

修士学位論文

超低速反陽子による原子衝突実験のための 反陽子輸送ラインの改良

平成20年度
東京大学大学院 総合文化研究科
広域科学専攻 関連基礎科学系
学籍番号 31076933

豊田 寛

2009年3月13日提出

目次

第1章 序論	7
1.1 反陽子による原子のイオン化	7
1.2 反陽子ヘリウム原子	7
1.3 反陽子ヘリウム原子の生成断面積	9
1.4 研究目的	10
第2章 超低速反陽子ビーム	11
2.1 CERN AD	11
2.2 MEBT, RFQD, LEBT	12
2.3 反陽子の捕捉と冷却	13
第3章 実験装置とその改良	17
3.1 反陽子輸送ライン	17
3.2 ガスジェット標的	19
3.3 検出器系	19
3.3.1 TOF によるイオンと反陽子原子の識別の原理	19
3.3.2 ビームエミッタンスの測定	21
3.4 反陽子輸送ラインの改良	21
3.4.1 動機	21
3.4.2 4分割電極の設計	23
第4章 シミュレーション	26
4.1 初期条件	26
4.2 収束条件	29
4.3 4分割電極による軌道の変化	30
4.4 反陽子輸送ラインのズレ	33
第5章 実験結果	39
5.1 衝突領域での反陽子の拡がり	39
5.2 4分割電極による反陽子軌道の変化	42
5.3 反陽子ビームとガスターゲットとの重なりとイオン化断面積	43
第6章 結論	47

付 録 A ペニングトラップ	48
付 録 B 回転高周波による非中性プラズマの圧縮	51
参考文献	53
謝辞	56

目 次

1.1	反陽子の入射エネルギーによるヘリウムのイオン化断面積の実験結果及び理論的予測 [1][2][3][4][5][6][7][8][9][10][11]	8
1.2	反陽子の入射エネルギー（実験室系）による反陽子ヘリウム原子の生成断面積の理論予測 [12][13][14]	10
2.1	CERN の加速器群	11
2.2	AD と ASACUSA 実験エリア	12
2.3	AD の冷却サイクル	13
2.4	MEBT, RFQD, LEBT 配置図	14
2.5	MRT と引き出し電極のビームライン方向の磁場	14
2.6	MRT	15
2.7	反陽子の捕捉－冷却－引き出しの手順	16
3.1	反陽子輸送ライン	18
3.2	衝突領域の図（side-view）	20
3.3	衝突領域のガス密度	20
3.4	反応の結果出てくる電子の検出の概念図	22
3.5	反応の結果出てくる反陽子の検出の概念図	22
3.6	反陽子輸送ライン改良前の MCPpbar で観測した反陽子ビームの 2 次元像 左) 入射エネルギー 250eV 右) 入射エネルギー 30eV	23
3.7	4 分割電極組み立て図	24
3.8	4 分割電極写真図	24
3.9	改良した 4 分割電極（F1 電極）	25
4.1	MRT から運動エネルギー 250eV で射出した反陽子ビームの消滅位置	27
4.2	MRT から運動エネルギー 250eV で射出した反陽子ビームの消滅位置のシミュレーション結果	28
4.3	入射運動エネルギー 30eV（反陽子ヘリウム原子生成実験時）の F2 電極にかける電圧ごとのターゲット領域と MCPpbar への入射効率 ϵ_t と ϵ	29
4.4	入射エネルギー 30eV での反陽子の軌道	30
4.5	F1 電極による反陽子ビーム中心位置の変位 左) 入射エネルギー 30eV 右) 入射エネルギー 250eV	31

4.6	検出器付近の反陽子ビームの軌道	31
4.7	検出器系	32
4.8	F1での軌道補正後の入射効率 ϵ_t 及び ϵ	33
4.9	入射エネルギー 30eV での MCPpbar 上の分布 左) シミュレーション 結果 右) MCPpbar で観測した反陽子ビームの B	34
4.10	L2でx軸方向の位置情報を変えたときのガスターゲット, MCPpbar 上 での反陽子ビームの分布の違い アルファベットは表 4.5, 表 4.6 に対応 左緑丸) ターゲット上 (z=25mm) での反陽子の分布 左赤丸) MCP 上 (z=60mm) での反陽子の分布 右赤) ターゲット上 (z=25mm) での 反陽子の x 軸方向の分布 右青) MCP 上 (z=60mm) での反陽子の x 軸方向の分布	37
4.11	L2で反陽子の角度成分を変えたときのターゲット, MCPpbar 上での 反陽子ビームの分布の違い アルファベットは表 4.7, 表 4.8 に対応 左 緑丸) ターゲット上 (z=25mm) での反陽子の分布 左赤丸) MCP 上 (z=60mm) での反陽子の分布 右赤) ターゲット上 (z=25mm) での 反陽子の x 軸方向の分布 右青) MCP 上 (z=60mm) での反陽子の x 軸方向の分布	38
5.1	入射エネルギー 250eV 時にモニターチェンバーで観測した反陽子の 2 次元像	40
5.2	入射エネルギー 27.5eV 時にモニターチェンバーで観測した反陽子の 2 次元像	41
5.3	x 軸方向の反陽子ビームの広がり σ の変化	42
5.4	4 分割電極 F1 による反陽子像の中心位置の変化	43
5.5	MCPpbar 上の反陽子ビームの 2 次元分布と x 軸方向の分布 (4 分割電 極による補正前)	44
5.6	MCPpbar 上の反陽子ビームの 2 次元分布と x 軸方向の分布 (4 分割電 極による補正後)	44
5.7	反陽子一個あたりの MCPe で観測したシグナル数 左) 4 分割電極に よる偏向前 右) 4 分割電極による偏向後	45
A.1	ペニングトラップの電極配置	48
A.2	ペニングトラップ中の荷電粒子	50

表 目 次

4.1	軌道計算時に MRT 内の反陽子に与えた始条件	28
4.2	実験時の反陽子輸送ラインのセットアップ	30
4.3	4 分割電極による反陽子の中心位置の変化	32
4.4	反陽子ビームの中心位置への電子引き込み用電極の影響	33
4.5	反陽子ビームが x 軸に平行にズレていた場合の中心位置の変化	36
4.6	反陽子ビームが x 軸に平行にズレていた場合の入射効率の変化	36
4.7	反陽子ビームが傾いていた場合の中心位置の変化	36
4.8	反陽子ビームが傾いていた場合の入射効率の変化	36
5.1	4 分割電極による反陽子分布の変化	43
5.2	偏向の前後での測定値の変化	45

第1章 序論

1955年に、Chamberlain, Segrè, Wiegand, Ypsilantis らによって陽子の反粒子である反陽子が発見された。この発見以降反陽子について数多くの研究がなされてきたが、その中の一つに反陽子と原子の衝突過程の研究がある。

本研究室は国内外の大学、研究機関からなる国際共同実験グループ ASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons) の主要研究グループとして CERN (欧州原子核研究機構) において、反陽子についていくつかの切り口から研究を行っている。その中の一つに超低速反陽子の原子衝突過程の研究がある。これは超低エネルギーの反陽子ビームを作り出しこれと原子を衝突させるもので、具体的にはヘリウム原子のイオン化過程の研究、さらに低いエネルギー領域において反陽子ヘリウム原子と呼ばれる原子の生成過程の研究をしようというものである。

本章では、基礎的事項及び反陽子の低エネルギーにおける衝突実験である本研究と特に関わりの深い部分について述べる。

1.1 反陽子による原子のイオン化

実験研究では 90 年代以降現在に至るまで多くの研究者によってイオン化断面積に関する研究がなされてきた。図 1.1 にこれまでに報告されている反陽子によるヘリウム原子のイオン化断面積の研究結果をまとめた。図 1.1 の点でプロットされているものは実験により測定されたものである。破線は理論的予測を示している。

1989 年に L.H.Andersen 等によって ~ 10 keV の反陽子とヘリウムのイオン化断面積の実験測定がなされた (図 1.1 中の青点) [15]。しかしほとんどの実験研究は数十 keV 以上の領域のものばかりであった。10 keV 以下の領域におけるイオン化断面積の研究は、衝突実験を行えるように反陽子を減速し制御することが困難なことから、これまでは未知の世界であり未だ観測された例はない。

