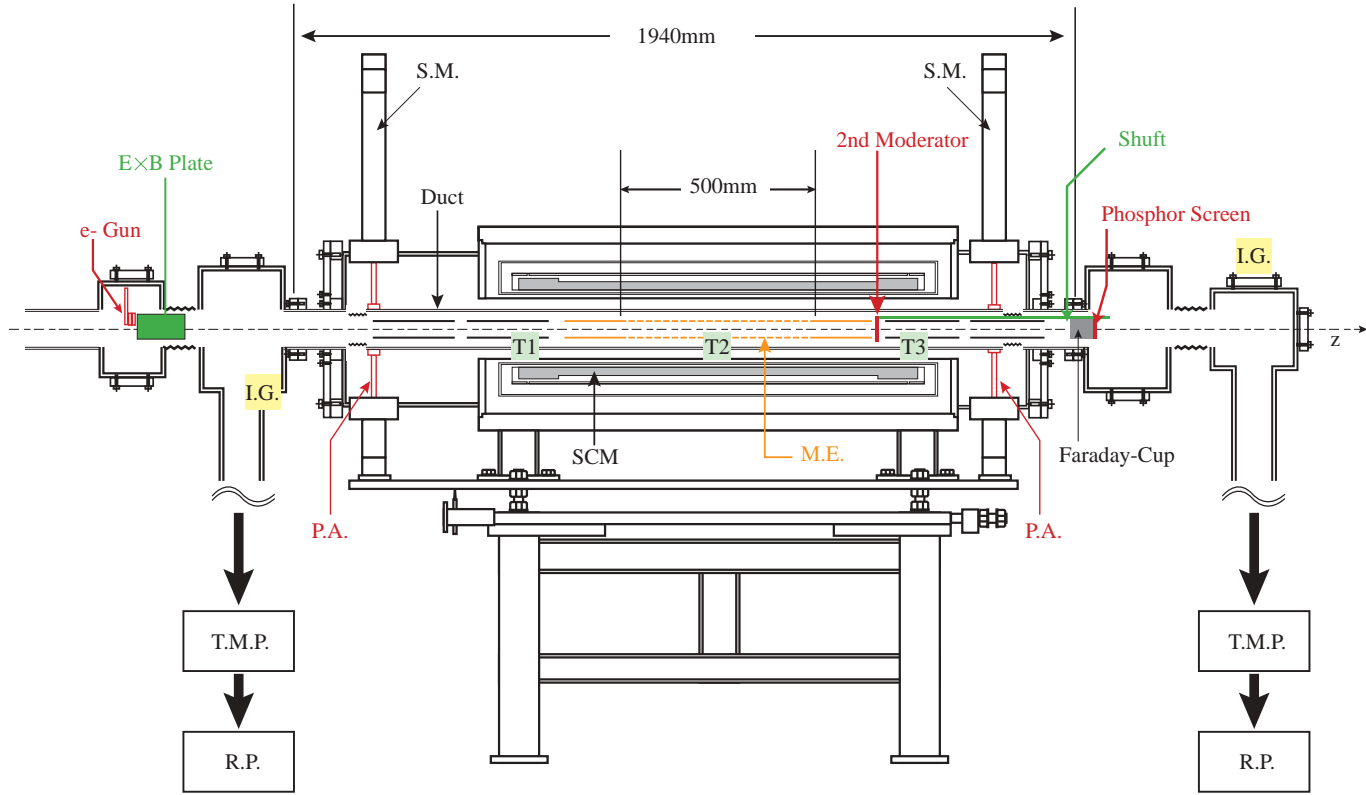


図 4.2: Multi-Ring Trap の外観。

図 4.3: Multi-Ring Trap の垂直断面図



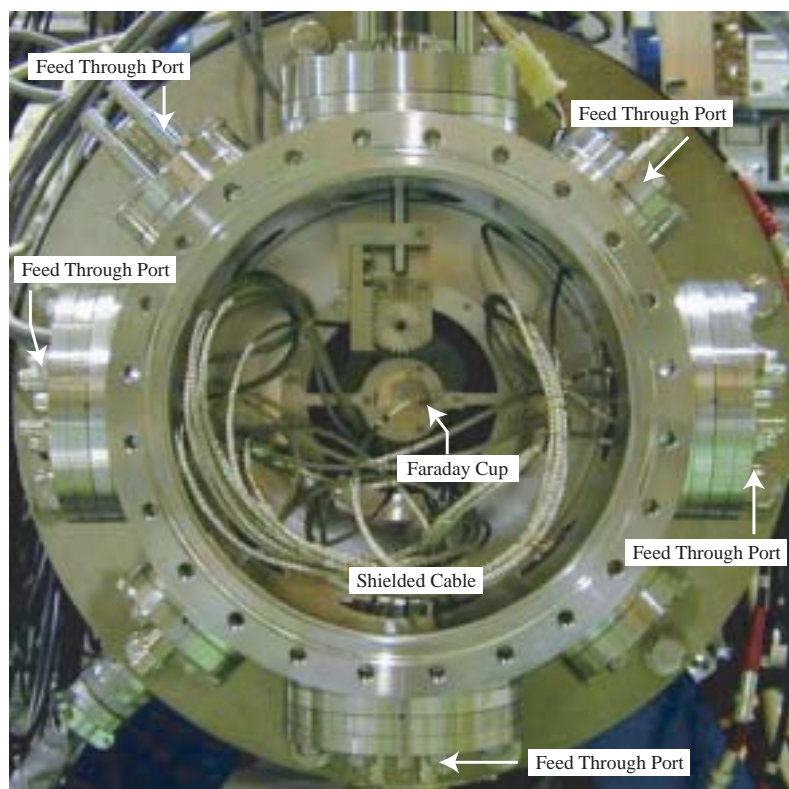


図 4.4: 下流側から見たトラップ内部

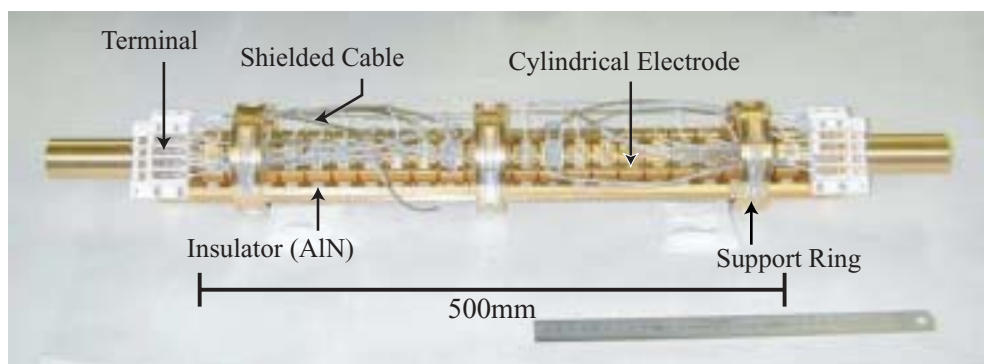


図 4.5: 調和ポテンシャルウェルを形成するためにトラップ中心に設置された電極群。各電極は互いに絶縁されており、真空外からフィードスルーを介してバイアスされる。

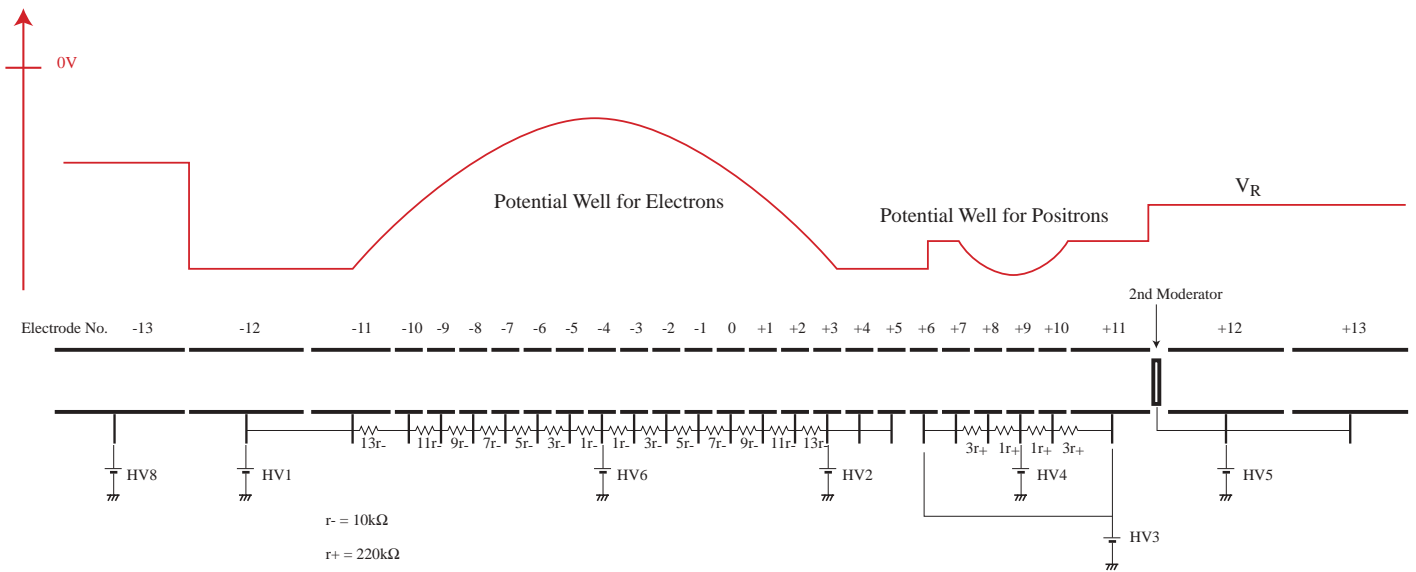


図 4.6: トラップ電極の構成と、調和ポテンシャルウエルを作るための抵抗ネットワーク。

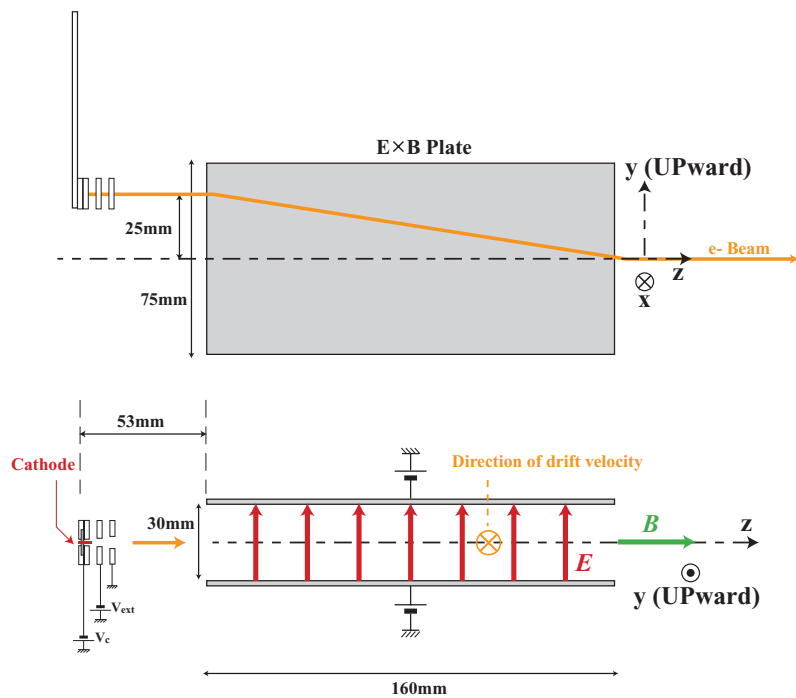


図 4.7: 電子ビーム入射系。電子ビームは  $E \times B$  ドリフトにより軸上にガイドされ、その後トラップに入射する。

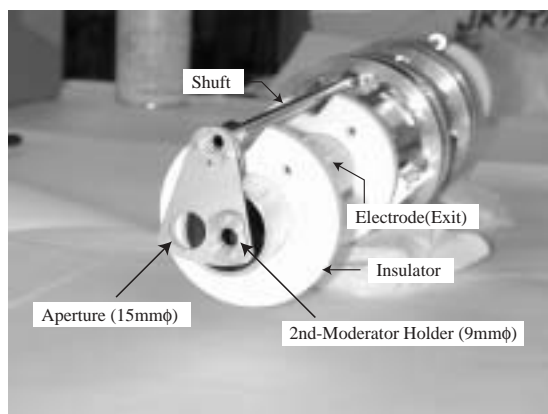


図 4.8: 陽電子用 2 次モデレータ及びそのホルダー。駆動機構を有し、陽電子ビームを打ち込むときは 2 次モデレータ部分が軸上に配置され (Close)、また、トラップ下流に荷電粒子を輸送するときには穴構造が軸上に配置される (Open)。



# 第5章 高密度電子プラズマの形成

## 5.1 電子プラズマ形成とプラズマ診断

### 5.1.1 電子プラズマ形成

電子プラズマ形成は、図5.1のようなトラップポテンシャルの下で行う。調和ポテンシャルウェルの出入口側ゲートの電位は、はじめ  $V_{G1}$  に設定してある。入口側ゲートを  $V_{G2}$  まで下げて電子ビームを適当な時間入射し、その後入口側ゲートを再び  $V_{G1}$  に戻して電子入射を終了する。これにより、ポテンシャルウェル内に電子プラズマが形成される。実験時のトラップポテンシャル配置、及び電子ビーム発射時の電子銃カソード電位 ( $V_{Cathode}$ )、電子ビーム引きだし電極電位 ( $V_{Grid}$ )、トラップ内入射電子ビームの電流値 ( $I_{e-}$ )、トラップ内入射電子ビーム径 ( $d_B$ )<sup>1</sup>等の典型値を表5.1にまとめた。

トラップ内入射電子ビーム電流値  $I_{e-}$  は、電子ビーム引き出し電極電位  $V_{Grid}$  によって調整される。 $I_{e-}$  と  $V_{Grid}$  との関係を図5.2に示した

---

<sup>1</sup>4.2.5節で述べたように、電子銃カソード径は1mm程度でなので、発射直後のビーム径は1mm程度であり、ここでの磁場強度は  $B = 0.01\text{T}$  である。電子ビームが磁力線に沿って断熱的に入射すると考えると、トラップ内 ( $B = 5\text{T}$ ) での電子ビーム径は  $1\text{mm} \times \sqrt{0.01\text{T}/5\text{T}} = 0.04\text{mm}$  程度となる。