理論研究においても図 1.1 に示したとおり、いくつかの報告を除き反陽子の入射エネルギー 1 keV 以上の領域におけるイオン化断面積を求めるにとどまっている。

1.2 反陽子ヘリウム原子

1991 年、KEK (高エネルギー加速器研究機構) で、初めて実験的に反陽子ヘリウム原子が観測された。これは液体ヘリウム内での反陽子の寿命の測定の際に偶然長寿

第1章 序論

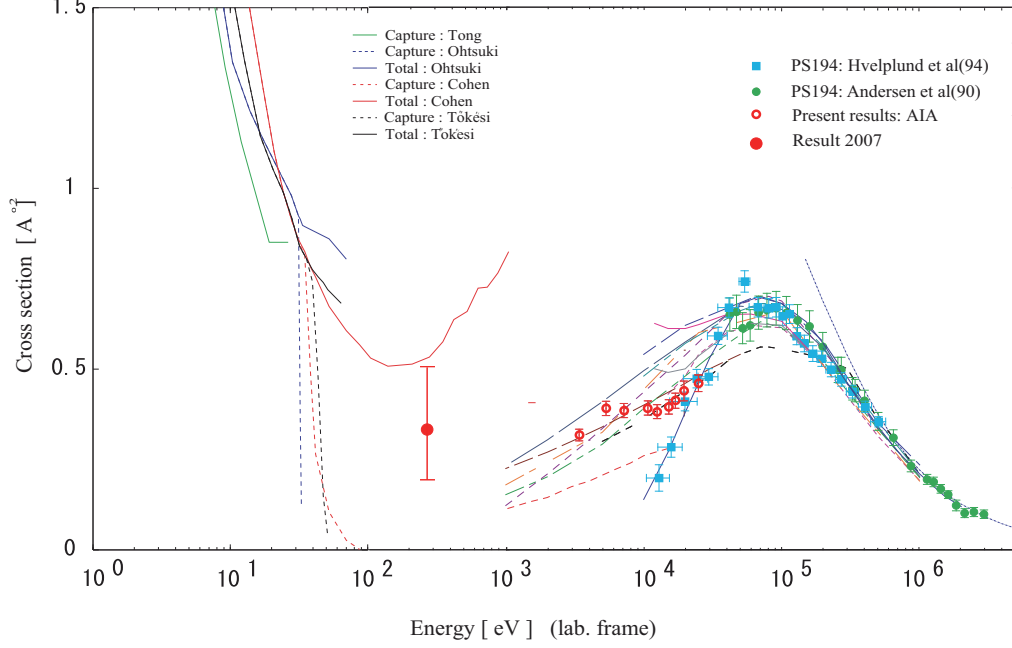


図 1.1: 反陽子の入射エネルギーによるヘリウムのイオン化断面積の実験結果及び理論的予測 [1][2][3][4][5][6][7][8][9][10][11]

命成分が確認されたものであった [16]. 我々は液体ヘリウムに比べ低密度のヘリウムガスと反陽子の一回衝突条件下における反陽子ヘリウム原子生成過程の研究を行っている.

反陽子ヘリウム原子は, ヘリウム原子と反陽子の重心系での衝突エネルギーがヘリウムの第一イオン化エネルギー 24.6 eV より低い場合に,



という反応によって生成される. この反応で $\bar{p}\text{He}^+$ 内から放出される電子の運動エネルギーがほぼ 0 の時, 生成された $\bar{p}\text{He}^{++}$ の束縛エネルギーと基底状態のヘリウム原子の電子の束縛エネルギーが等しくなり, $\bar{p}\text{He}^+$ 内の反陽子の主量子数 n は電子との換算質量の比で表され,

$$n = \sqrt{\mu/m_e} \sim 38, \quad (1.2)$$

となる¹.

生成された反陽子ヘリウム原子のほとんどは,



と遷移を起こしオーグメント電子を放出する. そして X 線などの光を放出しながら内殻へと放射遷移を繰り返しがては原子核との強い相互作用によって原子核に吸収され消

¹反陽子が束縛された時に実際に感じる電荷は原子核による +2 ではなく束縛された電子により遮蔽されたもので, それぞれの束縛エネルギーを求める際に $Z_{eff} \sim +1.7$ 程度となることを用いている. μ は反陽子とヘリウム原子核の換算質量を表し, m_e は電子の質量を表す

1.3. 反陽子ヘリウム原子の生成断面積

滅する．式 (1.3) の遷移により生成された $\bar{p}\text{He}^{++}$ イオン内の反陽子の主量子数 N は、放出された電子の運動エネルギーがほぼ 0 であるなら、ヘリウム原子の全束縛エネルギーと $\bar{p}\text{He}^{++}$ イオンの束縛エネルギー $E_{\bar{p}\text{He}^{++}}$ が等しくなることから、

$$E_{\bar{p}\text{He}^{++}} = Z^2 \frac{\mu}{m_e} \frac{R_\infty}{N^2} = 79 \text{ eV}, \quad (1.4)$$

となり主量子数は式 (1.2) より、

$$N = \sqrt{\frac{4R_\infty}{79\text{eV}}} n \sim 31, \quad (1.5)$$

となる²．

ところで一般的にオージェ遷移の遷移確率は、反陽子ヘリウム内の反陽子の角運動量の変化 Δl によって決まり、

$$\gamma = 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (\Delta l = 2), \quad (1.6)$$

$$\gamma = 10^8 \text{ s}^{-1} \quad (\Delta l = 3), \quad (1.7)$$

$$\gamma = 10^5 \text{ s}^{-1} \quad (\Delta l = 4), \quad (1.8)$$

となっている．

一方で $n=38$ の時の放射遷移の遷移確率 $\gamma \sim 2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ であることから、角運動量の変化 $\Delta l \geq 3$ の時、オージェ遷移は放射遷移に比べて強く抑制されることになる．つまり反陽子ヘリウム原子内に束縛された反陽子の状態が $(n, l) = (38, 33 \sim 37)$ であるならば式 (1.5) より角運動量が 30 以下の状態に遷移する必要があるので角運動量の変化 $\Delta l \geq 3$ になるため式 (1.3) の遷移は放射遷移に比べ強く抑制されることを示している．この時の反陽子ヘリウム原子の寿命はオージェ遷移を起こすもの比べて長くガス中の実験時には $\sim 3\mu\text{s}$ 程度であることが知られている．

1.3 反陽子ヘリウム原子の生成断面積

反陽子の入射エネルギーが実験室系で 30.8eV より小さくなるとヘリウムとの衝突で反陽子ヘリウム原子が生成されることが考えられる．反陽子ヘリウム原子の生成断面積について、いくつかの理論計算の結果が近年報告されている．図 1.2 にその成果をまとめた．

イオン化断面積と同様、この断面積測定にはやはり低エネルギーの反陽子ビームが必要となり、これを作り出すことの困難から未だ実験されていない．

² R_∞ はリドベルグエネルギー 13.6eV を表し、 Z は荷数．ヘリウム原子核の場合は+2

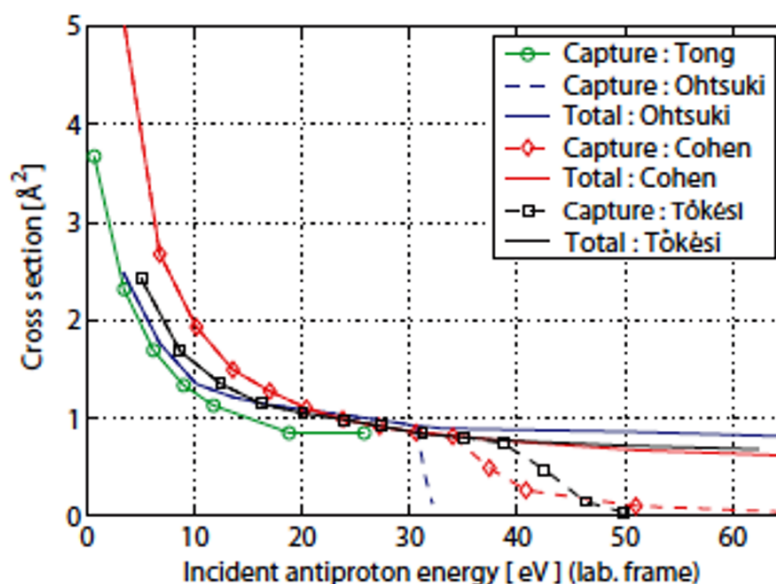


図 1.2: 反陽子の入射エネルギー（実験室系）による反陽子ヘリウム原子の生成断面積の理論予測 [12][13][14]

1.4 研究目的

実験研究において反陽子をこの領域まで減速し，制御することの難しさから，反陽子の運動エネルギーが数 keV 以下の領域の反陽子によるヘリウムのイオン化断面積及び反陽子ヘリウム原子の生成断面積の測定は未踏の領域である．しかし我々はペニングトラップ（詳細は付録 A）と呼ばれる静電場と静磁場を組み合わせたトラップ (MRT) を使い反陽子を蓄積さらに冷却した後，10～1000 eV の単色ビームとして引き出す技術を開発し超低速反陽子の衝突実験が可能になった．

本研究では，これまでは不可能であったエネルギー領域，具体的には反陽子の入射エネルギー 250eV でイオン化断面積測定を，20～30 eV で反陽子ヘリウム生成断面積の測定することを目的とした．

第2章 超低速反陽子ビーム

反陽子は実験室系で $5.6 \text{ GeV}/c$ 以上の運動量を持った陽子と静止した陽子または中性子の衝突によって生成される。この時、数 GeV のエネルギーを持った反陽子が生成されるが、我々の実験では $10 \text{ eV} \sim 1000 \text{ eV}$ の運動エネルギーを持つ反陽子が必要とするため約 $6 \sim 8$ 桁以上エネルギーを落とす必要がる。

本章ではこの超低速反陽子ビームの生成の過程について、反陽子が生成される CERN の加速器群から我々の実験エリア内の減速装置について述べる。

2.1 CERN AD

CERN では、LINAC2, PSB (Proton Synchrotron Booster) で加速された陽子を PS (Proton Synchrotron) に入射し、さらに運動量 $26 \text{ GeV}/c$ まで陽子を加速し Ir ターゲットと衝突させることで反陽子を生成している [図 2.1]。

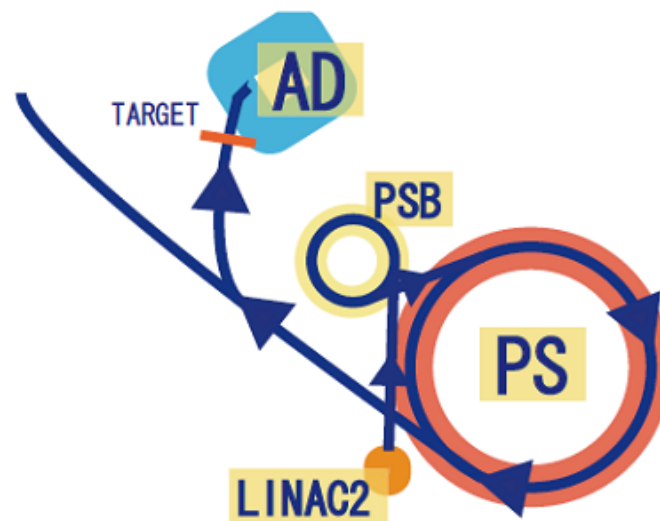


図 2.1: CERN の加速器群

ここで生成された運動量 $3.6 \text{ GeV}/c$ の反陽子は磁気ホーンによって集められ、AD

第2章 超低速反陽子ビーム

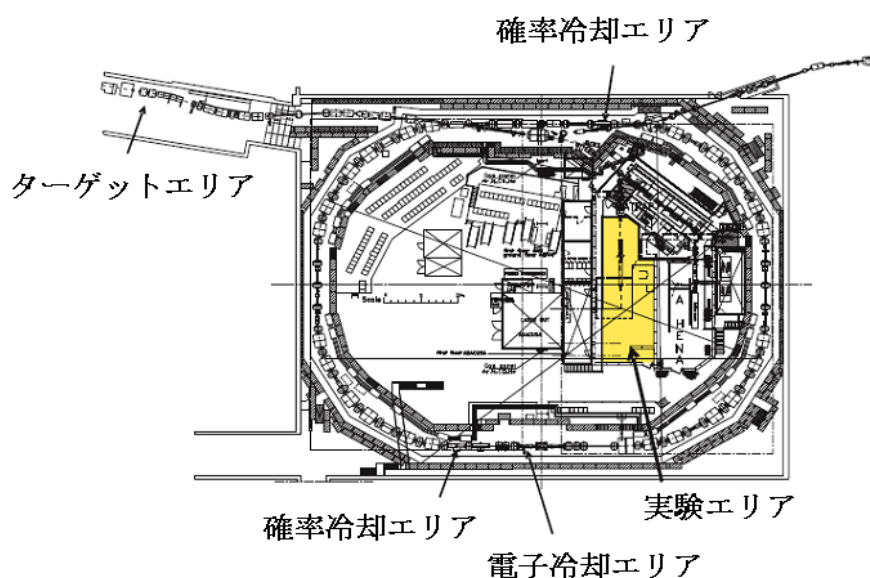


図 2.2: AD と ASACUSA 実験エリア

(Antiproton Decelerator) 内に1パルスあたり 5×10^7 個の反陽子が蓄積される。ADと我々の実験エリアを図 2.2 に示す。蓄積された反陽子はAD内でいくつかのステップを踏みながら $5.3 \text{ MeV}/c$ まで減速される。図 2.3 はADでの減速過程のサイクルを示している。

最初に反陽子は2段階の確率冷却により冷却された後、運動量は $300 \text{ MeV}/c$ まで減速される。次に反陽子は電子冷却により拡がり抑制される。その後運動量が $100 \text{ MeV}/c$ まで減速され、再度電子冷却される。

これらADリング内部での一連の操作により反陽子ビームは100秒に一回、パルス幅 100 ns 、運動エネルギー 5.3 MeV 、エミッタンス $\sim 0.5\pi \text{ mm mrad}$ の単色のパルスビームとなり、我々の実験エリアに入射される。

2.2 MEBT, RFQD, LEBT

ADにより 5.3 MeV まで減速された反陽子ビームは我々の実験エリアに引き出され、MEBT (Medium Energy Beam Transport line), RFQD (Radio Frequency Quadrupole Decelerator), LEBT (Low Energy Beam Transport line) という3つの装置を通してMRTへ導かれる。

MEBTでは反陽子が通過する際に四重極磁石によって反陽子ビームの持つ運動量方向を調整しRFQDへ入射される反陽子ビームを収束させている。またMEBT下流

2.3. 反陽子の捕捉と冷却

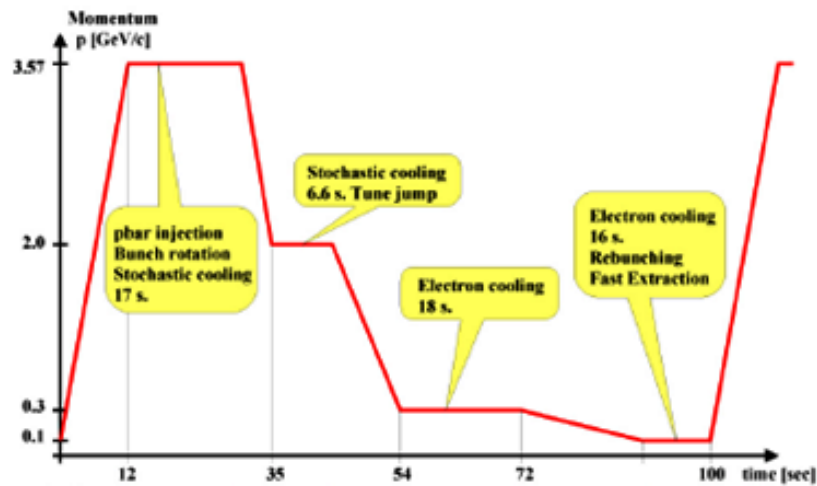


図 2.3: AD の冷却サイクル

に取り付けられている CCD カメラとシンチレータによって反陽子ビームが通過する位置の観測を行っていて、四重極磁石により反陽子ビームの位置調整を行っている。

RFQD は反陽子を減速させるために考案されたもので、本来加速目的で開発された RFQ を減速モードで利用するものである。これにより 30 % の反陽子を 63 keV まで減速させることができる。実際にはこの後に反陽子が通過する薄膜による減速の効率等を考慮し、MRT でトラップできる反陽子数を最大化するために RFQD の電極全体を 57 kV に浮かせて 110 keV の反陽子ビームとして引き出す。

RFQD 内で反陽子はビームの進行方向にのみ減速され垂直方向の運動量成分は変わらないため、結果として反陽子ビームの角度広がりが大きくなる。このためより小さなビーム径を得るために LEBT 内の四重極磁石で収束させる。ここで反陽子は双極子磁石により再び運動量方向を調整しビーム径を絞った後反陽子トラップへと導かれる。

2.3 反陽子の捕捉と冷却

この節では反陽子の捕捉ー冷却ー引き出しにいたる一連の流れを説明する。RFQD により減速され LEBT を経由した反陽子は 2.5T の一様磁場中に設置された MRT (Multi-Ring Trap) に入射される。MRT 内で反陽子を捕捉するために運動エネルギーを 10keV 程度まで減速させる。このために MRT 上流に薄膜（膜厚 $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 、2 枚重ね）を設置しこれを通過させる。この薄膜の設置により捕捉可能な領域まで減速さ

第2章 超低速反陽子ビーム

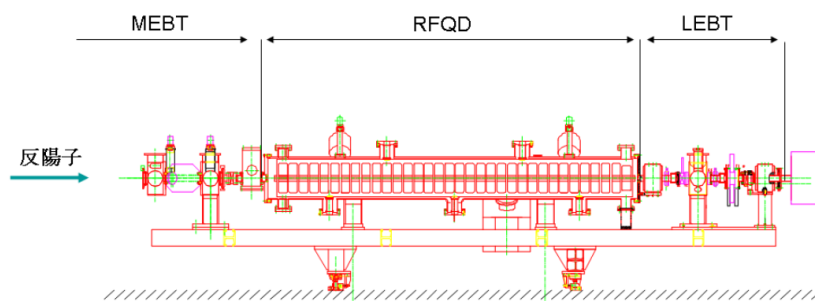


図 2.4: MEBT, RFQD, LEBT 配置図

れる反陽子数は通過前の反陽子数の 70 % 程度であることがわかっている¹。またこの薄膜は、MRT 内が長時間の低速反陽子をトラップするために $\sim 10^{-12}$ Torr という超高真空領域になっているのに対して $\sim 10^{-9}$ Torr ほどしかない LEBT との真空隔壁の役割をなしている。