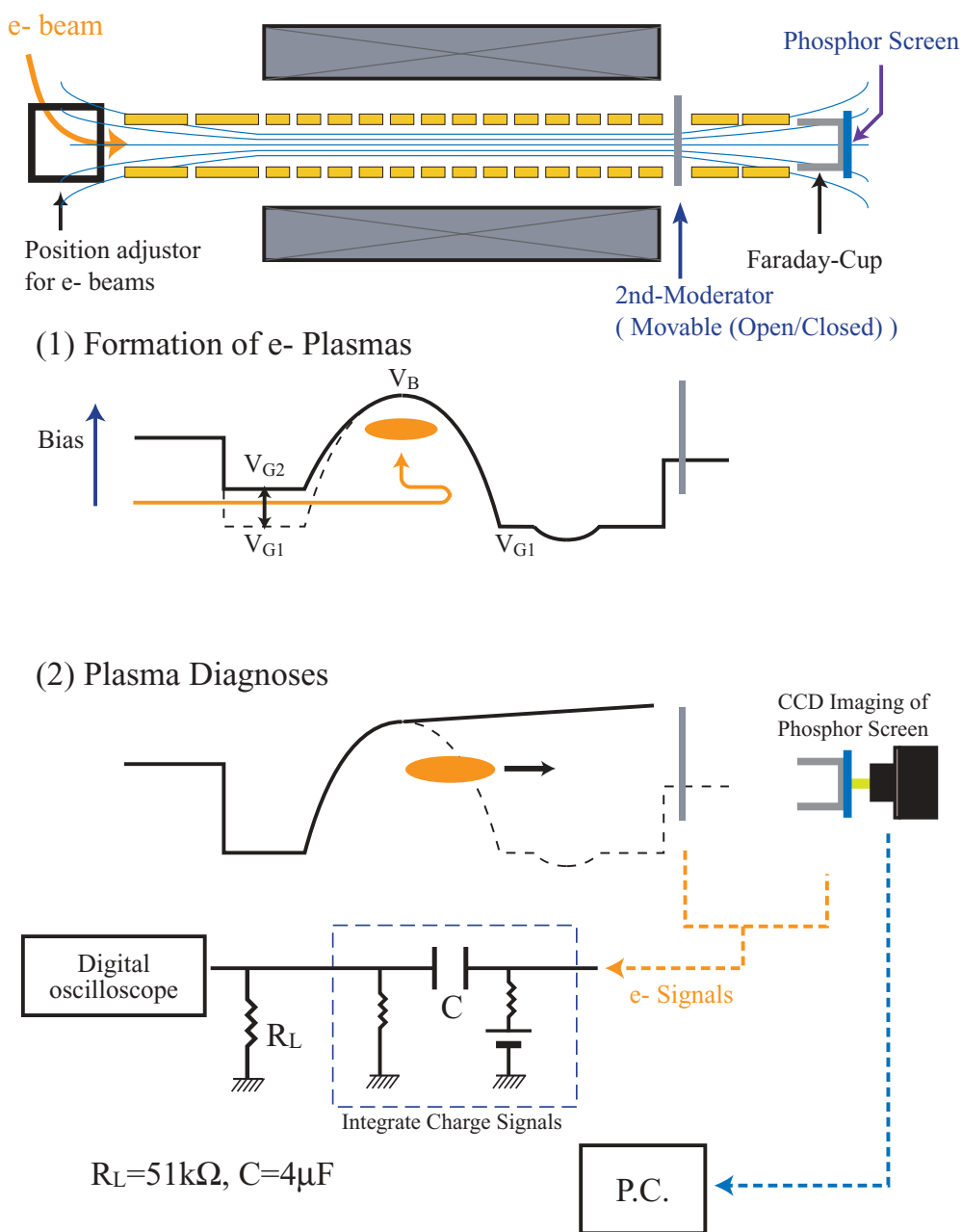


図 5.1: 電子プラズマの形成と、プラズマ診断。電子数は 2 次モデレータまたは Faraday-Cup に到達した電荷量から測定し、プラズマ径は蛍光膜上にプラズマをダンプしたときに生じる発光輝度分布を CCD 画像に収め、画像解析することで求めている。

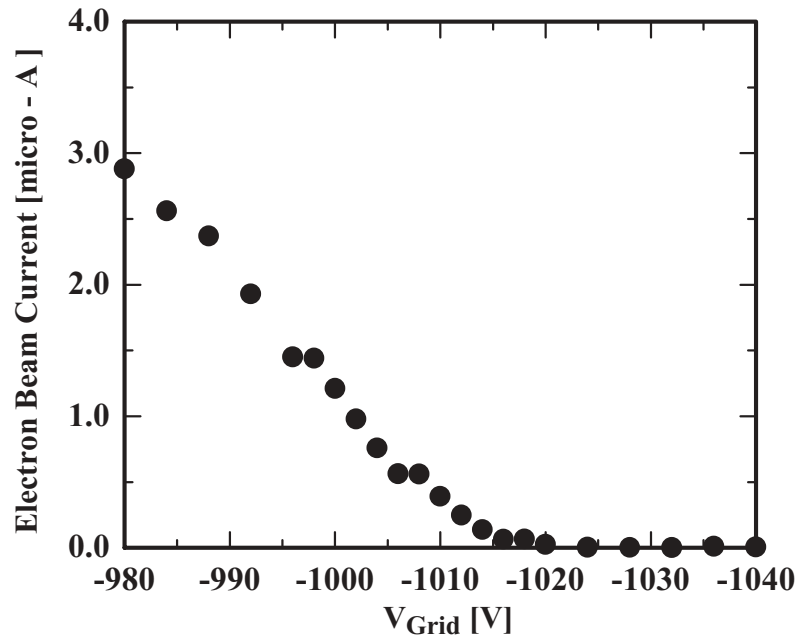


図 5.2: 電子プラズマ形成時にトラップへ入射される電子ビーム電流値 (縦軸) と、電子ビームユニットの引き出し電極電位 (横軸) との関係。通常の電子蓄積と同様、電子銃カソード電位  $V_{Cathode} = -1040\text{V}$ 、ポテンシャルウェル入口ゲート電位  $V_{G2} = -1000\text{V}$  に設定した。

実験パラメタ	
磁場強度	5T
トラップ領域温度	10K
電子入射時のポテンシャル配置	
- ポテンシャルウェル入口ゲート ( $V_{G2}$ )	-1000V
- ポテンシャルウェル底 ( $V_B$ )	-200V
- ポテンシャルウェル出口ゲート ( $V_{G1}$ )	-1200V
電子蓄積時のポテンシャル配置	
- ポテンシャルウェル深さ ( $V_W = V_B - V_{G1}$ )	1000V
- ポテンシャルウェル出入口ゲート ( $V_{G1}$ )	-1200V
- ポテンシャルウェル底 ( $V_B$ )	-200V
電子銃カソード ( $V_{Cathode}$ )	-1040V
電子ビーム引き出し電極 ( $V_{Grid}$ )	-1003V
入射電子ビーム電流 ( $I_{e^-}$ )	1 $\mu$ A
トラップ内入射電子ビーム径 ( $d_B$ :推定値)	0.04mm

表 5.1: 電子プラズマ蓄積実験条件

#### 電子プラズマ診断-1 電子プラズマ構成電子数の測定

電子プラズマ構成電子数は、図 5.1(2) のように下流側ゲートを下げ、電子プラズマを引き出し、2次モデレータあるいは Faraday-Cup に到達する電荷の積算値から決定する。電子を Faraday-Cup で受けるときには、2次モデレータを Open にしておく。

2次モデレータ (または Faraday-Cup) で受けた電子電流 ( $= dQ/dt$ ) は、負荷抵抗  $R_L$  で電圧値  $V(t)$  に時間される。総電荷量は

$$Q = \frac{1}{R_L} \int V(t) dt \quad (5.1)$$

と表される。総電子数  $N_{e^-}$  は

$$N_{e^-} = \frac{Q}{e} = \frac{1}{eR_L} \int V(t) dt \quad (5.2)$$

から求めることができる。(  $e^-$  は素電荷) 本研究の実験条件 ( $R_L = 51k\Omega$ ) では、 $1 \mu Vsec = 1.2 \times 10^8$  electrons という関係が成り立つ。

## 電子プラズマ診断-2 蛍光膜の CCD 画像撮影による電子数 2 次元分布の測定

電子プラズマ径の見積もりは、2 次モデレータを Open にし、電子プラズマを下流の蛍光膜に加速してぶつけ、蛍光膜上に生じる発光分布を CCD カメラで撮影することによって行う。ここでは、(a) プラズマを構成する電子は磁力線にそってひきだされ、(b) 電子はすべて蛍光膜に到達する という仮定が成り立つものとする。

ここで、電子プラズマが形成されているトラップ内の磁場強度を  $B_T$ 、蛍光膜の設置位置の磁場強度を  $B_F$  とする。また、蛍光膜上での発光スポット径を  $d_F$  とする。また、トラップ内でのプラズマ径を  $d_T$  とする。仮定 (a) より、 $d_T$ 、 $d_F$  を貫く磁束は不変であり、これを  $\Phi$  とすると、

$$\begin{aligned}\Phi &= \pi \left( \frac{d_T}{2} \right)^2 B_T = \pi \left( \frac{d_F}{2} \right)^2 B_F \\ d_T &= d_F \sqrt{\frac{B_F}{B_T}}\end{aligned}\quad (5.3)$$

となる。ここで、 $B_T = 5\text{T}$ 、 $B_F = 0.05\text{T}$  なので、

$$d_T = 0.1d_F \quad (5.4)$$

と見積ることができる。すなわち、トラップ内での電子プラズマ径は、蛍光膜上で観測される径の 0.1 倍であることがわかる。

上記の仮定 (a)(b) に加えて (c) CCD カメラに収められた単位ピクセルあたりの発光輝度  $I_z$  と、その部分に飛び込んだ電子数  $dN_{e-}$  に関して  $dN_{e-} \propto I_z + I_{z,bk}$  ( $I_{z,bk}$  は一様なバックグラウンドからの寄与) が成り立つと仮定する。すると、CCD 画像に収められた発光輝度の 2 次元分布は、電子プラズマを径方向に 10 倍に拡大し、そのまま長軸 ( $z$  軸) 方向に投影したときの電子数の 2 次元分布として扱うことができる。

## 電子プラズマ診断-3 CCD 画像解析によるプラズマ径、長さ、密度の算出

付録で記すように、トラップ内に形成された電子集団の温度が充分冷えている場合には、その電子集団を電子プラズマとして扱うことができる。さらに、電子プラズマのつくる鏡像電荷ポテンシャルが無視できる場合、電子プラズマは密度  $n_{e-}$  が一様で磁場軸 ( $z$  軸) 周りに一様に回転

する回転楕円体だと近似できる(剛体回転近似)。ここでは扱いを簡略化するため、(d) 剛体回転近似が成り立つ と仮定する。

仮定(c)から、各ピクセル上での発光輝度  $I_z$  は、電子密度の  $z$  方向の積分値になる。また、密度一様の仮定(d)から、 $I_z$  は  $z$  軸方向の長さ  $l_z$  に比例する。

図 5.3 左(写真)は、適当な蓄積時間を経た後に電子プラズマを蛍光膜にぶつけたときに生じる発光輝度の CCD 画像である。紙面垂直方向が  $z$  軸方向に対応する。発光輝度  $l_z$  をさらに  $y$  軸方向に投影したものが図 5.3 右(グラフ)の縦軸  $P_y(I_z)$  である。電子プラズマが回転楕円体であるという仮定(d)より、 $r$  方向の直径を  $d$ 、 $z$  方向の長さを  $l_z$  とすると、

$$\frac{x^2 + y^2}{(d/2)^2} + \frac{z^2}{(l_z/2)^2} = 1 \quad (5.5)$$

$$\iff \frac{y^2}{(d/2)^2} + \frac{z^2}{(l_z/2)^2} = 1 - \frac{x^2}{(d/2)^2} \quad (5.6)$$

となる。仮定(c)(d)より、 $P_y(I_z) - P_y(I_{z,bk})$  は回転楕円体の  $x$  軸に垂直な切り口の面積に比例するので、

$$P_y(I_z) - P_y(I_{z,bk}) \propto \pi \sqrt{(d/2)^2} \cdot \sqrt{(l_z/2)^2} \cdot \left(1 - \frac{x^2}{(d/2)^2}\right) \quad (5.7)$$

が成り立つ。CCD 画像から得られる  $P_y(l_z)$  を式(5.7)を用いてフィットし、これと一様なバックグラウンドとの交点  $x_1, x_2$  を求めれば、蛍光膜上でのプラズマ径  $d_F$  は

$$d_F = |x_1 - x_2| \quad (5.8)$$

から求まる。これと式(5.4)を組み合わせることでトラップ内でのプラズマ径  $d_T$  が求まる。

一方、長軸方向の長さ  $L_z$  ( $l_z$  の最大値) やプラズマ密度  $n_{e-}$  は、電子数  $N_{e-}$ 、 $d_T$ 、ポテンシャルウェルの深さ、ポテンシャルウェルの勾配 等から計算により求めることが出来る [16]。

### 5.1.2 全電子数と、ポテンシャルウェル深さ・電子入射時間との関係

ポテンシャルウェルの深さ  $V_W$  は可変であるが、表 5.1 にある典型値 1000V を用いる。図 5.4 に、電子ビーム入射時間  $t_{e-}$  と蓄積される全電

子数  $N_{e-}$  との関係を示す。  $t_{e-}$  を長くしていくと  $N_{e-}$  は増えていくが、  $N_{e-}$  がある値  $N_{e-}^*$  に達した時点から蓄積レートが急に落ち、これ以上  $t_{e-}$  を長くしても  $N_{e-}$  はあまり変化しない。これはプラズマの電子数が Overflow に達したことを意味する。 Overflow 電子数  $N_{e-}^*$  は  $V_W$  で決定される値で、  $t_{e-}$  の増大や、電子ビーム電流値  $I_{e-}$  や真空度などの揺らぎによらずほぼ一定に決まる。 図 5.4 では、  $N_{e-}^*$  は  $\sim 2 \times 10^{10} e^-$  である。

図 5.5 の各色のラインは、電子ビーム入射時間  $t_{e-}$  をある値に固定した下で電子プラズマ形成を行った場合に、蓄積される全電子数  $N_{e-}$  のポテンシャルウェル深さ  $V_W$  依存性を示す。それぞれの  $t_{e-}$  において、  $V_W$  を大きく (深く) していくと、途中までは黒破線で代表される同一のラインに乗る。黒破線上では、  $N_{e-} = N_{e-}^*$  となっている。そのため、  $N_{e-}$  はパラメタ  $t_{e-}$  によらず、  $V_W$  のみで決定されている。

さらに  $V_W$  を深くしていくと、ある点からは、黒破線よりも傾きの小さい直線に変わる (黒破線下部の薄黄色領域)。 図 5.5 の薄黄色領域内では、  $V_W$  が一定で  $t_{e-}$  の異なる任意の 2 点 (異色の 2 点) に着目すると、  $t_{e-}$  が方が  $N_{e-}$  も大きい。ここは電子数が Overflow 未満の領域であり、  $N_{e-}$  は  $V_W$  のみならず  $t_{e-}$  にも依存する。また、薄黄色領域内において、  $t_{e-}$  が一定で  $V_W$  の異なる任意の 2 点 (同色の 2 点) に着目すると、  $V_W$  が深いほど  $N_{e-}$  も大きい。すなわち、  $V_W$  が深いほど電子の蓄積レート  $dN_{e-}/dt_{e-}$  が大きいとわかる。

本研究で用いる実験装置において、電子ビームを単に入射するだけでポテンシャルウェル内に電子が捕獲されるメカニズムは正確には理解できていない。しかし、電子の蓄積レートは真空度に依存して変化することが確認されているので、入射ビームによる残留ガスのイオン化が寄与していることが考えられる。また、イオン化以外に電子同士の相互作用 (すでにトラップされた電子のバッファ効果、入射ビームとトラップの終端で U ターンしてくるビームとによる 2 流体不安定性など) なども寄与している可能性がある。