薄膜を通過した反陽子は図 2.5 にある 2 つの電極（UCE 及び DCE）を用いてこの間に捕捉する。予め DCE に -13 keV の電圧を印加しておき、これにより反射された反陽子が再び UCE に到達する前に UCE に -13 keV の電圧を印加することで実現している。

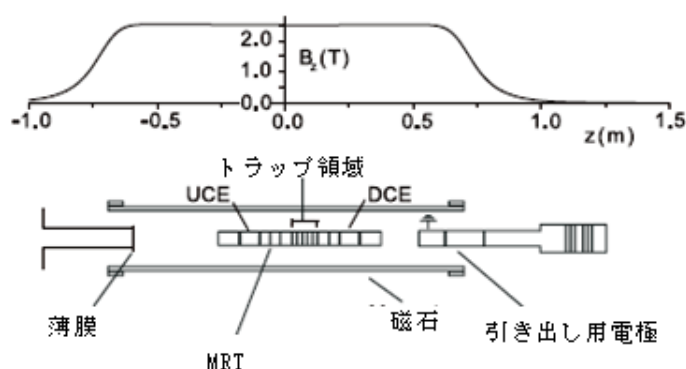


図 2.5: MRT と引き出し電極のビームライン方向の磁場

図 2.6 の写真で示したように MRT は 14 個の環状電極をつなぎ合わせた形状をして

¹これは RFQD の減速による効果で膜厚を薄くすることが可能になったためで、一般的に使われる減速膜による手法だと 99 % が減速されないことに比べ非常に高い効率である

2.3. 反陽子の捕捉と冷却

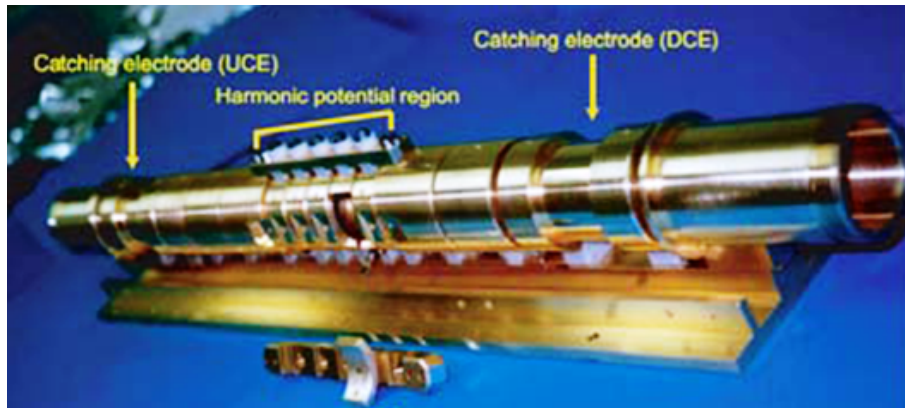


図 2.6: MRT

いる。電極数が多いのは、各電極に適切なポテンシャルを与えることにより軸方向の長い領域にわたって調和ポテンシャルを与えるためである。中央の一つの電極は回転高周波をかけ反陽子雲の径を圧縮するために4分割されている。これについては付録Bで説明する。またMRT下流にはMRT内に入射可能な電子銃が設置されている。

反陽子の捕捉から引き出しにいたる手順は図2.7に示したように、

1 反陽子の捕捉：反陽子が入射する前に下流の電子銃を使い予め電子を蓄積しておく。その後、捕捉用の電極 UCE 及び DCE に-10keV の電荷を印加し反陽子を捕捉する。

2 反陽子の冷却：捕捉された反陽子は MRT 内で電子と衝突し自身の運動エネルギーを失う。一方電子は反陽子との衝突によってエネルギーを得るがシンクロトン放射により再び冷却される。これにより反陽子及び電子は環境温度付近まで冷えて熱平衡に達する²。

3 冷却用電子の排出：MRT 電極のうちの上流側を非常に短い時間（～550 ns）だけ電圧を落とす。それにより反陽子との質量差から電子のみが排出される。

4 反陽子雲の圧縮：4 分割電極に回転高周波をかけ反陽子雲の圧縮を行う。

5 超低速反陽子ビームとしての反陽子の引き出し：反陽子の閉じ込めポテンシャルをゆっくりとあげていくことで超低速の単色 DC ビームとして引き出す。

また、この閉じ込めポテンシャルの操作で引き出し時の運動エネルギーは 10-1000 eV の範囲で可変である。

²実験中 MRT の設置されている真空容器は 4K まで冷却されている

第2章 超低速反陽子ビーム

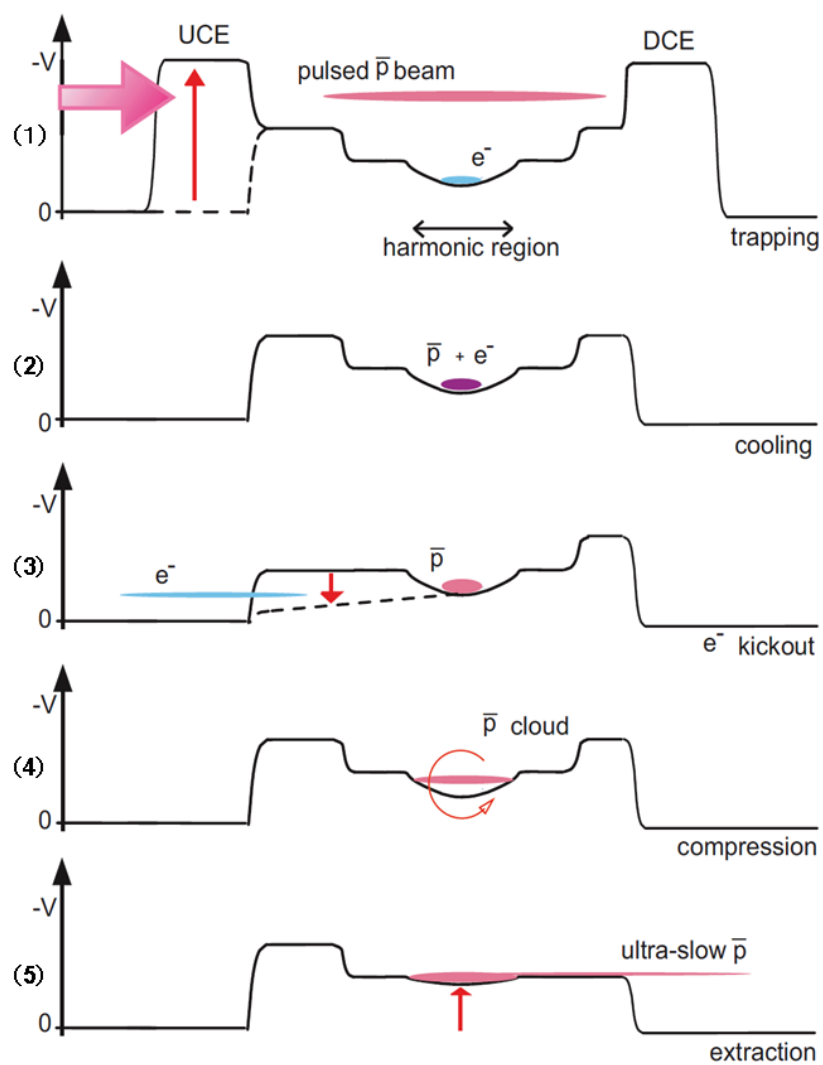


図 2.7: 反陽子の捕捉—冷却—引き出しの手順

第3章 実験装置とその改良

CERN の加速器によって生成され、我々の装置で冷却された反陽子は超低速反陽子として輸送用のビームラインを経由しガス標的のある散乱実験槽（ガスジェットチェンバー）に導かれる。

実験では超音速ガスジェットと反陽子を交差させる。ヘリウムのイオン化断面積や反陽子ヘリウムの生成断面積を決定するために、シミュレーションではガスターゲット上の反陽子ビームの直径は 10mm 程度だとされ、これとガスターゲットとの重なりを知る必要がある。

本章では反陽子ビームラインとガスジェットチェンバー、その中に設置されている検出器系について説明する。またガスターゲットと反陽子ビームが確実に重なるようにさせるために行った反陽子輸送ラインの改良についても説明する。

3.1 反陽子輸送ライン

ガス標的の設置された反陽子の散乱実験槽（ガスジェットチェンバー）の真空はガスジェット供給中で 10^{-6} Torr 程度である。一方で MRT はその中で反陽子を冷却する必要があるため 10^{-12} Torr 以下の超高真空を保つ必要がある。そのため MRT と実験槽の真空を分離する目的でこの二つの装置の間に反陽子輸送ラインを設置した。

図 3.1 に示すとおり反陽子輸送ラインは複数の円筒電極が連なって構成される。“E”, “L0”, “L1”, “L2”, “L3”, “F1”, “F2”, “G0” は図 3.1 に示したように別々の電圧がかかっている。そのうち “L1”, “L2”, “L3” はそれぞれ直径 10mm, 4mm, 10mm の穴の開いた円筒電極で 3 段階の差動排気を構成する。またこの小さな穴に反陽子ビームを通すため、反陽子ビームを収束させる静電レンズになっている。強磁場中に設置された MRT から反陽子を引き出すと、反陽子は磁力線に沿って拵がってしまい反陽子ビームを引き出すことができない。図 3.1 の通り電極 L0 の付近で急激に磁場が小さくなる。つまりこの付近で磁力線は大きく拵がる。そのため L0 に電圧をかけ反陽子ビームの拵がりを抑えることで反陽子輸送ラインに反陽子を引き出している。

また衝突時の反陽子のエネルギーは、MRT とターゲット上のポテンシャルエネルギーの差で決まる。このため MRT の捕捉電圧は一定として (-250 eV) 反陽子輸送ラインの下流の電極 G0 と後述の検出系に取り付けられた電極を使ってポテンシャルエ

第3章 実験装置とその改良

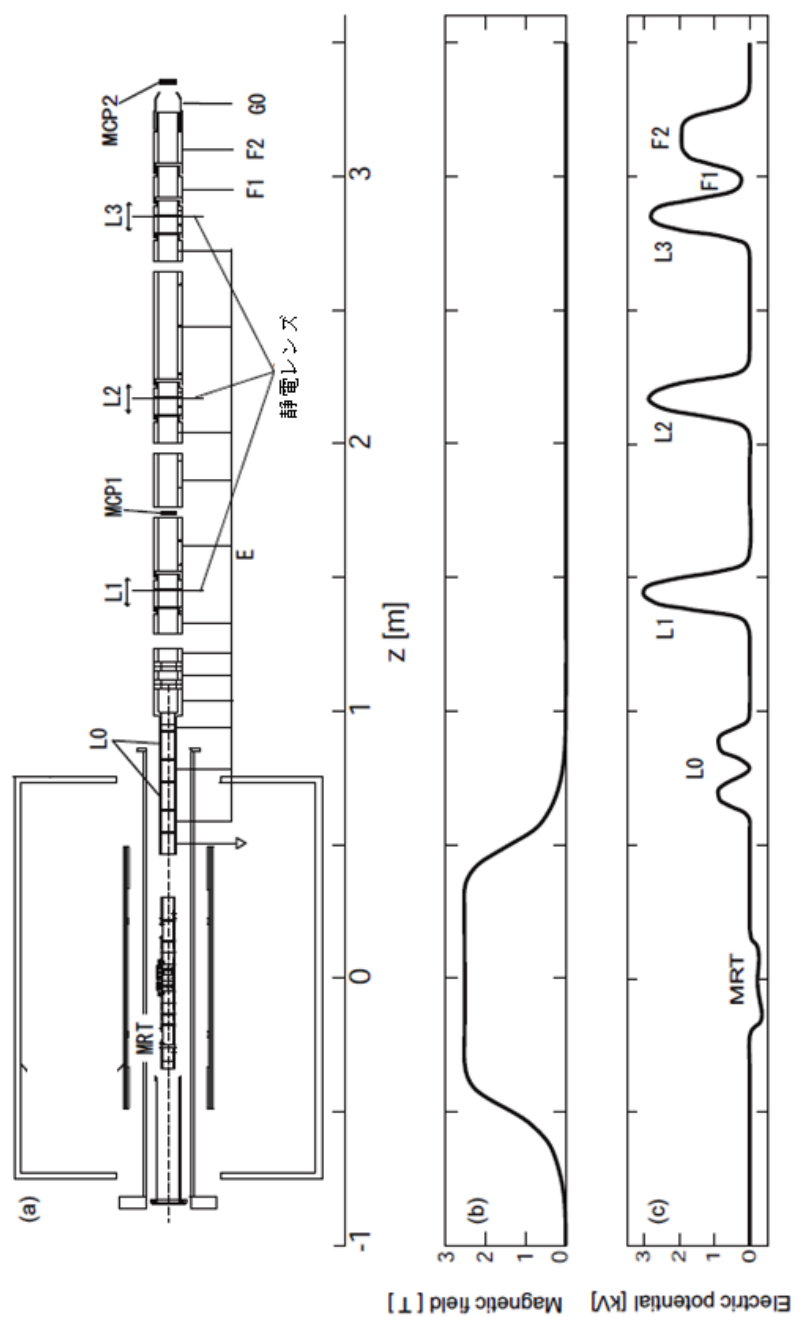


図 3.1: 反陽子輸送ライン

3.2. ガスジェット標的

エネルギーをコントロールしガスターゲットとの衝突時の反陽子ビームのエネルギーを決定している。

3.2 ガスジェット標的

反陽子ビームは反陽子輸送ラインを経由しガスジェットチェンバーへと入射し超音速のガスジェット標的と衝突する。ここでガスジェットチェンバーは以下の2つの条件を満たすように設計されている。

- 1：ガスジェットが高密度であること。
- 2：衝突領域の真空が 10^{-6} Torr 以下を維持できること。

我々はこのガス標的としてヘリウムガスを用いることにした。その理由として一つはヘリウム原子の構造が単純であること。もう一つは生成された反陽子ヘリウム原子の寿命が $\tau_{ave} = 3 \sim 4 \mu s$ と超寿命のものが存在することが分光実験により確認されており、寿命の短いものはその検出が困難なことがあげられる。

ガスジェットチェンバー内の衝突領域では、図 3.2 に示すとおり、ここに入射した反陽子ビームとその進行方向 (z 軸) に対して垂直上方 (y 軸) に向かって噴射しているヘリウムガスとが衝突する。衝突領域のガスジェットの密度は中心付近が $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ で中心から離れるに従って図 3.3 のように減衰していることがわかっている [17]。またその半値幅は約 9mm 程度であることがわかる。

3.3 検出器系

3.3.1 TOF によるイオンと反陽子原子の識別の原理

イオン化反応、反陽子ヘリウム原子生成反応のいずれにおいても、その反応の断面積を決定するためにガスジェット標的と交差した反陽子数に対して反応した反陽子数を知る必要がある。また反陽子それ自身を他の荷電粒子と識別する必要もある。我々は図 3.4 に示したような2つの2次元検出器 (MCPpbar, MCPe⁻) とそれらを取り囲むようにして設置したシンチレータを使い、次に示した手順で飛行時間 (TOF) を計測することでそれらを可能にした。

- 1：入射した超低速反陽子ビームがガスジェットターゲットと交差する。ある確率で反陽子とヘリウムのイオン化反応、または反陽子ヘリウム原子の生成反応が起こる
- 2：反陽子ヘリウム原子が生成されたときに放出された電子、またはイオン化によって放出された電子を MCPe⁻ へ電場と磁場で集める (図 3.4)。電子の引き込み効率を最大化するために磁場は 20G、反陽子の入射エネルギー 250eV、30eV に対してそれ

第3章 実験装置とその改良

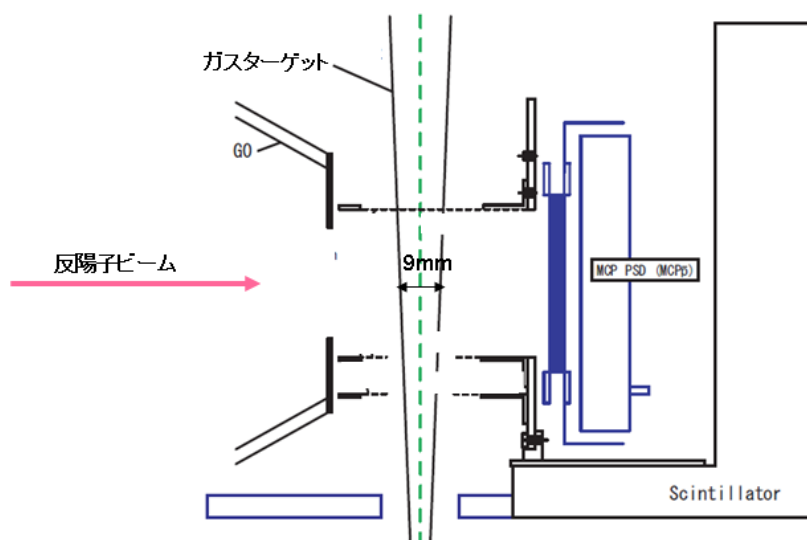


図 3.2: 衝突領域の図 (side-view)

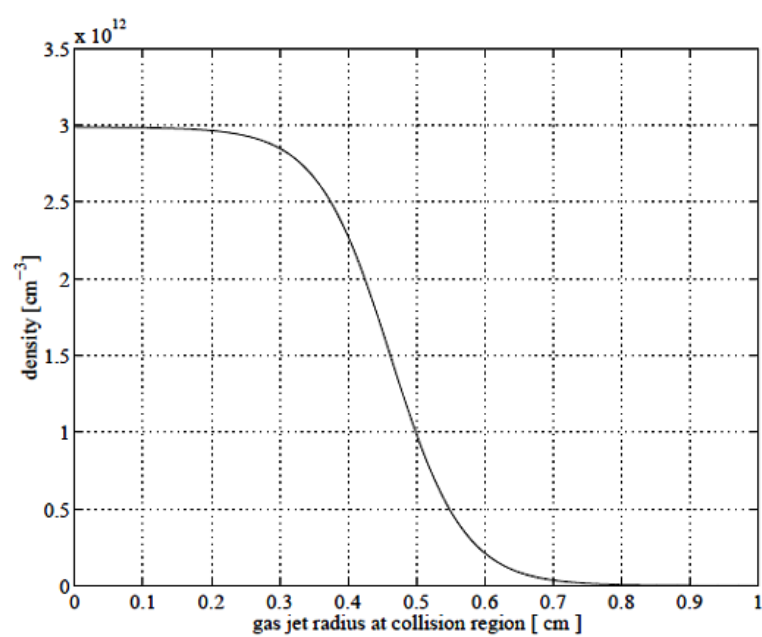


図 3.3: 衝突領域のガス密度

3.4. 反陽子輸送ラインの改良

ぞれ 40V, 6V の電位差を与えている. この時 π 中間子などの軽い粒子と電子との識別のために, 周りを囲むシンチレータが同時に反応していないと言う条件を課している.