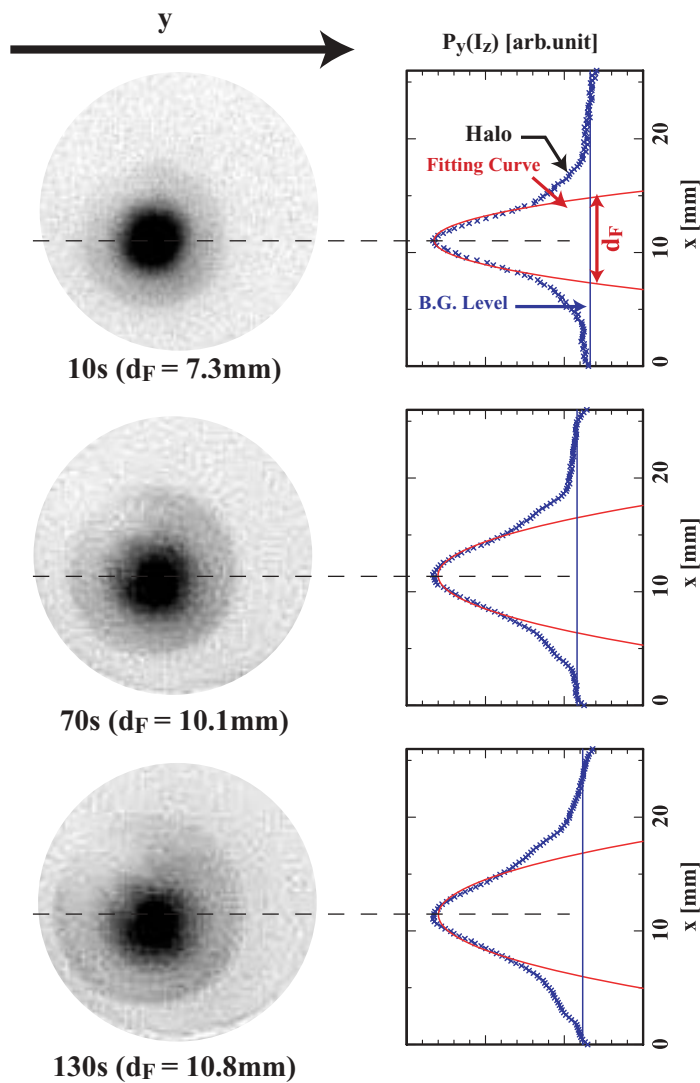


図 5.3: 左の写真は、適当な蓄積時間 (\*\* s) を経た後に、電子プラズマを  $z$  軸方向に引き出して蛍光膜にぶつけることで生じる発光分布の CCD 画像である。右グラフの縦軸  $P_y(I_z)$  は各点における発光輝度  $I_z$  の  $y$  方向の投影を表す。グラフ中の赤線は、 $x$  の 2 次関数でフィットした結果である。



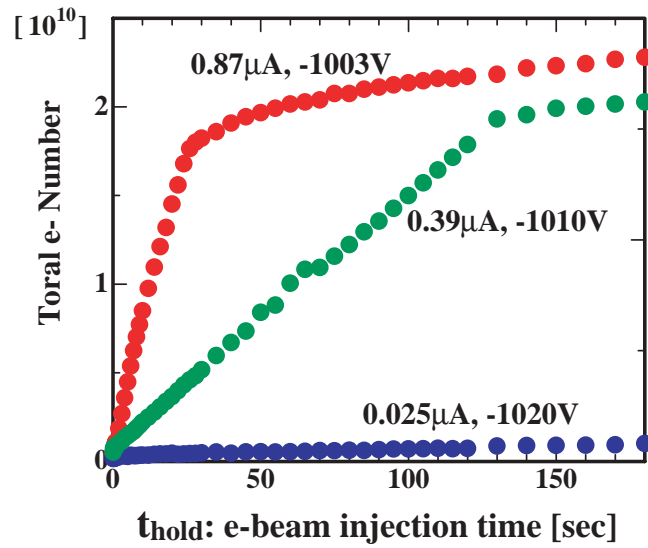


図 5.4: 電子ビーム入射時間 (横軸) と、形成される電子プラズマの全電子数 (縦軸) との関係。各ラインの横の数字は、入射電子ビーム電流値, 電子ビーム引き出し電極電位を示す。電子銃カソード電位は-1040V、ポテンシャルウェルの深さは 1000V である。

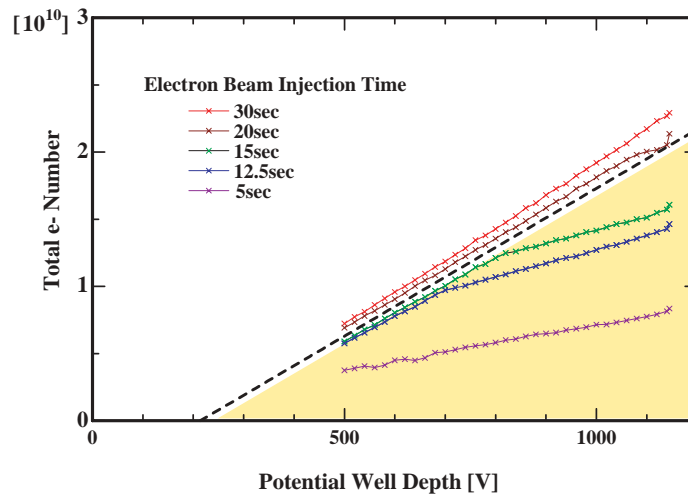


図 5.5: 電子ビーム入射時間を固定した下での、蓄積された全電子数 (縦軸) のポテンシャルウェル深さ (横軸) 依存性。黒破線下側 (薄黄色部分) は、電子数が Overflow に達していない領域を示す。

## 5.2 電子プラズマ径と軸ずれとの関係

付録で示すように、 $z$  軸からの距離の 2 乗の和が、径の正準角運動量の  $z$  成分  $L_z$  に比例する。電子密度がプラズマ内で一定だという仮定の下では、プラズマ径の 2 乗は  $L_z$  に比例する<sup>2</sup>。ここで、トラップの磁場軸を  $z$  軸にとる。トラップ内の電磁場と電子プラズマからなる閉じた系では、電極軸が磁場軸に一致するような軸対称性がある場合、 $L_z$  は保存量となる。このとき、トラップ内に形成される電子プラズマ径  $d_T$  は入射ビーム径  $d_B$  で決まり、

$$d_T^2 \sim d_B^2 \quad (5.9)$$

となる。

一方、電極軸と磁場軸がずれているような軸対称でない系では、トラップ内を往復する電子は電場の非対称成分によるトルクをうけ、磁力線を横切り動径方向にドリフトする。電子プラズマ内の 2 粒子間の衝突頻度  $\nu_{ee}$  と電子の  $z$  軸方向の往復周波数  $f_b$  との関係に  $\nu_{ee} < f_b/100$  が成り立つ場合、電場の非対称成分の大きさの典型値を  $V_a$  とすると、電子プラズマ径は時刻  $t$  に対して

$$\begin{aligned} d_T^2 &= d_{T,0}^2 + k \cdot V_a^n \cdot t \\ n &= 1 \text{ or } 2 \end{aligned} \quad (5.10)$$

のように膨張することが知られている ( $k$  は係数)。このように、軸ずれはプラズマ径の膨張を招くので、電子プラズマを高密度で安定に保つためには、電極軸と磁場軸を高精度で一致させることが重要である。

軸あわせは、4.2.1 節で述べたダクト位置調整機構を利用して行われる。図 5.6 はダクト位置調整前後での電子プラズマ径の違いを示す CCD 画像である。ダクト位置調整前は、電子プラズマ像は蛍光膜からはみ出すほど大きかった。そこで、ダクト軸を位置調整すると (角度にして 0.04 度)、プラズマ径が小さくなり、プラズマ径全体が蛍光膜内に収まるようになった。軸あわせの際には、観測されるプラズマ像が真円かつ最小に近づけることを判断基準とした。以下の実験はそのような方針の下でダクト位置調整を行った後のものである。

<sup>2</sup>一様磁場と調和型ポテンシャルによって閉じ込められた非中性プラズマは、平衡状態では密度一定の回転楕円体だと近似できる。



図 5.6: 軸あわせ前後でのプラズマ径の変化

### 5.3 電子プラズマ径の時間発展

電子プラズマ形成後、これを適当な蓄積時間  $t_{hold}$  だけトラップしておき、その後ひきだして、電子プラズマ径の時間発展を調べた。全電子数は電子入射時間を変えることで行った。

プラズマ径を観測すると、 $t_{hold}$  が長くなるにつれて径が膨張することが確認された。電子プラズマは初めゆっくりと膨張するが、ある時間  $t_{hold}^*$  を境に膨張レートが速くなる傾向があった。また、 $t_{hold}^*$  は全電子数に依存する。 $t_{hold} > t_{hold}^*$  では、径の時間発展の再現性がなく、CCD 像には渦のような非対称構造が現れることが多い。ここでは何らかの不安定性が生じていることが考えられる。図 5.7 は蛍光膜上で観測される電子プラズマ径  $d_F$  の時間発展の一例を示す。蓄積時間が 140sec 程度になると渦構造が現れ、同時にプラズマ径は急激に膨張しだすことがわかり、このときの  $t_{hold}^*$  は 120sec~140sec である。

ここでは時間発展に再現性がある  $t_{hold} < t_{hold}^*$  の時間発展に着目する。このときの電子プラズマ径の変化は、(a) プラズマの形状が平衡解に向かうに伴う拡散過程 (b) 残留ガスとの衝突に伴う拡散過程 (c) わずかな軸ずれがもたらす拡散過程 等が考えられる。よって、総電子数  $N_{e-}$ ・蓄積時間  $t_{hold}$  における蛍光膜上での電子プラズマ径  $d_F$  を以下の式で記述する。

$$d_F^2 = d_{F,0}^2 + D \cdot t_{hold} \quad (5.11)$$

ここで、 $d_{F,0}$  は  $t_{hold} = 0$  s で観測される蛍光膜上での電子プラズマ径である。 $D$  は電子プラズマの各パラメタに依存する係数で、拡散係数に相当する。

#### (1) 装置の真空度と電子プラズマ径の時間発展との関係

残留ガスとの衝突は、電子プラズマにトルクを付与し、正準角運動量の  $z$  成分  $L_z$  を変化させるので、電子プラズマ径を膨張させる原因となる。装置の真空度が悪いと、電子-ガス分子間の衝突頻度が高くなるため、プラズマ径の膨張は速くなると考えられる。図 5.8 は、真空度の違いによるプラズマ径膨張レートの変化を示す。電子数は  $1.2 \times 10^{10} e^-$  である。トラップ内の真空度  $p_T$  は直接モニターできないが、トラップ両サイドの真空度  $p_{out}$  に関してはイオンゲージで測定可能であり (4.2.2 節)、 $p_{out}$  高真空であるほど  $p_T$  も高真空である。グラフ (左)  $p_{out} \sim 4 \times 10^{-8}$ 、グラフ (右)  $p_{out} \sim 1 \times 10^{-9}$  である。通常の実験では  $p_{out} \sim 4 \times 10^{-8}$  まで真空度が落ちることはないが、残留ガスが及ぼす影響をあらわにするために、あえて真空引きを始めてから間もないころ (真空度が悪いとき) に実験をした。真空度が悪いときは、 $t_{hold} = 0$  sec でのプラズマ径  $d_{F,0}$  は大きく、また、膨張レート  $D$  は大きいと分かる。 $p_T$  が  $p_{out}$  に比例すると仮定すれば、 $D$  の比はトラップ内真空度の比程度になる。

プラズマ径の時間発展は、真空度だけでなく、全電子数にも依存する。図 5.9 は、通常の高真空度 ( $p_{out} \sim 1 \times 10^{-9}$ ) の下での実験結果であり、総電子数  $N_{e^-}$  を変えたときの電子プラズマ径の時間発展を示す。フィッティング曲線は  $t_{hold} < t_{hold}^*$  において式 (5.11) を仮定したものである。これらは真空度の揺らぎなど uncontrollable なパラメタに影響されるが、装置の真空度が平衡に達した条件で、かつ連続運転で測定することで、その影響を極力小さくした。結果を (2)・(3) に記す。

#### (2) 電子プラズマ形成初期の密度・形状と全電子数との関係

図 5.10 には、電子プラズマ形成初期 (蓄積時間  $t_{hold} = 0$  sec) における直径  $d_{F,0}$ 、長さ、密度の、全電子数依存性を示す。 $d_{F,0}$  は実際に蛍光膜上で観測される直径であり、長さ及び密度は実験値  $d_{F,0}$  を用いて求めた計算結果である。

$N_{e^-} < 6.6 \times 10^9 e^-$  までは、 $N_{e^-}$  を増やすにつれて  $d_{F,0}$  は小さくなった。直径  $d_{F,0}$  は電子数  $N_{e^-}$  が  $6.6 \times 10^9 e^- \sim 1.2 \times 10^{10} e^-$  の範囲で変化

が小さく、どれも 7mm 程度にある。 $N_{e-} = 1.8 \times 10^{10} e^-$  まで電子数を増やすと、 $d_{F,0}$  は  $\sim 11\text{mm}$  と若干大きくなる。プラズマの初期長さは電子数  $N_{e-}$  に関して単調増加している。

プラズマの初期密度は電子数  $N_{e-}$  を増やすにつれて増加するが、 $6.6 \times 10^9 e^- \sim 1.2 \times 10^{10} e^-$  の範囲で頭打ちになる。電子数を  $1.8 \times 10^{10} e^-$  まで増やすと密度は減少した。 $N_{e-} = 1.8 \times 10^{10} e^-$  は、使用したポテンシャルウェル深さ (1000V) における Overflow 電子数に相当する。このとき、電子プラズマの長さは 34cm (長半径 17cm) となり、ポテンシャルウェルの長さ程度に及ぶ。ポテンシャルウェルの端では調和ポテンシャルでの近似がわるくなり、Overflow 条件ではその部分の影響をうけ、高密度での保持が難しくなる。このため、 $N_{e-} = 1.8 \times 10^{10} e^-$  で密度が減少に転じたと考えられる。

### (3) 電子プラズマ径の時間発展を記述する各パラメタ

式 (5.11) で記したように、 $t_{hold} < t_{hold}^*$  における電子プラズマ径の時間発展は、 $d_{F,0}$  (形成初期 ( $t_{hold} = 0\text{sec}$ ) のプラズマ径) ,  $D(t_{hold} < t_{hold}^*$  における拡散係数) で記述される。

図 5.11 左側は、形成初期のプラズマ密度  $n_{e-}$  (横軸) と  $D$  及び  $d_{F,0}$  (縦軸) との関係を表す。初期密度が高い程  $D$  は増加する (プラズマ径の膨張が速い) が、一方で  $d_{F,0}$  は減少する (初期径が小さい) ことがわかる。

図 5.11 右側は全電子数  $N_{e-}$  (横軸) と  $D$  及び  $d_{F,0}$  (縦軸) との関係を表す。 $N_{e-} > 1 \times 10^{10} e^-$  では、 $N_{e-}$  を増やすにつれて  $D$  は増大する。これは、電子数  $N_{e-}$  が Overflow に近づくと、(2) で述べたように高密度での保持が困難になる。それに関連して、Overflow に近づくとプラズマの形状も時間的に不安定になり、速く膨張してしまうと考えられる。 $N_{e-} < 1 \times 10^{10} e^-$  の範囲で、 $N_{e-}$  を増やすにつれて  $D$  が減少する理由は考察中である。

図 5.12 右側は、全電子数 (横軸) と時刻プラズマ径の膨張レート  $D$  が変わる時刻  $t_{hold}^*$  との関係を示す。 $N_{e-}$  が多いほど時刻  $t_{hold}^*$  が早まる傾向がある。 $N_{e-} = 1.2 \times 10^9 \sim 6.6 \times 10^9 e^-$  では、測定範囲内 ( $t_{hold} < 400\text{sec}$ ) において膨張レートの変化は見られなかった。

図 5.12 左側は形成初期 ( $t_{hold} = 0\text{sec}$ ) のプラズマ密度 (横軸) と  $t_{hold}^*$  との関係を示すが、強い相関は見られなかった。