3: 反陽子は反応後, 衝突していない反陽子も含めそのまま下流の MCPpbar へ入射する

4: MCPpbar に反陽子や反陽子原子が当たると π 中間子を生成する. これは非常に軽く早いため阻止能が低く MCP 等を透過し, MCPpbar に反陽子が入射したのとほぼ同時に周りを囲むシンチレータによって検出される. MCPpbar とシンチレータが同時に反応したものを反陽子としてデータの取得を行う. (図 3.5)

5: 2 でデータ取得を行った電子と 4 で行った反陽子の TOF の差から反陽子ヘリウム原子の生成やイオン化反応の識別をする.

つまり, 各々反応において放出された電子が $\text{MCP}e^-$ に飛び込んだ後, イオン化反応の場合は反陽子の入射エネルギーが 250eV ならばおよそ 150ns, 反陽子ヘリウム原子生成反応の場合は反陽子の入射エネルギーが 30eV 程度なら約 $3\mu\text{s}$ 遅れて, 反陽子が MCPpbar に入射しシンチレータと MCPpbar を使って観測される. ガスジェット標的と交差した反陽子数に対して反応した反陽子の数の比からそれぞれの反応の断面積を算出する.

3.3.2 ビームエミッタンスの測定

図 3.4 に示したとおり反陽子輸送ラインの最終電極 G0 から MCPpbar までの設置位置は 60mm, G0 からターゲットの中心までは 25mm の距離がある. 上記の手法により得られたデータから断面積を決定するためには, 反陽子ビームがガスターゲットを通過している割合を知る必要がある. そして通過した反陽子が MCPpbar に入射する必要がある. そこで我々は MCPpbar に入射する反陽子ビームの形状からガスターゲット上での反陽子ビームの形状を予測しガスターゲットとのオーバーラップを見積もるために, ガスジェットチェンバーとは別にビームの進行方向に沿って可動式になっている 2 次元位置検出器 (MCP2) をガスジェットチェンバーの代わりに設置し, G0 からでた反陽子ビームが z 軸に沿って MCPpbar が本来設置される位置までの間にその形状の変化を観測した¹. この実験結果は第 5 章で議論する.

3.4 反陽子輸送ラインの改良

3.4.1 動機

図 3.6 は入射エネルギー 250eV と 30eV それぞれでの反陽子ビームの 2 次元像である. 左図のように入射エネルギー 250eV での 2 次元像はほぼ中心に位置している. 一

¹図 3.1 の MCP2 がこの可動式 2 次元検出器. 衝突実験時はこれを取り外しガスジェットチェンバーを取り付ける

第3章 実験装置とその改良

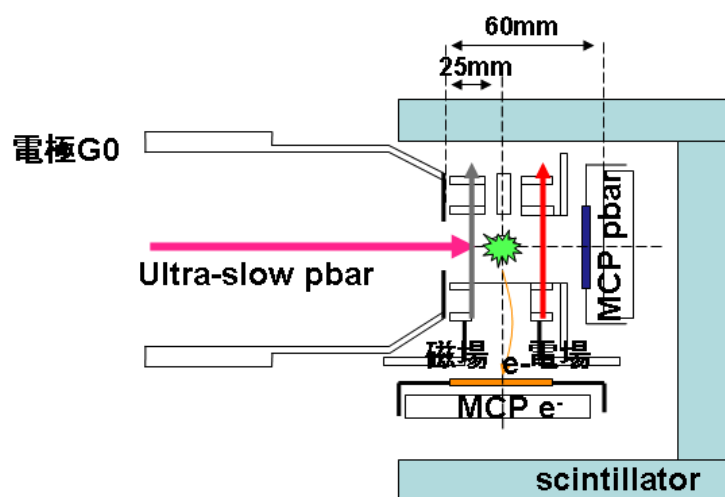


図 3.4: 反応の結果出てくる電子の検出の概念図

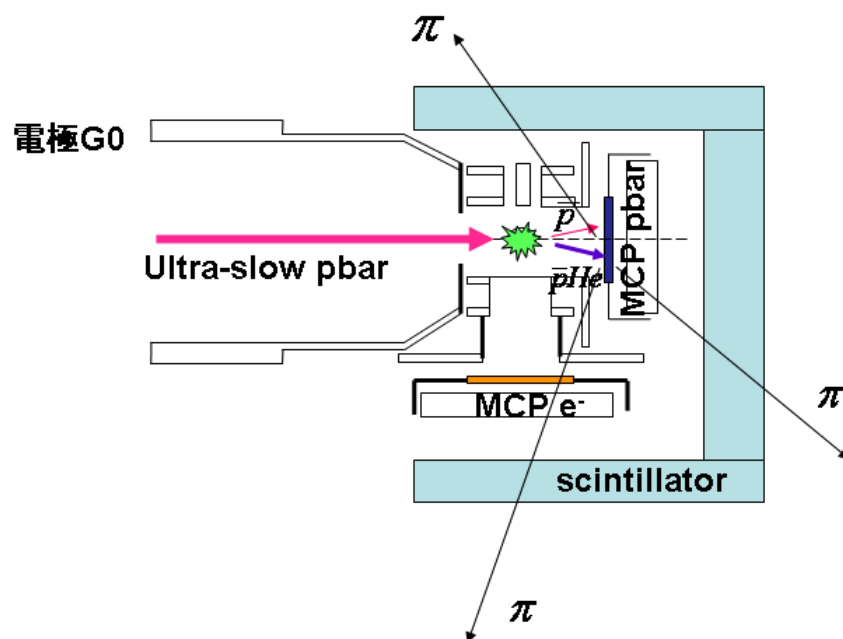


図 3.5: 反応の結果出てくる反陽子の検出の概念図

3.4. 反陽子輸送ラインの改良

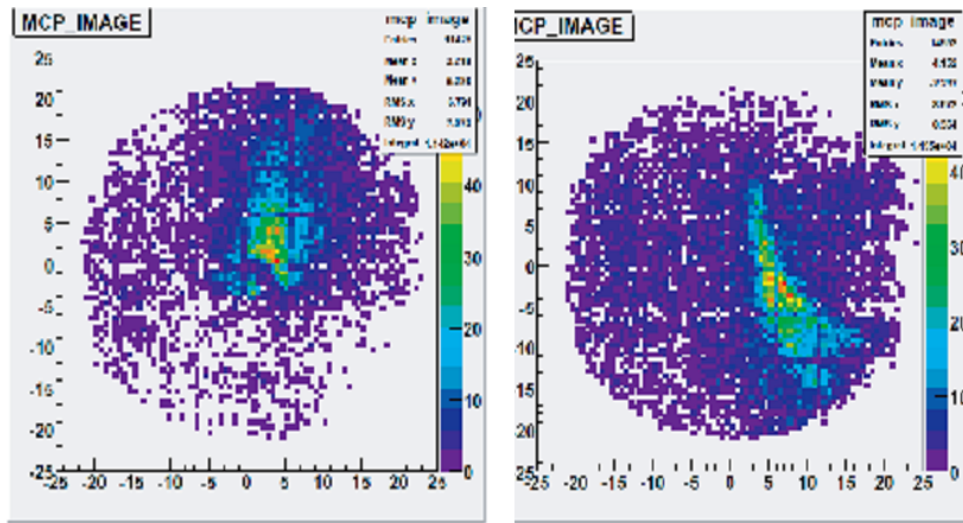


図 3.6: 反陽子輸送ライン改良前の MCPpbar で観測した反陽子ビームの 2 次元像
左) 入射エネルギー 250eV 右) 入射エネルギー 30eV

方で右図は反陽子の入射エネルギー 30eV での反陽子ビームの 2 次元像であるが、本来中心付近にあるはずの反陽子が大きく変形し右によってしまっており、反陽子がガスターゲットが噴出している領域に入っていない可能性があった。これは入射エネルギー 250eV の実験時には見られなかった現象である。反陽子輸送ラインの電極 G0 で反陽子を大きく減速させたためレンズ系の軸のわずかなずれ等の影響が現れた可能性がある。そこでレンズ系の軸がずれていた場合における反陽子ビームの軌道シミュレーションを行った。これについては第 4 章で述べる。