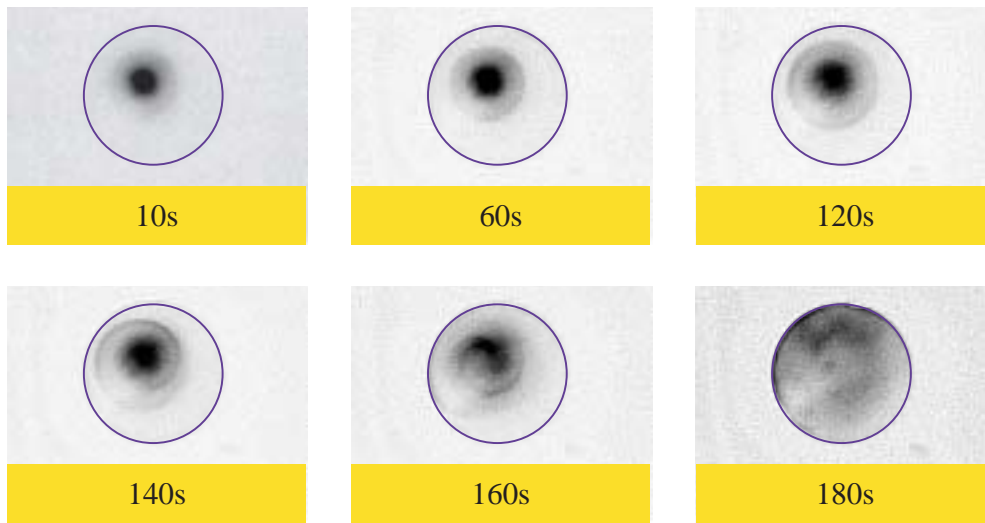
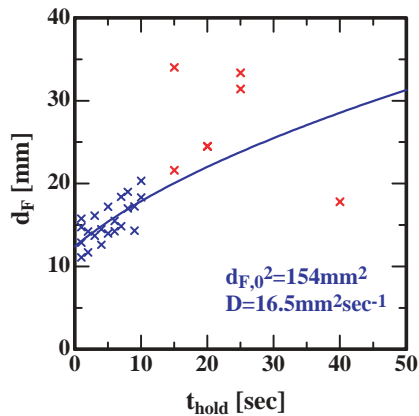
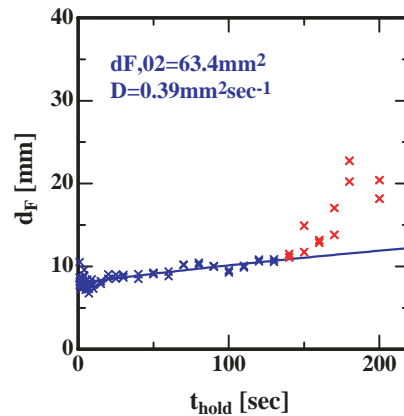


図 5.7: 蛍光膜上で観察される電子プラズマ径の時間発展。黄色枠内の時間は、電子ビーム入射終了秒後から計った蓄積時間 ( $t_{hold}$ ) を表す。このときの電子数は  $1.2 \times 10^{10} e^-$  である。図中の は直径 26mm の蛍光膜のエッジを表す。



真空度が悪い状況での実験  
(Trap両端真空度: 4E-08mbar)



通常の真空度での実験  
(Trap両端真空度: 1E-09mbar)

図 5.8: 電子プラズマ径の時間発展。このときの電子数は  $1.2 \times 10^{10} e^-$  である。左側は真空度が悪い状況での実験結果を示し、右側は通常の真空度での実験結果を示す。

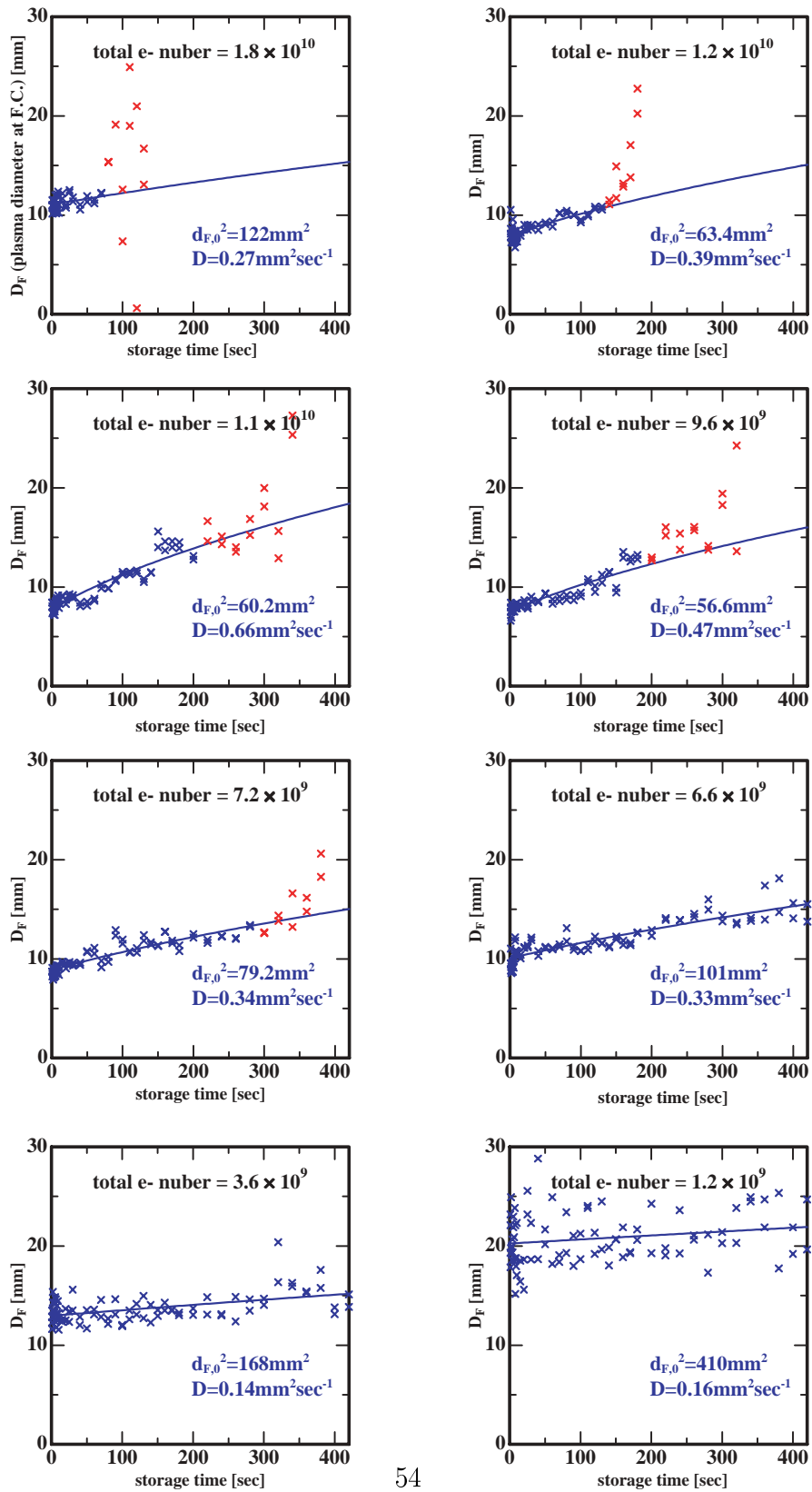


図 5.9: 電子プラズマ径方向時間発展の、全電子数依存性。

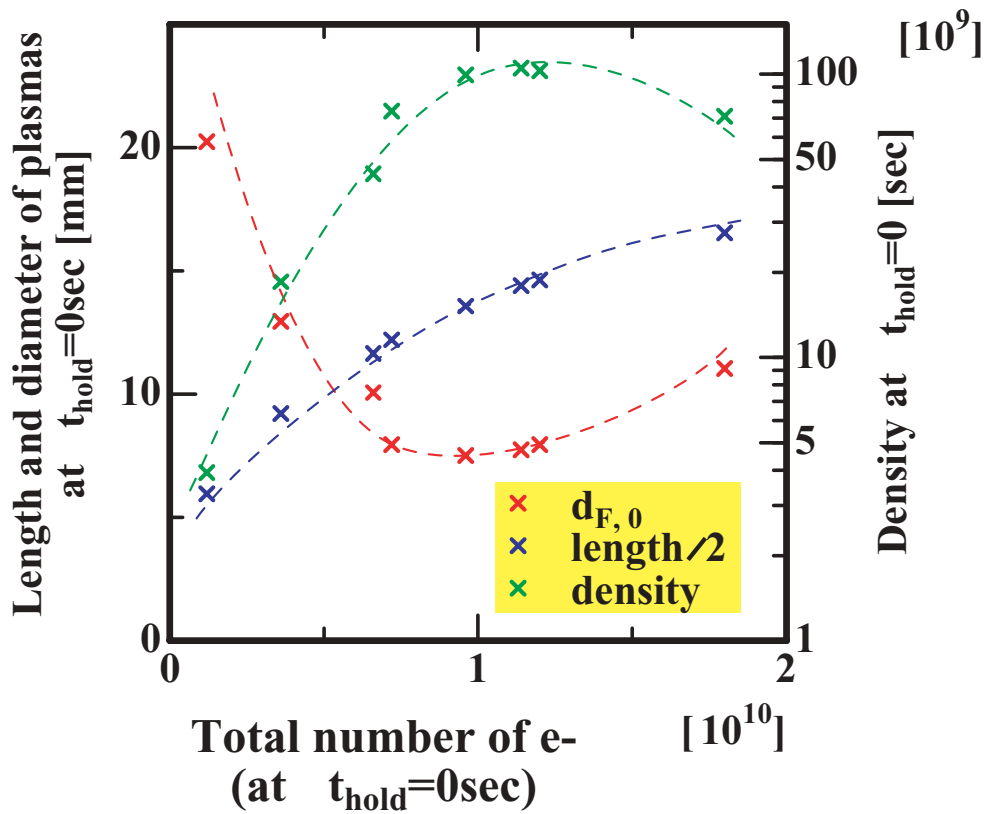


図 5.10: 電子プラズマ形成初期における各パラメタの、全電子数依存性。縦軸左はプラズマ初期径 ( $d_{F,0}$ ) 及び長半径 (z 方向の長さの半値; length/2) を示す。縦軸右は初期密度を示す。破線は Guide-For-Eyes



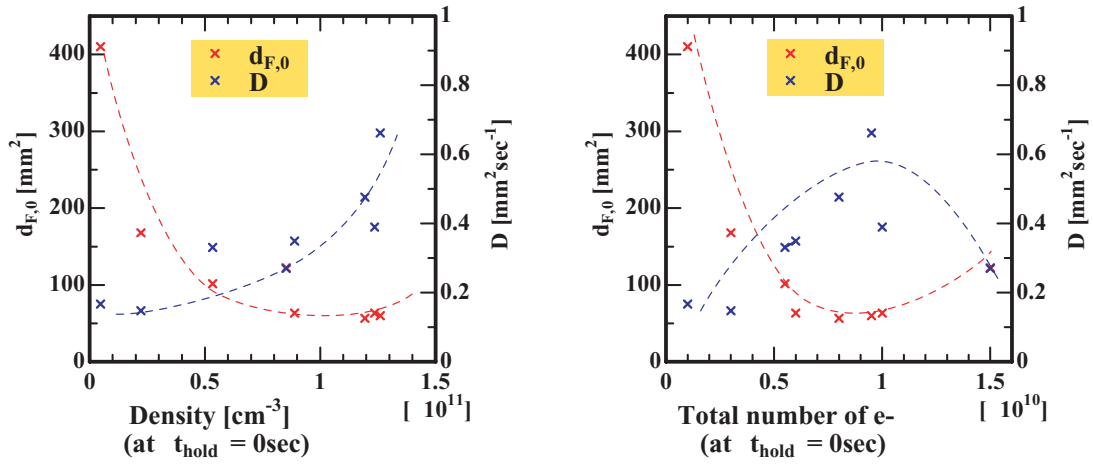


図 5.11: 電子プラズマの時間発展を記述するパラメタ  $d_{F,0}$ (初期径),  $D$ (径膨張レート)。左側は初期密度との関係を示し、右側は全電子数との関係を示す。破線は Guide-For-Eyes

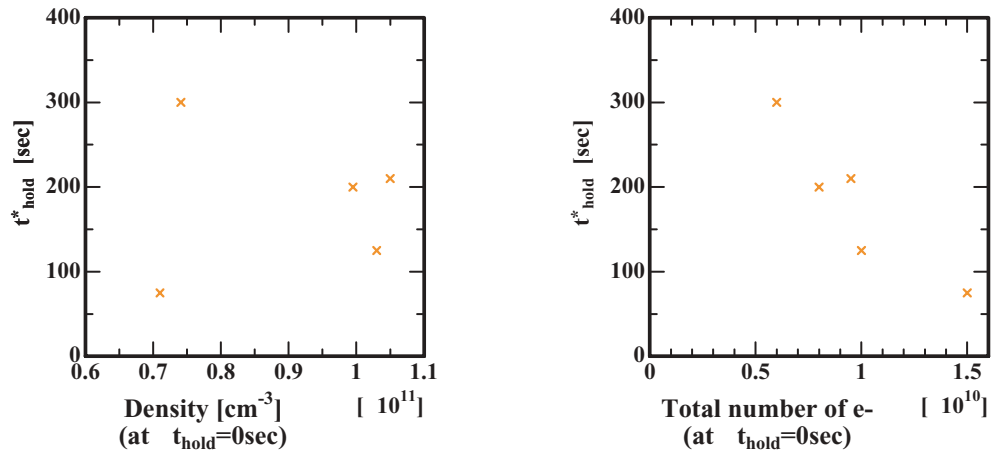


図 5.12: 電子プラズマ径の膨張レート  $D$  が変化する時刻  $t^*_{\text{hold}}$ 。左側は初期密度との関係を示し、右側は全電子数との関係を示す。

## 5.4 形成される電子プラズマに関するまとめ

これまでに、電子数  $\sim 10^{10}$  個をトラップすることができるようになった。CCD カメラを使ったプラズマ径の測定から、プラズマ径が蓄積時間  $t_{hold}$  とともに膨張することがわかった。  $t_{hold} < t_{hold}^*$  では、膨張レートはゆっくりであり、その間のプラズマの形状及び密度はあまり変化しない。しかし、ある時間  $t_{hold}^*$  を境に膨張レートが急増することがわかった。電子数  $\sim 10^{10}$  個の場合、  $t_{hold}^* \sim 100$  秒であった。また、  $t_{hold} < t_{hold}^*$  では直径  $\sim 1\text{mm}$ 、長さ  $\sim 25\text{cm}$ 、密度  $10^{11}\text{cm}^{-3}$  程度であった。また、電子プラズマの長さ  $\times$  密度の積は  $\sim 10^{16}\text{m}^{-2}$  であり、陽電子蓄積に必要な電子プラズマの条件 (3.3 節) を満たしている。

陽電子蓄積においては、電子プラズマ密度が高密度で安定に保たれることが重要である。よって、陽電子蓄積を効率よく行えるのは、  $t_{hold} < t_{hold}^*$  の時間帯、すなわち電子プラズマ形成から 100 秒程度の間である。

# 第6章 高密度電子プラズマを用いた超高真空内への陽電子蓄積法

第5章で述べたように、直径 $\sim 1\text{mm}$ 、長さ $\sim 25\text{cm}$ 、密度 $10^{11}\text{cm}^{-3}$ 程度の電子プラズマを100秒程度安定に保持することができるようになった。この章では、上のような電子プラズマを利用して効率よく陽電子蓄積するために行った実験結果を示す。

## 6.1 高密度電子プラズマを用いた陽電子蓄積とその診断

図6.1は電子プラズマ形成から陽電子個数測定までの流れを示す。

1. トラップ内に電子プラズマを形成する(第5章参照)。
2. 2次モデレータを Close<sup>1</sup>にした状態で、陽電子ビームをトラップ内に $\sim 1\text{keV}$ に加速して入射し、そのまま2次モデレータ(電位 $V_R$ )に入射する。2次モデレータから再放出した陽電子を電子プラズマで減速する。
3. 充分減速された陽電子は2次モデレータに再入射することなくトラップ内を漂い、シンクロトロン放射などのエネルギー損失によりポテンシャルウェル内に收容される。
4. 2次モデレータを Open にして、蓄積された陽電子を下流へ引き出す。引き込みバイアスのかけた Faraday-Cup に陽電子をぶつけて消

---

<sup>1</sup>2次モデレータの Open/Close の定義は 4.2.6 節参照のこと。

滅ガンマ線をカウントし、そこから蓄積された陽電子の個数及び蓄積効率を見積もる。

陽電子蓄積実験に用いるポテンシャル配置等の典型値を表 6.1 に示した。

陽電子蓄積効率  $\eta$  を以下のように定義する。

$$\eta = \frac{N_T}{N_B} \quad (6.1)$$

ただし、分子  $N_T$  はポテンシャルウェル内に蓄積された全陽電子数を、分母  $N_B$  はトラップ内に入射した全陽電子数を表す。以下、陽電子検出に用いられる回路系、及び  $N_T$ ,  $N_B$  の決定法を説明する。

実験パラメタ	
磁場強度	5T
トラップ領域温度	10K
電子蓄積用ポテンシャル配置	
- ポテンシャルウェル深さ ( $V_{W,e^-} = V_{B,e^-} - V_{G1}$ )	1000V
- ポテンシャルウェル出入口ゲート ( $V_{G1}$ )	-1200V
- ポテンシャルウェル底 ( $V_{B,e^-}$ )	-200V
陽電子蓄積用ポテンシャル配置	
- ポテンシャル深さ ( $V_{W,e^+} = V_{G3} - V_{B,e^+}$ )	50V
- ポテンシャルウェル出入口ゲート ( $V_{G3}$ )	$V_R - 100V$
- ポテンシャルウェル底 ( $V_{B,e^+}$ )	$V_R - 50V$
電子銃カソード ( $V_{Cathode}$ )	-1040V
電子ビーム引き出し電極 ( $V_{Grid}$ )	-1003V
入射電子ビーム ( $I_{e^-}$ )	$1\mu A$

表 6.1: 陽電子入射、蓄積時のポテンシャル配置。電子入射、蓄積時のポテンシャル配置は表 5.1 参照。  $V_R$  は 2 次モデレータ電位を表す。

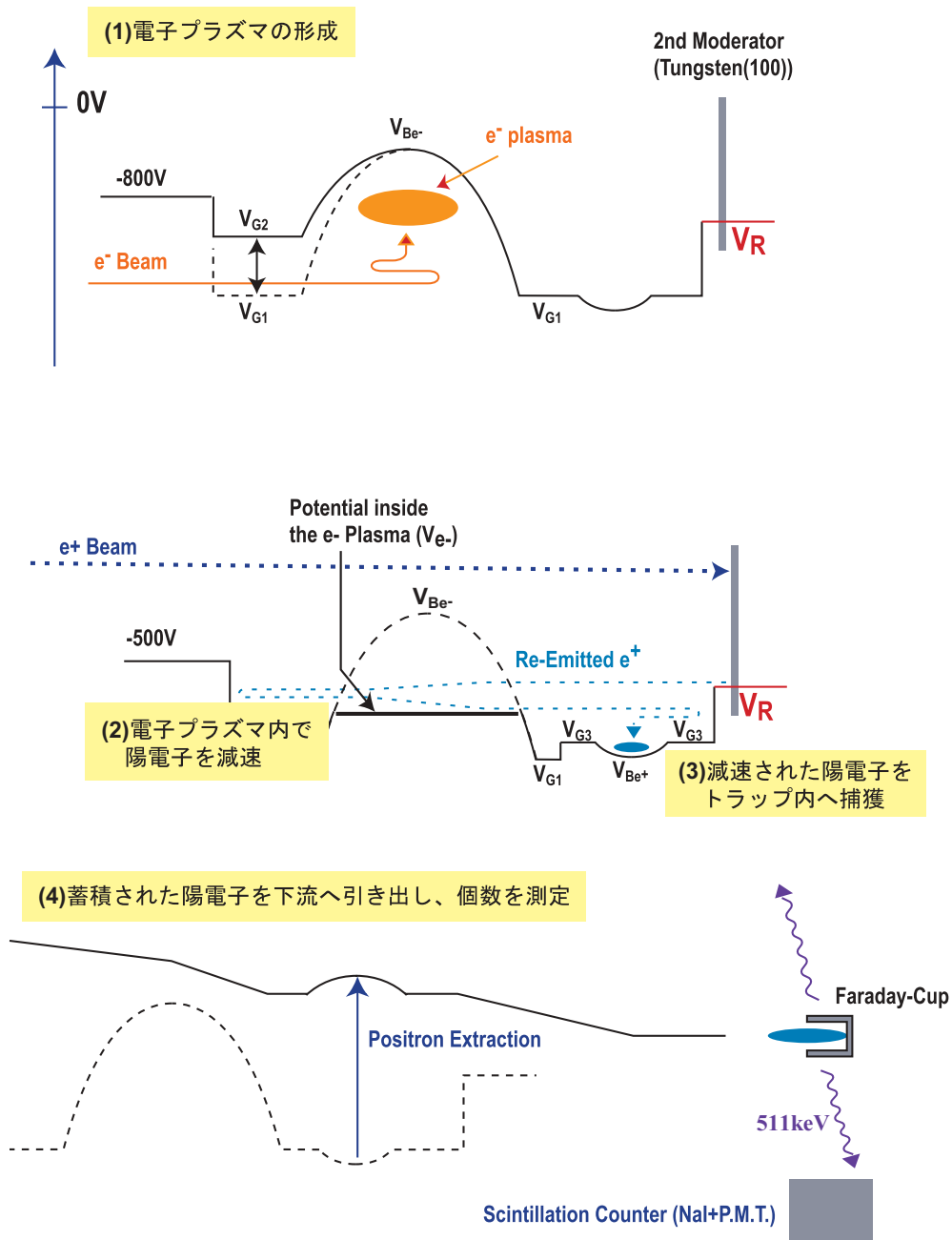


図 6.1: 電子プラズマを用いた陽電子蓄積法

### 6.1.1 Faraday-Cup に到達した陽電子数の測定方法

陽電子検出には、2次モデレータまたは Faraday Cup を消滅ターゲットとして用いる。Faraday-Cup に到達した陽電子数測定に用いる回路系を図 6.2 に示した。消滅ターゲットに負のバイアスをかけ、そこからの消滅ガンマ線をシンチレーションカウンタ (NaI + P.M.T.) で検出する。ここでの出力をアンプで増幅後、Timing-SCA でロジック信号に変えてカウンターに入力し、全計数値から陽電子数を見積もっている。

#### 蓄積された全陽電子数 $N_T$ の測定

蓄積された陽電子を、トラップから Faraday-Cup に引き出して、図 6.2 で個数を測定する。陽電子を下流へ引き出すときには、出口側ゲートよりも高い電位に陽電子蓄積用ウェルの底を持ち上げてやればよい。ポテンシャルウェルの底は HV4 を用いてバイアスされており (図 4.6)、HV4 の電位変化が陽電子の排出速度をきめる。時定数回路 (R-C 回路) を用いて 1 秒程度の時間をかけて陽電子を排出することで、シグナルの Pile Up を防いでいる。

現段階では陽電子用ポテンシャルウェル以外に捕獲された陽電子は無視し、図 6.1 の陽電子蓄積用ポテンシャルウェル内にたまった陽電子のみ数えている。

#### トラップ内に入射した全陽電子数 $N_B$ の測定

陽電子蓄積とは独立に行う。2次モデレータを Open (陽電子蓄積時は Closed、その他の条件は陽電子蓄積時と同様) のままで陽電子を入射する。このとき電子プラズマ内を通過して Faraday-Cup まで到達した陽電子ビーム強度  $I_{e^+}$  を測り、これと入射時間との積をとることにより、 $N_B$  を推定している。

### 6.1.2 陽電子ビーム位置調整

電子プラズマ内で陽電子が効率よく減速されるには、再放出した陽電子が全て電子プラズマ内に入ることが望ましい。そのためには、

条件 1: 再放出した陽電子の動径方向の広がりが電子プラズマ径よりも充分小さいこと

条件 2: 再放出された陽電子の電子プラズマ軸に沿って入射すること  
の 2 条件を満たす必要がある。

### 条件 1 に関する考察

ビームラインにセットされた M.C.P. で陽電子ビーム位置・径をモニターすることができる。ここで観測されるビーム径は輸送磁場 0.01T の下で 10mm 程度だった。よって、トラップ内におけるビーム径は 0.4mm 程度と推定される。2 次モデレータから再放出する陽電子の動径方向分布がトラップ内での入射ビーム径程度だとすれば、これは電子プラズマ径 (~1mm) より充分小さいといえる。

### 条件 2 に関する考察

2 次モデレータから再放出した陽電子の電子プラズマ内への入射位置・向きは直接モニターできない。そこで、再放出した陽電子は入射経路を逆向きにたどると考え、トラップ内に入射した陽電子ビームが電子プラズマ内を通過するように位置調整を行っている。

陽電子ビームの入射位置調整は、ビームラインに設置されたディフレックターによって行う。陽電子ビームにとって、電子プラズマ軸上は電位的に谷となり、ここが最も通り抜けやすい。そのため、2 次モデレータを Open にしておき (4.2.6 節)、トラップ内を通過して Faraday-Cup に到達した陽電子ビームの強度  $I_{e^+}$  を測り、これが最大になったとき、入射陽電子ビームが電子プラズマ軸上を通過したと考えられる ( $I_{e^+}$  は 6.2 節で示した陽電子個数測定用回路で測ることができる)。よって、 $I_{e^+}$  が最大となるように陽電子ビームの入射位置を調整している。

以下の節では、陽電子蓄積実験に関する結果を述べる。

## 6.2 2 次モデレータ電位の最適化

3.2 節で述べたように、本研究の陽電子蓄積において、電子プラズマ中への陽電子入射エネルギー  $K_{e^+}$  を出来るだけ小さくすることは、陽電子蓄積効率を高めるうえで重要である。2 次モデレータ電位  $V_R$  を変化させることで  $K_{e^+}$  を調整することができ、式 (3.5) を満たすとき蓄積効率が最大になると考えられる。以下、この条件をマッチング条件と呼ぶことにする。

図 6.3(A) は陽電子蓄積効率  $\eta$  の  $V_R$  依存性の一例を示す。これは、各

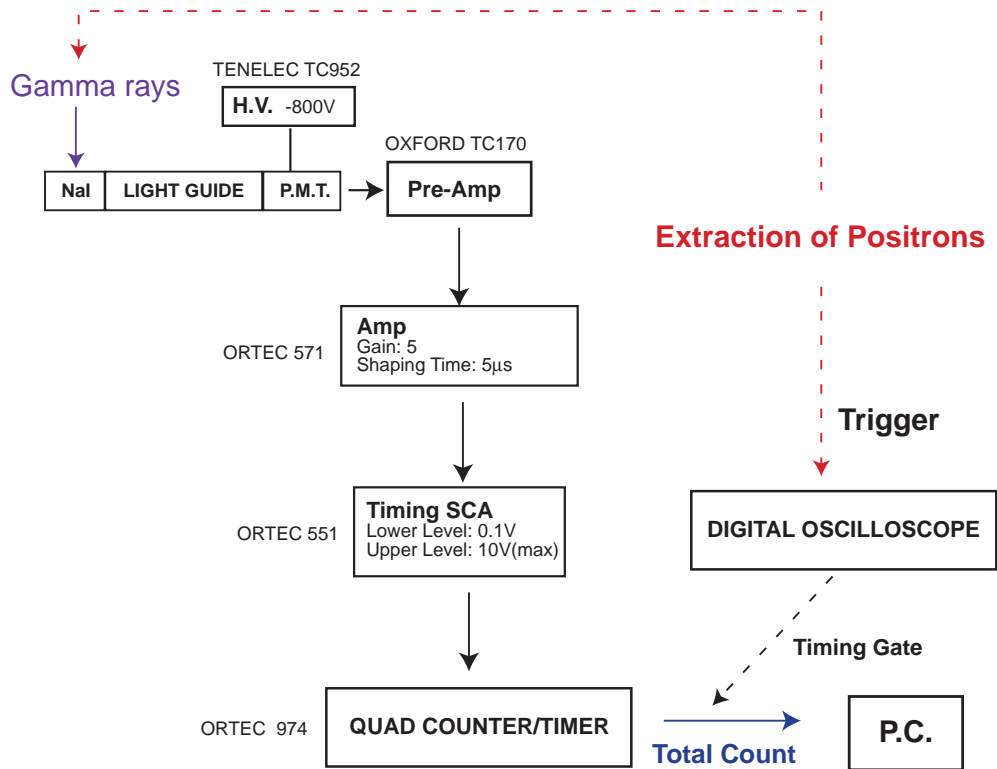


図 6.2: 陽電子個数測定に用いる回路系



$V_R$  の下で、電子ビームをある一定時間  $t_{e-}$  入射し、その 10 秒後に陽電子ビームを  $t_{e+} = 50\text{sec}$  入射したときの蓄積効率である。ここでは、 $V_R$  をプラスの方側へ変化させていくと、蓄積効率はある電位  $V_{th}$  ( $\sim -1000\text{V}$ ) で立ち上がり、ある電位  $V_p$  ( $\sim -970\text{V}$ ) においてピークを迎え、プラスの方側へ裾野を引くような形となる。

この結果は以下のように解釈できる。 $V_R < V_{th}$  においては、陽電子が電子プラズマ中へ入り込めず、ほとんど 2 次モデレータ内で消滅してしまい、したがって陽電子は蓄積されない。 $V_{th} \sim V_R$  においては、再放出した陽電子の一部がプラズマ内に入射できるようになり、 $V_R$  をプラス側に変化させるにつれ電子プラズマ中に入射できる陽電子の割合が増える。また、マッチング条件を満たす  $V_R = V_p$  のピークにおいては、 $K_{e+}$  が充分小さいため電子プラズマ中でのエネルギー損失率が大きく、しかも再放出した陽電子のほとんどが電子プラズマ中に入射でき、そのため陽電子蓄積効率が最大になるのだと考えられる。 $V_R \gg V_p$  では、再放出した陽電子は電子プラズマ中にすべて入射できるが、 $K_{e+}$  が大きいために電子プラズマ内でのエネルギー損失が小さく、2 次モデレータへの再入射を繰り返して陽電子の全体数が減少するので、マッチング条件を満たす場合に比べて蓄積効率は落ちる。

また、電子プラズマなしで同様の操作を行った場合には、陽電子は蓄積されなかった。よって、電子プラズマが確かにバッファ/ダンパとして働いていることがわかる。

### 6.3 電子プラズマの状態の陽電子蓄積への影響

電子プラズマ中の空間電位  $V_{e-}$  は、電子プラズマの状態 (径大きさなど) に依存して決まるパラメタなので、マッチング条件を満たす  $V_R$  は電子プラズマ状態の変動に影響される。

#### 6.3.1 形成される電子プラズマの状態の揺らぎが与える影響

図 6.3(A)、(B) は、いずれも各 2 次モデレータ電位  $V_R$  の下で、ある一定の条件で電子プラズマを形成し<sup>2</sup>、その 10sec 後に陽電子ビームを  $t_{e+}$