反陽子とガスターゲットとの重なりを確実にするため反陽子輸送ラインの電極 F1 を 4 分割し、新しくディフレクターとしての機能を備えた 4 分割電極を設置することにした。

3.4.2 4 分割電極の設計

反陽子輸送ラインの電極の一つ F1 (図 3.1 参照) を動径方向に 4 分割し互いに絶縁することで、その左右もしくは上下に電位差を与えて反陽子ビームを偏向することができるようにした [図 3.7, 図 3.8]. 4 つの電極それぞれの間の絶縁体として、脱ガスのため反陽子輸送ライン全体を 200 °C 程度まで昇温することを考え PEEK (ポリエーテルエーテルケトン) と呼ばれる耐熱性に優れた素材を用いた。また前後には電極 L3 と F2 があるが外部からの電場の漏れ込みを防ぐために図 3.9 にあるように電極同士が重なりあうように設計した。

第3章 実験装置とその改良

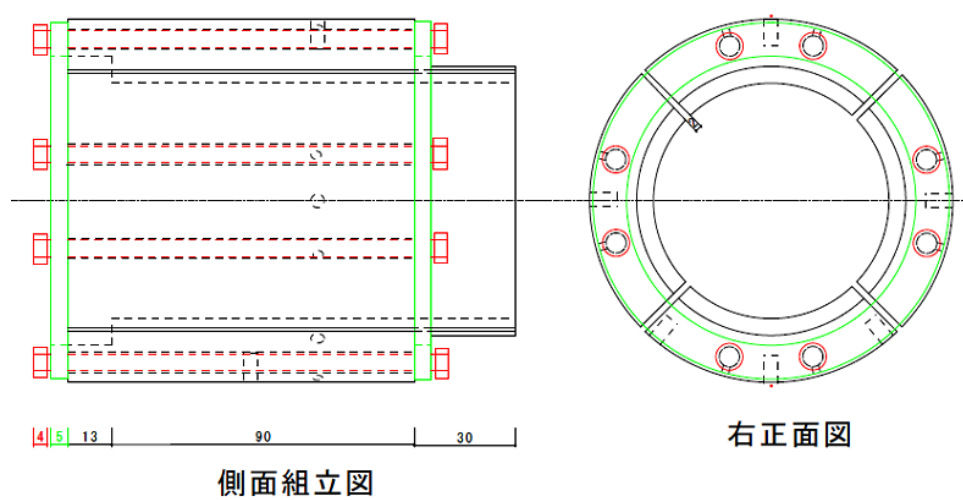


図 3.7: 4 分割電極組み立て図

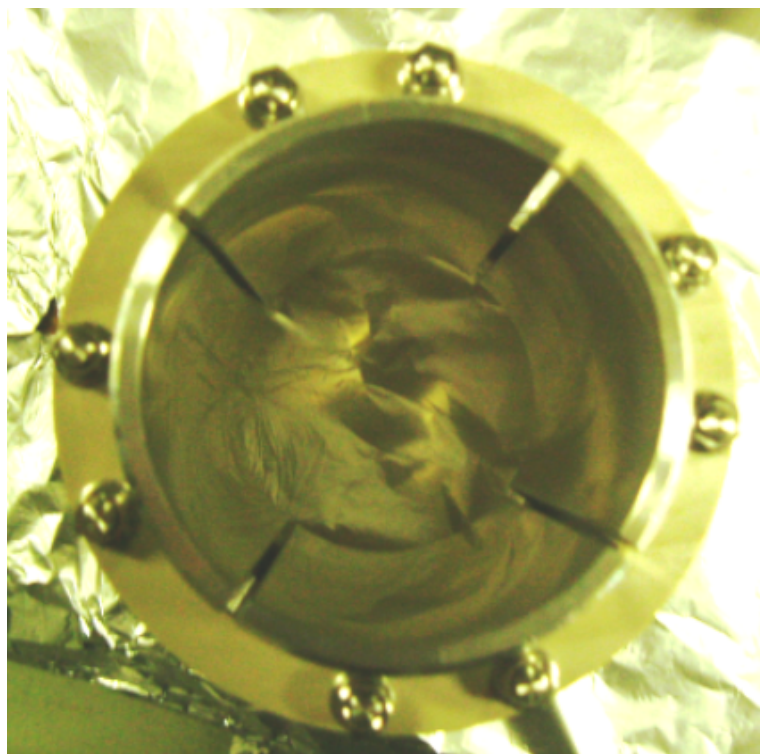


図 3.8: 4 分割電極写真図

3.4. 反陽子輸送ラインの改良

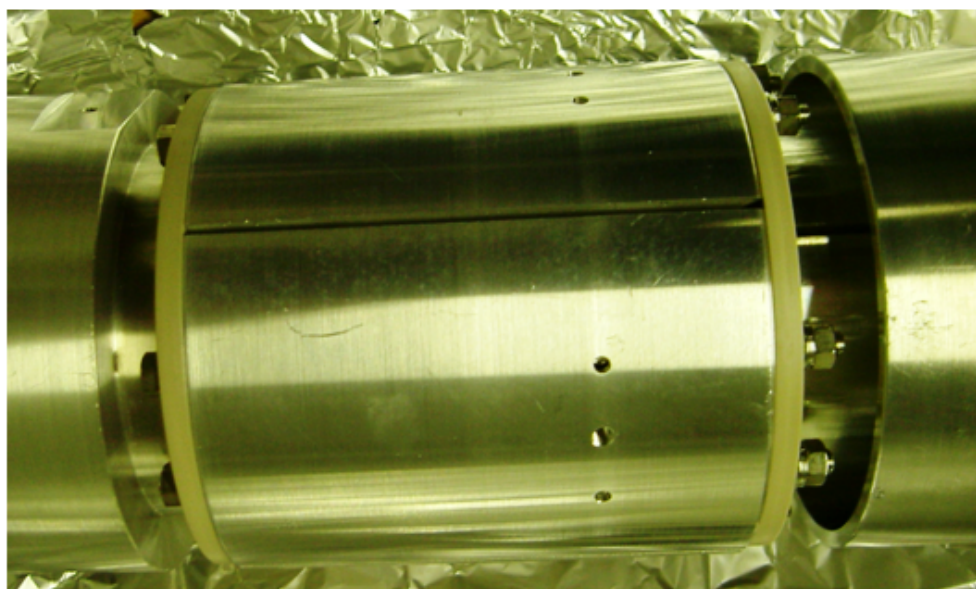
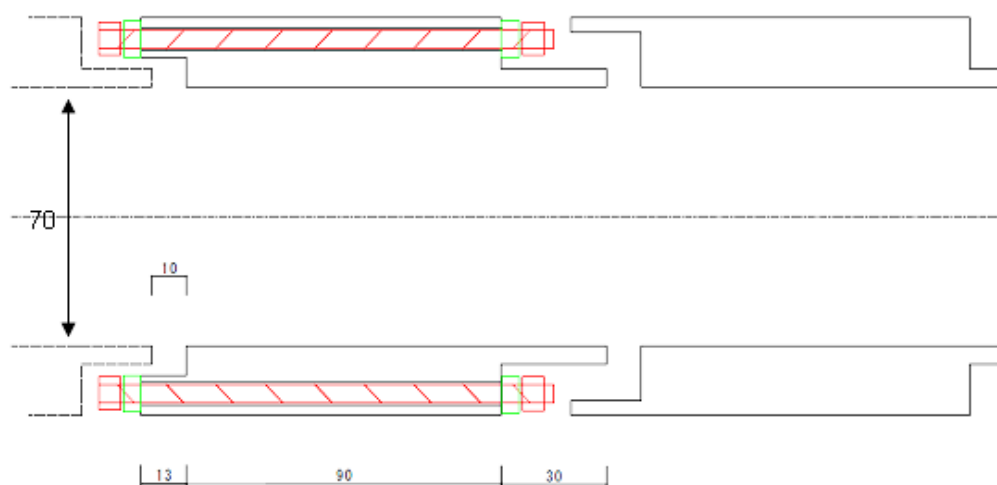


図 3.9: 改良した 4 分割電極 (F1 電極)

第4章 シミュレーション

反陽子をターゲット上で収束させるために、また前述のとおり MCP 上での反陽子像が予想したものとズレが生じた場合、F1 電極にどの程度の電位をかける必要があるのかを知るために反陽子ビームの軌道計算を行った。

4.1 初期条件

図 4.1 に MRT から運動エネルギー 250eV で射出した反陽子ビームの消滅位置をビーム軸に沿って測定したもの（図の左側）と図中の PSD で観測した反陽子ビームの 2 次元分布を示す [18]。PSD は、必要に応じてビームライン上に挿入可能となっている（ビームライン中央部）。図の (a) ～ (d) は MRT 内で 0 s, 60 s, 120 s と 200 s と回転電場をかける時間を変えたもので、(e) ～ (h) はそれぞれの反陽子ビームの 2 次元分布である。