<sup>2</sup>電子プラズマ形成条件は表 6.1 のとおり。また、電子ビーム入射時間も一定 ( $t_{e-}$ ) とした。

=50sec 入射した場合の実験結果である。それぞれ、同じ条件下で3回ずつ測定を行った。(A)、(B)には、再現性やラインの滑らかさに大きな違いがあることが分かる。両者の実験条件の違いは、電子プラズマの全電子数  $N_{e-}$  である。(A)は Overflow 状態に相当し、 $N_{e-} = 1.8 \times 10^{10} e^-$  である。一方、(B)では  $N_{e-} = 1.2 \times 10^{10} e^-$  であり、これは Overflow 電子数の66%程度である。

各データ点をとるときには、電子ビーム入射時間  $t_{e-}$  を一定にすることで、形成される電子プラズマの状態(個数  $N_{e-}$ , 形状), 内部電位  $V_{e-}$  を一定にしようとしている。しかし、実際には真空度は測定のたびにわずかに変動する。このようなショットごとの真空度の変化は形成される電子プラズマの状態( $N_{e-}$ , 形状)の変化をもたらすので、その結果  $V_{e-}$  に揺らぎが生じてしまう。(B)において測定結果に再現性がなく、またラインがガタガタで不安定になるのは、ショットごとに  $V_{e-}$  が揺らぐことに伴い、マッチング条件を満たす  $V_R$  が変動するためだと考えられる。

一方、電子ビーム入射時間を充分長く取って電子数を Overflow させれば、形成される電子プラズマの全電子数は、真空度のショットごとの揺らぎによらずほぼ一定になることが分かっている(5.1.2節)。(A)の3回の測定においてよい再現性が得られたという事実は、全電子数の揺らぎが小さいことに加え、形成されるプラズマの形状の変動も小さく、 $V_{e-}$  の揺らぎが小さいことを示唆している。

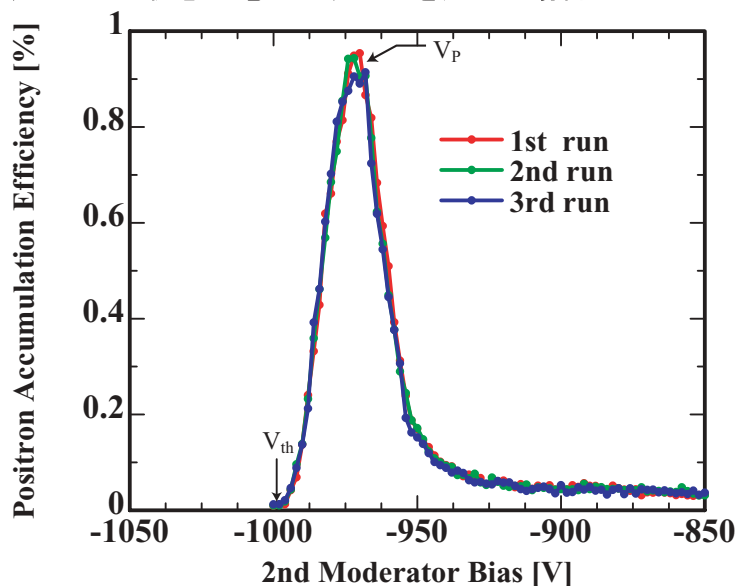
### 6.3.2 電子プラズマ形成後の時間経過に伴う電子プラズマ空間電位の変化

図6.4は、陽電子蓄積効率  $\eta$  の2次モデレータ電位  $V_R$  依存性を示した4通りの実験結果である。各場合とも陽電子入射時間は25秒間であるが、陽電子入射のタイミングが異なる。ここでは、電子プラズマ形成後(電子ビーム入射終了後)から計って、(黒)0~25秒, (赤)25~50秒, (緑)50~75秒, (青)75~100秒をそれぞれ陽電子入射時間に当てた。電子プラズマ形成から時間が経過するにつれ、陽電子蓄積効率  $\eta$  のピーク位置が6V/25秒程度の割合でプラスの方向へずれていくことが分かる。

第5章で示した通り、電子プラズマ形成後、プラズマの形状, 密度は時々刻々と変化する。これは、電子プラズマ中の空間電位  $V_{e-}$  の時間変化に影

響する。そのため、マッチング条件の式 (3.5) を満たす 2 次モデレータ電位  $V_R$  も時間ごとに異なり、これが  $\eta$  のピーク位置の変化の原因となっていると考えられる。また、入射時間が 75 ~ 100 秒の場合 (青) は、他の 3 つの場合と違い、ラインが不安定 (ガタガタ) になる。これは、使用している電子プラズマが、この時間帯に再現性のない挙動 ( $t_{hold} > t_{hold}^*$  における径方向の急激な膨張 (5.3 節) ) を示すために、 $V_{e-}$  にも再現性がなくなることに関係すると考えられる。

(A) Overflow状態の電子プラズマを用いた場合



(B) Overflow状態に達していない電子プラズマを用いた場合

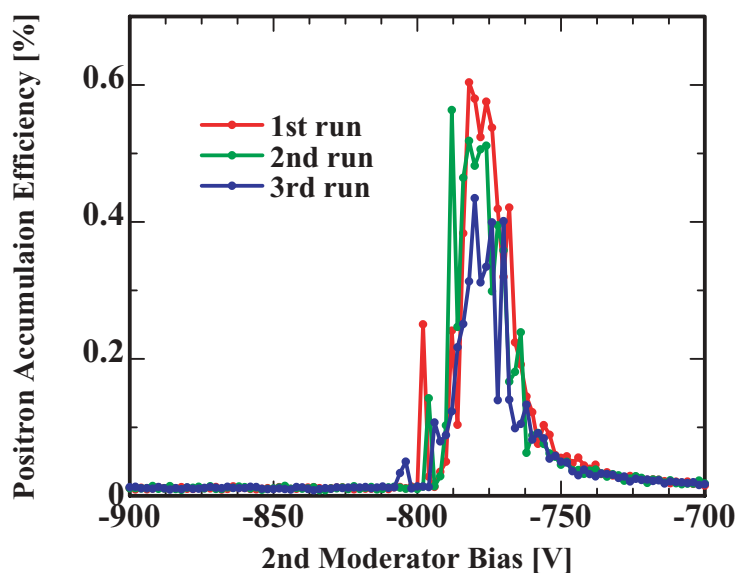


図 6.3: 陽電子蓄積効率  $\eta$  (縦軸) と 2 次モデレータ電位 (横軸) との関係。(A)、(B) ともに、同じ実験パラメタを設定して 3 回ずつ測定を行った (1st, 2nd, 3rd)。陽電子蓄積に用いられた電子プラズマの全電子数は (A)  $1.8 \times 10^{10} e^-$  (Overflow 状態)、(B)  $1.2 \times 10^{10} e^-$  である。

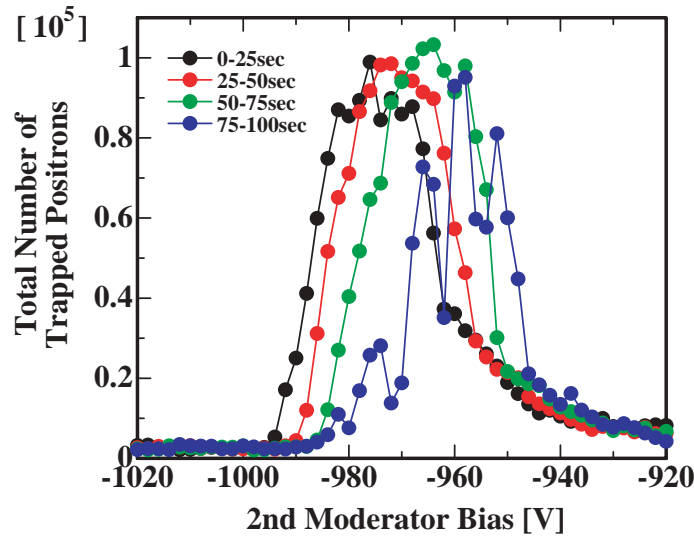


図 6.4: 陽電子を入射する時間帯をずらしたときの、陽電子蓄積効率  $\eta$  のピーク位置の変化。

### 6.3.3 陽電子蓄積効率ピーク幅

図 6.3 から分かるように、陽電子蓄積効率のピークは半値幅で 20V 程度ある。これが何によって決定されるかを考察する。幅に寄与する原因は

- (a) 陽電子の電子プラズマへの打ち込み位置の違い
  - (b) 陽電子入射中における  $V_{e^-}$  の時間的変動
- が考えられる。

まず、(a) に関して説明する。電子プラズマは、 $z$  軸に関して回転対称な密度一様 ( $n_{e^-}$ ) の回転楕円体と近似できる。このとき、電子プラズマ内部でのポテンシャル  $V_{e^-}$  の動径方向座標  $r$  依存性は以下ようになる。

$$V_{e^-}(r) - V_{e^-}(0) = \frac{en_{e^-}r^2}{4\epsilon_0} \quad (0 \leq r \leq d_T/2) \quad (6.2)$$

ただし、 $d_T$  はトラップ内での電子プラズマ径である。

ここでは電子プラズマが Overflow 状態の場合に関して考える。このと

きの電子密度は  $\sim 10^{11}\text{cm}^{-3}$ 、プラズマ径は 1mm 程度である。式 (6.2) に数値を代入すると

$$V_{e-}(r) = 4.5 \times 10^2 (r[\text{mm}])^2 [\text{V}] \quad (0 \leq r \leq 0.5[\text{mm}]) \quad (6.3)$$

となる。6.1.2 節で述べたように、陽電子ビームの直径は 0.4mm 程度なので、プラズマ軸上に陽電子が入射した場合、陽電子はプラズマ中で  $0 \leq r \leq 0.2[\text{mm}]$  の範囲で分布する。このとき、陽電子ビーム中心部分  $r=0$ 、及び境界部分  $r = 0.2[\text{mm}]$  における  $V_{e-}$  は異なり、その差  $\delta V_1$  は

$$\delta V_1 = V_{e-}(r = 0.2[\text{mm}]) - V_{e-}(r = 0) = 18[\text{V}] \quad (6.4)$$

となる。つまり、陽電子の電子プラズマ中への打ち込み位置の違いで、マッチング電位に 18V 程度の幅が生じると考えられる。

次に (b) について説明する。6.3.2 で示したように、電子プラズマが形成されてから陽電子をいつ入射するかによって、 $\eta$  のピーク位置が  $6\text{V}/25$  秒の割合で変化する。これは、電子プラズマが時々刻々と膨張し、密度が変化することに関係する。ところで、陽電子ビームの入射時間は電子プラズマ形成後 50 秒間である。この間にもプラズマ密度は変化しているので、これにより生じる幅は  $\delta V_2 = 2 \times 6\text{V}/25\text{s} \times 50\text{s} = 24 [\text{V}]$  程度になると考えられる。

(a),(b) の寄与により、 $\eta$  のピークは  $\sqrt{(\delta V_1)^2 + (\delta V_2)^2} = 30\text{V}$  程度の幅を持ちうる。これは、実際に観測されている半値幅 (20V) と同程度である。

以上より、陽電子蓄積効率  $\eta$  のピーク幅は、 $V_{e-}$  の  $r$  依存性、及び時間依存性から生じると考えられ、また、 $\eta$  のピーク位置は  $V_{e-}$  の時間、空間平均をとったものであると考えられる。

## 6.4 陽電子蓄積用ポテンシャル内の陽イオンの存在

電子プラズマ形成時にはトラップ内へ  $1\mu\text{A}$  程度の電流を打ち込む。このときに残留ガスのイオン化が起こり、形成された陽イオンは陽電子蓄積用ポテンシャルウェル内に蓄積されると考えられる。トラップ領域の環

境温度は10Kであり、残留ガスの主成分は水素分子である(表2.2)。よって、形成されるイオンは $H^+$ 、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ が考えられる。

実際に、電子ビーム入射後、陽電子蓄積用ポテンシャルウェル内に陽イオンがたまっているかどうか調べてみた。電子ビーム入射終了後10secに、陽電子蓄積用ポテンシャルウェルの下流側ゲートを下げ、たまっていた正の荷電粒子を掃き出し、電子の個数診断と同様の方法(5.1.1節)で電荷量測定を試みた(このとき、陽電子入射は行っていない)。すると、実際に正の荷電粒子が検出され、電荷量にして $1 \times 10^8 e^+$ に相当することがわかった。イオンは電子プラズマ形成に伴うイオン化が原因で作られるので、イオン集団の径は電子プラズマ径と同程度( $\sim 1\text{mm}$ )と見積られる。

#### 6.4.1 陽電子蓄積における陽イオンの役割

蓄積された陽イオンは、ポテンシャルウェル下流側のゲートを下げ、引き込みバイアスをかけた2次モデレータにぶつけることで除去可能である。そこで、陽電子蓄積時に先立って陽イオンを除去した場合と除去しない場合とで、陽電子蓄積効率 $\eta$ を比較してみた。すると、陽イオンを除去した場合、除去しない場合に比べて陽電子蓄積効率が0.1倍程度に落ちてしまうことがわかった。これに関して、以下のような理由が考えられる。陽電子が2次モデレータから再放出し、電子プラズマ中で十分減速された場合、陽電子は2次モデレータに再突入することなくトラップ内を往復することになる。その後、ポテンシャルウェル内を飛行中に並進方向のエネルギー損失が起こることで、ポテンシャルウェル内への陽電子の捕獲は可能になる。トラップに5Tの磁場が存在するので、陽電子はシンクロトロン放射を通じて動径方向のエネルギー、運動量を失って、0.1秒程度で環境温度まで冷えるが、これは並進方向に関しては当てはまらない。しかし、陽電子蓄積用ポテンシャルウェル内に陽イオンがあると、ウェル内で陽電子はイオンと弾性衝突をして、並進方向の運動量が動径方向に転化する。これにより得た動径方向の運動量は、上で述べたようにシンクロトロン放射で捨てられてしまう。この繰り返しがあれば陽電子の並進方向のエネルギーは徐々に減衰し、最終的にはポテンシャルウェル内に閉じ込められることになる。

## 6.4.2 イオン種の特定

上で述べた電荷量にして  $1 \times 10^8 e^+$  の陽イオン集団の温度が数 eV 以下に冷えており、直径は上で見積もった程度 ( $\sim 1\text{mm}$ )、長さは数 cm 程度だとすれば、この集団は非中性プラズマ (陽イオンプラズマ) として扱うことができる<sup>3</sup>。この場合、ポテンシャルウェル内での集団運動が確認できるはずである。ここでは、陽イオンの軸対称モード (Dubin mode $(n,0)$ ,  $n=1,2,3,\dots$ ) の検出を試みた。Dubin modes に関しては付録に記した。図 6.5 に、プラズマモードを測定するための回路系を示した。ここでは、ポテンシャルウェル形成に使用する電極のひとつに励起用高周波 (周波数  $f_{in}$ ) を加え、別の電極から応答 ( $f_{out}$ ) を見て、共振があるかどうかを確認するという方法をとった。ここで、励起用高周波を加えている間は入出力間のカップリングが大きいので、たとえプラズマモードが励起されていても、その信号は埋もれてしまう。そこで、入力信号を Off にしてからの出力の状態をみて、プラズマモードの減衰振動が観測されるかどうかにより、共振の有無を判断した。この測定中に陽電子入射は行わないが、ここでは通常陽電子蓄積と同様の方法で電子入射を行い、形成される陽イオン集団の全粒子数、形状などが、陽電子蓄積時に形成されるものと同じになるようにした。陽イオンが収容されているポテンシャルウェル (通常は陽電子蓄積用ウェルとして使用) の深さは 50V であり、長さは 115mm (電極 5 つ分) である。

図 6.6 に実際に観測されたイオンからの応答を示した。ここで観測できたのは  $\text{H}_2^+$  の (1,0) モード (周波数 235kHz) だけであり、その他のモード ( $\text{H}_2^+$  の高次のモードや、 $\text{H}^+$  や  $\text{H}_3^+$  の軸対称モード等) は観測されなかった。この結果から、形成されたイオンの主成分は  $\text{H}_2^+$  であると考えられる。

<sup>3</sup>非中性プラズマの定義に関しては、付録を参照のこと



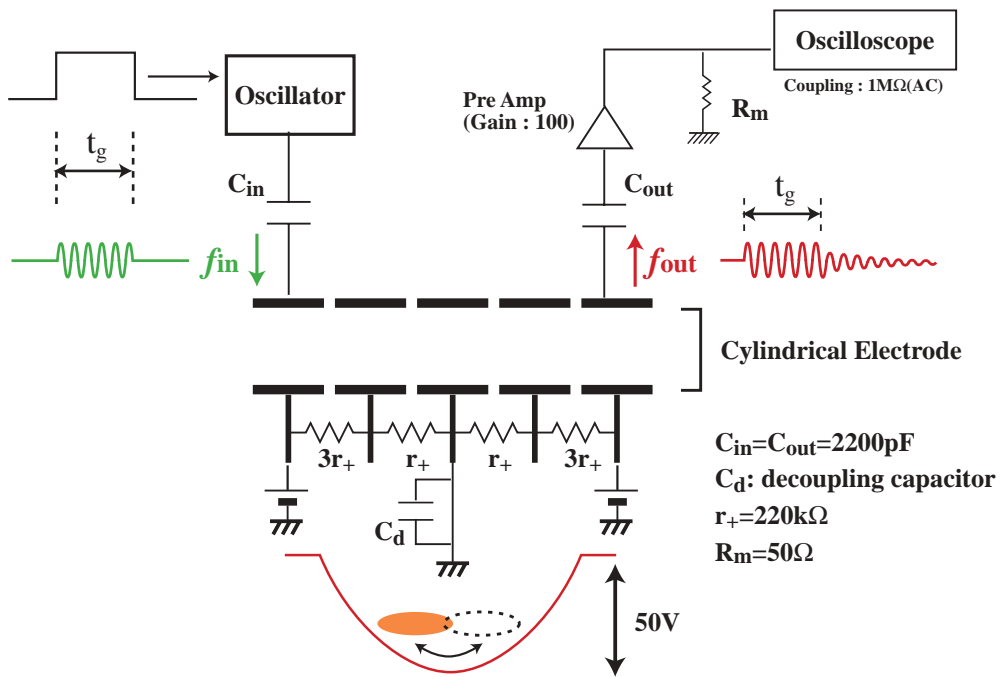


図 6.5: 軸対称振動周波数の測定回路

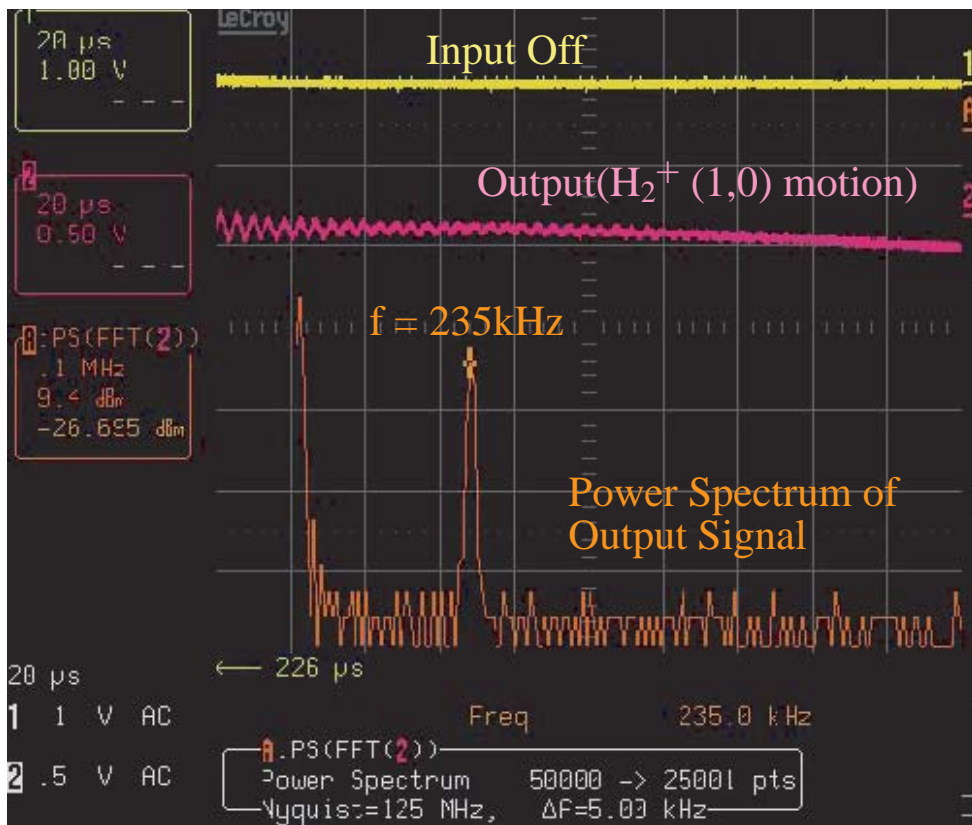
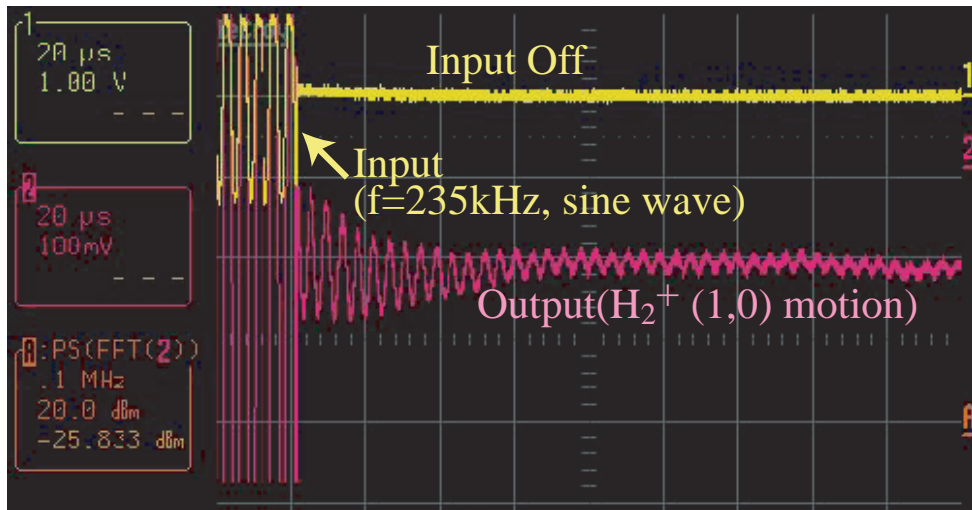


図 6.6: 陽電子用ポテンシャルウェル内にたまった  $H_2^+$  の軸対称振動をモニターしたときの様子。黄色のラインは励起信号、赤のラインはイオンからの応答である。

## 6.5 陽電子蓄積に関するまとめ

直径  $\sim 1\text{mm}$ 、長さ  $\sim 25\text{cm}$ 、密度  $10^{10} \sim 10^{11}\text{cm}^{-3}$  程度の電子プラズマを用いて、陽電子を蓄積効率  $\eta = 1\%$  程度の効率でためることに成功した。これは陽電子入射時間と  $\beta^+$  線源強度で規格化すると  $\sim 3 \times 10^2 / \text{sec/mCi}(^{22}\text{Na})$  の効率に相当し、超高真空内へ陽電子を直接蓄積する方法としては世界最高レベルに達している<sup>4</sup>。

蓄積効率  $\eta$  を 2 次モデルータ電位  $V_R$  に対してプロットしたグラフのピーク位置、ピーク幅は、用いた電子プラズマの状態に関する。電子プラズマが時々刻々と膨張することで、空間電位  $V_{e-}$  が時間的に変動するので、マッチング条件式 (3.5) を満たす  $V_R$  は時間的に変動する。また、 $V_{e-}$  は動径方向座標  $r$  に依存するので、マッチング条件式 (3.5) を満たす  $V_R$  は着目する陽電子の動径方向座標  $r$  により異なる。よって、 $V_{e-}$  の時間及び動径方向依存性がグラフのピーク幅を生み、 $V_{e-}$  の時間平均、空間平均がグラフのピーク位置を決定すると考えられる。

本研究の方法で陽電子を蓄積するには、電子プラズマ内で減速された陽電子をポテンシャルウェル内に捕獲しなくてはならない。この過程において、陽電子蓄積用ポテンシャルウェル内にたまっている陽イオン ( $\text{H}_2^+$ ) が関与していることが分かった。陽イオンとの弾性散乱により、陽電子の並進方向の運動量が失われる (動径方向成分に転化する) ことで、陽電子がポテンシャルウェル内へ捕獲されるのだと考えられる。

---

<sup>4</sup>2003 年 1 月現在

# 付録A 非中性プラズマ

単一種類の電荷からなる荷電粒子集団を閉じ込めるために、しばしば Penning Trap を用いる (図 4.1)。Penning Trap とは、軸方向には電場障壁を用いて、また動径方向には磁場を利用して荷電粒子を閉じ込める仕組みを言う。

Penning Trap を用いて閉じ込めた荷電粒子集団の密度を  $n$ 、直径を  $A$ 、長さを  $B$ 、温度を  $T$  とする。また、荷電粒子 1 つあたりの電荷を  $q$  とする。以下の条件

$$A, B \ll \lambda_D \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{nq^2}} \quad : \text{Debye 長} \quad (\text{A.1})$$

が満たされるとき、この荷電粒子を「非中性プラズマ」として扱うことができる。非中性プラズマは単なる荷電粒子集団と異なるのは、集団運動や遮蔽効果を有する点であり、これは通常の中性プラズマと共通の性質である。

## A.1 非中性プラズマの閉じ込め

Penning Trap 中に閉じ込められた非中性プラズマを考える式 (4.1) で示した通り、トラップ電極がつくるポテンシャルは電気四重極ポテンシャルである。式 (4.1) において、 $V_0/d^2 = m\omega_z^2/q$  ( $m$  は荷電粒子の質量,  $q$  は価数) と書き換えると、

$$V_T(r, z) = \frac{1}{2} \frac{m\omega_z^2}{q} (z^2 - r^2/2) \quad (\text{A.2})$$

となる。 $\omega_z$  は周波数の次元を持ち、事実、トラップ内での軸方向の 1 粒子運動の周波数を与える。

Penning Trap は  $z$  方向に一様な磁場  $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B \cdot \mathbf{e}_z$  ( $\mathbf{e}_z$  は  $z$  方向の単位ベクトル) を有する。このとき、ベクトルポテンシャルは  $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = A(r)\mathbf{e}_\theta =$

$Br/2 \cdot \mathbf{e}_\theta$  ( $\mathbf{e}_\theta$  は  $\theta$  方向の単位ベクトル) ととることができる。ここで、 $V_T$  は  $z$  方向に関しては束縛ポテンシャルとなるが、 $r$  方向の束縛を保証しない。以下で示されるように、 $r$  方向の束縛は、トラップ磁場中でプラズマの剛体回転運動することにより可能となる。非中性プラズマを構成する荷電粒子が感じるポテンシャルは、トラップ電極が作るポテンシャル  $V_T$  だけでなく、構成粒子自身の空間電荷とその鏡像電荷のつくるポテンシャルの和  $V_s$  とを感じながら運動する。閉じ込められた荷電粒子の電荷を  $q$  とすると、ハミルトニアンは以下ようになる [16]。

$$\begin{aligned}
H &= \sum_{j=1}^N \left[ \frac{p_{r,j}^2}{2m} + \frac{(p_{\theta,j} - qBr_j^2/2)^2}{2mr_j^2} + \frac{p_{z,j}^2}{2m} \right] \\
&\quad + \sum_{j=1}^N qV_T(\mathbf{r}_j) + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N qV_s(\mathbf{r}_j) \\
p_{r,j} &= m\dot{r}_j, \quad p_{\theta,j} = mr_j^2 \dot{\theta}_j, \quad p_{z,j} = m\dot{z}_j \\
V_s(\mathbf{r}_j) &= \sum_{\substack{i=0 \\ i \neq j}}^N qG(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) \tag{A.3}
\end{aligned}$$

ここで、 $G(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = G(r_i, z_i, r_j, z_j, \theta_i - \theta_j)$  となる。また、式 (A.2) からわかるように、トラップポテンシャル  $V_T$  は  $\theta$  に依存しない。よって、

$$\begin{aligned}
\sum_{j=1}^N \frac{\partial H}{\partial \theta_j} &= \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N \frac{\partial G(r_i, z_i, r_j, z_j, \theta_i - \theta_j)}{\partial(\theta_i - \theta_j)} \frac{\partial(\theta_i - \theta_j)}{\partial \theta_j} \\
&\quad + \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N \frac{\partial G(r_i, z_i, r_j, z_j, \theta_i - \theta_j)}{\partial(\theta_i - \theta_j)} \frac{\partial(\theta_i - \theta_j)}{\partial \theta_i} \\
&= 0 \tag{A.4}
\end{aligned}$$

となり、

$$L_z = \sum_{j=1}^N \left[ mr_j^2 \dot{\theta}_j + \frac{1}{2} qBr_j^2 \right] \tag{A.5}$$

で定義される、系の全正準角運動量の  $z$  成分  $L_z$  は保存する。

式 (A.3) のハミルトニアンで記述されるような、Penning Trap に閉じ込められた非中性プラズマは、熱平衡状態では密度一様の回転楕円体となり、 $z$  軸のまわりに剛体回転することが知られている (図 A.1)。剛体回

転周波数を  $-\omega_r$  とする。ここで、二つの保存量  $H$ 、 $L_z$  を用いて、次の  $H_R$  を定義する。

$$H_R = H + \omega_r \cdot L_z \quad (\text{A.6})$$

$H$ 、 $L_z$ 、 $\omega_r$  は一定なので、 $H_R$  も保存量となる。これを具体的に書き下すと、

$$\begin{aligned} H_R &= \sum_{j=1}^N \left[ \frac{1}{2} m v_j^2 + e V_T(r_j, z_j) + \frac{1}{2} e V_X(\mathbf{r}_j) \right] + \omega_r \sum_{j=1}^N \left[ m v_{\theta,j} r_j + \frac{1}{2} q B r_j^2 \right] \\ &= \frac{1}{2} m (\mathbf{v}_j + \omega_r r_j \theta_j \mathbf{e}_\theta)^2 + q V_S(\mathbf{r}_j) + q V_{T,eff}(r_j, z_j) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

ここで  $V_{T,eff}$  は、周波数  $\omega_r$  で回転する座標系でみたときの実効的なトラップポテンシャルに相当する。ここで式 (A.2) から分かるように、 $V_T$  は  $r$  に関して原点を極大とする減少関数である。しかし、実効ポテンシャル  $V_{T,eff}$  に関しては、

$$\omega_r < \Omega_c, \quad \omega_z^2 < \omega_r (\Omega_c - \omega_r) \quad (\text{A.8})$$

とすることで、 $r$  の増加関数にすることができる。これが非中性プラズマの  $r$  方向の束縛ポテンシャルとなる。上の条件は、トラップ磁場強度  $B$  を充分強くとることで実現可能である。

## A.2 正準角運動量の保存と束縛条件

Penning Trap のような軸対称なトラップ中では、正準角運動量の  $z$  成分  $L_z$  は保存する。これは、非中性プラズマに限らず、軸対称な電磁トラップに閉じ込められた中性プラズマに関しても同様である。ここで、中性プラズマに関しても成り立つように、正準角運動量の式を以下のように書き直す。

$$L_z = + \sum_{j=1}^{N_+} \left[ m r_{+,j}^2 \dot{\theta}_{+,j} + \frac{1}{2} q_+ B r_{+,j}^2 \right] + \sum_{j=1}^{N_-} \left[ m r_{-,j}^2 \dot{\theta}_{-,j} - \frac{1}{2} q_- B r_{-,j}^2 \right] \quad (\text{A.9})$$

ただし、 $q_+, q_- > 0$ 、 $N_+$  はプラズマ中の正の荷電粒子数、 $N_-$  は負の荷電粒子数である。

$L_z$  は粒子の運動に由来する項 ([ ] 中の第一項) と、電磁場からの寄与 ([ ] 中の第 2 項) との和となる。本研究で用いる磁場強度 5T のもとでは、電磁場からの寄与が主であり

$$\begin{aligned} L_\theta &\approx \sum_{j=1}^{N_+} \left[ +\frac{1}{2}q_+Br_{+,j}^2 \right] + \sum_{j=1}^{N_-} \left[ -\frac{1}{2}q_-Br_{-,j}^2 \right] \\ &= \frac{1}{2}B \left( \sum_{j=1}^{N_+} q_+r_{+,j}^2 - \sum_{j=1}^{N_-} q_-r_{-,j}^2 \right) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

ここで、非中性プラズマの場合を考える。このとき、 $N_+ = 0$ 、 $N_- = 0$  のいずれかが成り立つ。たとえば電子プラズマの場合を考えると  $N_+ = 0$  であり、

$$L_z \approx -\frac{1}{2}eB \sum_{j=1}^{N_-} r_{-,j}^2 \propto \sum_{j=1}^{N_-} r_{-,j}^2 \quad (\text{A.11})$$

である。よって、プラズマを構成する電子の位置が変化する場合に、 $r^2$  の総和に制限がつく。 $r^2$  は常に正なので、各粒子がとりうる  $\|\mathbf{r}\|$  に上限が生じる。つまり、非中性プラズマに関しては、軸対称性は安定性に寄与するのである。

他方、中性プラズマの場合、 $q_+r_{+,j}^2$  の和と  $q_-r_{-,j}^2$  の和が同時に同じだけ増加すれば  $L_z$  は変わらないので、集団はどこまでも広がることができる。即ち、上の条件は中性プラズマに関して空間的な束縛条件にならない。一般的に、中性プラズマは非中性プラズマに比べて長時間で安定な蓄積が可能である。

### A.3 ペニングトラップ中でのプラズマの剛体回転

すでに述べたように、Penning Trap 中において、非中性プラズマは磁力線方向を回転軸とする剛体回転運動をする (図 A.1)。剛体回転運動の周波数  $\omega_r$  は非中性プラズマの密度に関係している。トラップ中では、非中性プラズマを形成する荷電粒子は、空間電荷からの斥力 ( $qE$ )、ローレンツ力 ( $qv \times B$ ) を受けて運動する。動径方向の運動方程式を考えると、

$$\begin{aligned} m r \omega_r^2 &= -qE + qvB = -\frac{nq^2}{2\varepsilon_0}r + qr\omega B \\ \omega_r^2 &= -\frac{1}{2} \frac{nq^2}{\varepsilon_0 m} + \frac{qB}{m} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

ここで、

$$\begin{aligned}\omega_p &= \sqrt{\frac{nq^2}{\varepsilon_0 m}} \quad (\text{プラズマ周波数}) \\ \omega_c &= \frac{qB}{m} \quad (\text{サイクロトロン周波数})\end{aligned}\quad (\text{A.13})$$

式 (A.12) を  $\omega_p$ 、 $\omega_c$  を使って書き直すと、

$$\omega_r^2 = -\frac{1}{2}\omega_p^2 + \omega_c\omega_r \quad (\text{A.14})$$

これを解くと、

$$\omega_{r,\pm} = \frac{1}{2}\omega_c \left[ 1 \pm \sqrt{1 - 2\frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}} \right] \quad (\text{A.15})$$

上式が解を持つのは、

$$\omega_p < \frac{\omega_c}{\sqrt{2}} \Leftrightarrow n < n_B \equiv \frac{\varepsilon_0 B^2}{2m} \quad (\text{A.16})$$

の時である。非中性プラズマ密度が  $n_B$  を越えると、空間電荷による斥力が大きすぎて自身を保持することができなくなることを意味する。この密度上限を Brillouin Density Limit といい、蓄積される粒子の質量と、トラップ内の磁場強度のみで決定される量である。本研究の電子プラズマの場合、トラップ磁場 5T の下で、 $n_B \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$  となる。しかし、これまでに達成した電子密度は  $\sim 10^{11} \text{cm}^{-3}$  である。原理的には、非中性プラズマの密度は  $n_B$  まで到達可能であるが、実際には装置のわずかな非対称性や、電子数が Overflow に達することなどが制約となり、実質上の密度限界はこれ以下になることが多い。

$n \ll n_B$  では、ひとつの密度  $n$  に対して 2 つの解が存在する。このうちどちらの解を取るかは系の正準角運動量によって決定される。図 A.2 は非中性プラズマの密度と剛体回転周波数との関係を表す。多くの場合、解は周波数の低いほうのブランチ ( $\omega_{r,-}$ ) を取る。このとき、非中性プラズマの密度が高いほど剛体回転周波数は高くなる。剛体回転運動の周波数を変化させるということは系の正準角運動量を変化させることに対応する。つまり、外からトルクを加えて正準角運動量の軸方向成分  $L_z$  を変化させると、プラズマの剛体回転周波数が変化し、周波数の関数である密度も変化する。この応用として、トラップ中の非中性プラズマに回転電場によってトルクを与え、プラズマ密度を上げる技術が知られている [17][18][19][20]。



## A.4 プラズマ振動

非中性プラズマがトラップ中で示す運動は、既に述べた剛体回転運動のみではない。非中性プラズマに何らかの擾乱を加えると、再び平衡状態に戻るまでの間、プラズマの位置・密度分布に変化が生じ、プラズマ振動として観測される。非中性プラズマが示すプラズマ振動は、中性プラズマが示すものに対応するものが多い。一例として Trivelpiece-Could (TG) modes があげられる。TG-modes を有限長さのプラズマに拡張した Dubin modes であり、これを用いて本修士論文の研究対象となった非中性プラズマの集団運動を記述することが可能である。

仮定 1: 鏡像電荷ポテンシャルは無視できる

仮定 2: プラズマ温度は充分冷えており、Debye 長がプラズマサイズに比べて無視できる

上の仮定の下では、Dubin mode( $l, m$ ) の周波数  $\omega$  はプラズマのアスペクト比  $\alpha$ 、プラズマ周波数  $\omega_p$ 、プラズマ密度  $n$  粒子あたりの質量  $m_p$ 、調和ポテンシャルウェルの深さ  $V_0$  の関数として、解析的に求めることができる。特に、軸対称モード ( $m = 0$ ) に関しては、

$$\begin{aligned} 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} &= \frac{k_2 P_l(k_1) Q_l'(k_2)}{k_1 P_l'(k_1) Q_L(k_2)} \\ k_1 &= \alpha(\alpha^2 - 1 + \omega_p^2/\omega^2)^{-1/2} \\ k_2 &= \alpha(\alpha^2 - 1) \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

となる。ここで、 $l - 1$  は  $z$  軸方向の節の個数に対応する。

図 A.3 に Dubin modes ( $l, 0$ ) の  $l=1, 2, 3$  を例として示す。(1,0) モードはプラズマ自身の形を変えずに重心位置が移動する振動である。これはトラップ中での単一粒子に関する調和ポテンシャル内での振動数  $\omega_z$  に一致し、 $n, \alpha$  によらない<sup>1</sup>。(2,0) モードは、重心位置を変えずにプラズマの密度分布が変化する振動である。(3,0) モードは、プラズマの重心位置・密度分布ともに変化する振動である。

有限温度のプラズマの場合、 $l > 1$  の周波数は一般に温度に依存する。よって、実際に観測される周波数は式 (A.17) で求まる値からシフトする。

<sup>1</sup>本研究では、第 6 章で陽電子用ポテンシャルウェル内にたまった陽イオンを調べるために利用した。

(2,0) モードの場合、温度によるシフトは以下ようになる [22]。

$$\omega_{(2,0)}^2 = \omega_{(2,0),c}^2 + 20 \left[ \gamma - \frac{\alpha^2}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_{(2,0),c}^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \alpha^2} \right] \frac{k_B T}{m_p L^2} \quad (\text{A.18})$$

$$A = \frac{2Q_1(k_2)}{\alpha^2 - 1} \quad (\text{A.19})$$

ここで、 $\omega_{(2,0),c}$  は式 (A.17) からもとまる (2,0) モードの周波数である。

Dubin modes をいくつか観測し、式 (A.17) を逆にとくことにより、プラズマの密度  $n$ 、アスペクト比  $\alpha$  に関する情報が得られる。また、A.19 を用いれば、プラズマの温度を推定することもできる。これらはしばしば非破壊的なプラズマ診断に応用される。

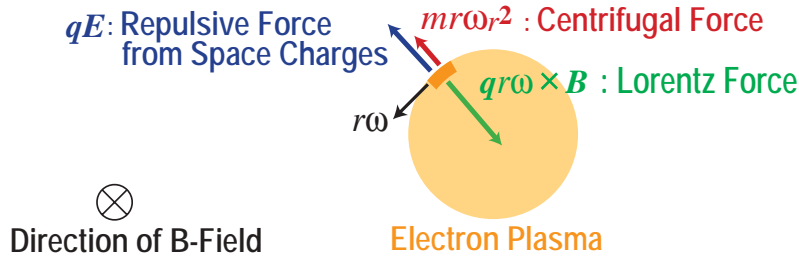


図 A.1: トラップ中で剛体回転運動 (角速度  $\omega_r$ ) する非中性プラズマにかかる力。ただし、図では  $q$  を正としている。)

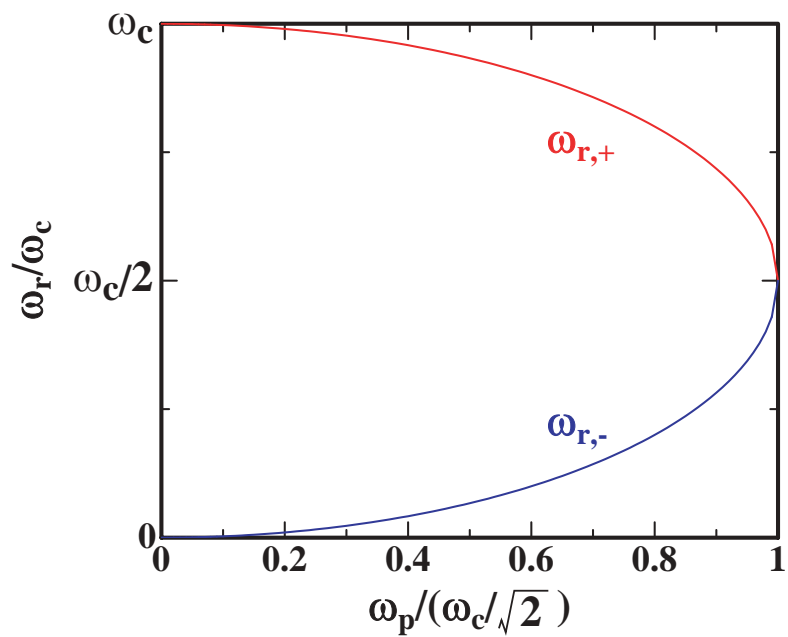


図 A.2: トラップ内で剛体回転運動する非中性プラズマの角周波数と、プラズマ密度との関係。

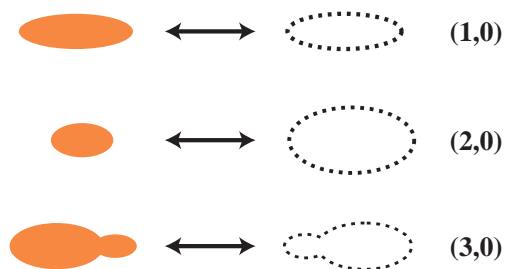


図 A.3: Dubin mode の例 ((1,0)mode, (2,0)mode, (3,0)mode)

# 謝辞

本研究テーマを与えてくださった山崎 泰規 教授に感謝を申し上げます。小牧 研一郎教授には、指導教官同様の懇切丁寧な指導をしていただきました。

小島 隆夫 博士、大島 永康 博士、及び毛利 明博 京都大学名誉教授には、実験の基礎をゼロからご指導いただきました。覚えの悪い私に根気よく指導してくださる気さくな指導者たちに恵まれたことは、とても幸運でした。また、井上 正人 君をはじめ、同じ学生の共同実験者であった佐藤 裕広 君、Simon Letout 君たちにもたくさんのご協力をいただきました。

最後に、なんとか2年で修士課程を修了できたのも、理化学研究所の原子物理研究室の皆様、小牧山崎研究室の皆様、審査員の先生方、家族・友人、及び現代の医療技術があったからこそです。心から感謝しております。

## 関連図書

- [1] 高村 秀一「プラズマ理工学入門」森北出版株式会社 (1997)
- [2] 高村 秀一「プラズマ加熱基礎編」名古屋大学出版会 (1986)
- [3] B.R. Beck, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 317 (1992)
- [4] N. Oshima, *et al.*, Proc. of "the International Workshop on Advanced Techniques of Positron Beam Generation and Control", Edited by Committee of Crossover Research Program for Basic Nuclear Science, 64 (1998)
- [5] T.M. Kojima *et al.*, RKEN Review, **31**, 70 (2000)
- [6] C.M. Surko, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 901 (1989)
- [7] L.H. Haarsma *et al.* Phys. Rev. Lett. **75**, 806 (1995)
- [8] J. Estrada *et al.* Phys. Rev. Lett. **84**, 859 (2000)
- [9] A.B. Newbury, B.M. Jelenkovic, J.J. Bollinger and D.J. Wineland, Phys. Rev. A **62**, 023406 (2000)
- [10] N. Oshima *et al.*, Review, **31**, 65 (2000)
- [11] F.M. Penning, Physica **3**, 873 (1936)
- [12] J.H. Malmberg and J.S. deGrassie, Phys. Rev. Lett. **35**, 577 (1975)
- [13] C.F. Criscoll and J.H. Malmberg, Phys. Rev. Lett **50**, 167 (1982)
- [14] A. Mohri, *et al.*, Proc. of "International Conference of Plasma Physics and Controlled Fusion", 29th EPS Plasmas Montreux, in Montreux, Switzerland (2002)

- [15] A. Mohri, *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 664 (1998)
- [16] Daniel H.E. Dubin and T.M. O'Neil, Rev. Mod. Phys., **71** 87 (1999)
- [17] X. Huang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 875 (1997)
- [18] X. Huang, *et al.*, Phys. Rev.Lett. **80**, 73 (1998)
- [19] F. Anderegg, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4213 (1995)
- [20] R.G. Greaves and C.M. Surko, Phys. Plasmas **8**, 1879 (2001)
- [21] D.H. Dubin, Phys. Rev. Lett. **66**, 2076 (1991)
- [22] M.D. Tinkle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 352 (1994)