この結果から反陽子は磁場の拡がりが急激なディフレクター付近で消滅する成分と、MCP まで到達してそこで消滅する成分の 2 つがあることがわかる。このディフレクターで消滅する成分は (a) ～ (d) で次第に減少しており、これは回転電場をかける時間が長くなるに従って反陽子雲がよりよく圧縮されているためである。

この結果を元に反陽子雲の MRT 内での分布を予測し、運動エネルギー 250eV で射出した反陽子ビームの消滅位置及び PSD に入射する反陽子ビームの 2 次元分布をシミュレーションしたものが図 4.2 である。これは MRT 内の反陽子雲の径方向の広がりを、全体の反陽子数のうち 55 % は $\sigma = 0.25\text{mm}$ の正規分布を、残り 45 % は $\sigma = 4.0\text{mm}$ の正規分布と仮定したもので、この時の消滅位置の分布が図 4.1 の (d) とほぼ一致している。

この結果から今回のシミュレーションによる軌道計算では、簡単のため反陽子の射出位置の初期条件として、x-y 平面内（径方向）に $\sigma = 0.25\text{mm}$ の正規分布であるとした。運動エネルギーは実験条件と同じ 250eV とした。

ところで磁場がある場合の正準運動量はベクトルポテンシャルを $\mathbf{A}$ として、

$$m\mathbf{v} + e\mathbf{A}, \quad (4.1)$$

で与えられる。

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r}, \quad (4.2)$$

4.1. 初期条件

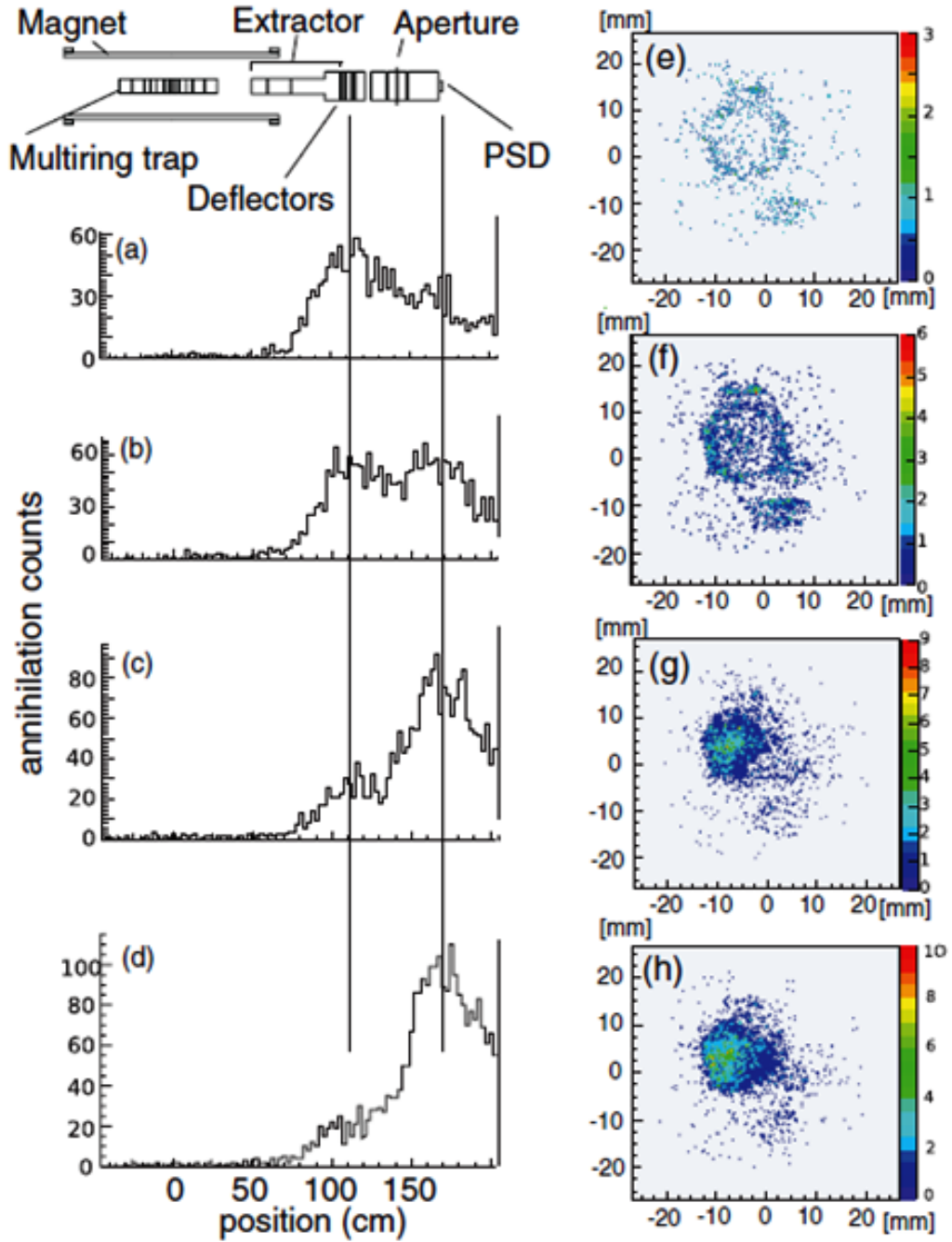


図 4.1: MRT から運動エネルギー 250eV で射出した反陽子ビームの消滅位置

第4章 シミュレーション

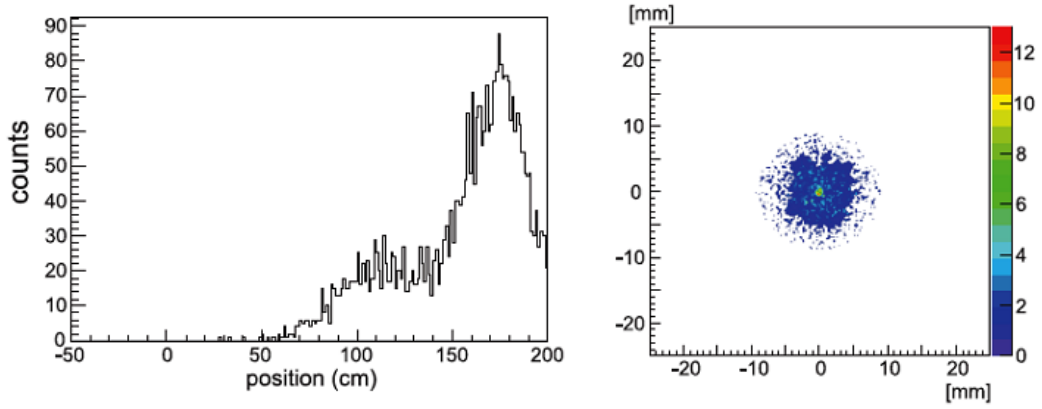


図 4.2: MRT から運動エネルギー 250eV で射出した反陽子ビームの消滅位置のシミュレーション結果

から $r=0.25$ mm, $B=2.5$ T では,

$$|\epsilon \mathbf{A}| = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \times 2.5 \times 10^{-4} \text{ m} \times 2.5 \text{ T} \simeq 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{m/s}, \quad (4.3)$$

となる. このことから対応する運動エネルギーは

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{(mv)^2}{m} = \frac{1}{2} \frac{(10^{-22})^2}{1.6 \times 10^{-27} \times 1.6 \times 10^{-19}} \simeq 20 \text{ eV}, \quad (4.4)$$

となる. この結果は反陽子の径方向の運動に対する温度の影響は磁場からの影響に比べて非常に小さいため軌道計算の結果にほとんど影響がないことを表している [19]. 運動量を z 軸方向に対して径方向にはその $1/500$ 相当を与えた. これは MRT の温度が 10K 程度であるためトラップ中の環境温度がほぼ同程度で反陽子雲が 10K で熱平衡であるとの仮定によるものだが, 上記の理由からこの値は特に重要ではない.

この条件でシミュレーションを行った. 反陽子に与えた始条件を表 4.1 にまとめた.

条件	
始点	軸方向
	径方向
エネルギー	
方向	
粒子数	
条件	
トラップ内のトラップ電極の中心に固定	
正規分布で $\sigma = 0.25\text{mm} \pm 3\sigma$ まで分布させた	
実験時と同じ 250eV	
軸方向：径方向=500：1 となるように径方向に運動量を持たせた	
400 個	

表 4.1: 軌道計算時に MRT 内の反陽子に与えた始条件

4.2 収束条件

反陽子輸送ラインを通過した反陽子ビームに対して、ガスジェット標的と反陽子ビームを効率的に衝突させることを考えなければならない。標的に入射する反陽子数が多ければスリット等を用いて直進する反陽子だけを用いればよいわけだが、我々の実験装置でイオン化反応が起こるのは衝突領域に入射する反陽子数に対して $\sim 10^{-4}$ 個程度と小さい。実験は AD のサイクルに合わせて 100s に一回数十万個程度の反陽子で衝突実験を行うことと実験期間も限られていることから十分な統計数を確保するために反陽子を有効活用する必要がある。このため反陽子ビームを衝突領域で収束させガスジェットとの重なりを大きくすることが必要になってくる。

また、反陽子原子生成実験時は反陽子輸送ラインの中で最下流に設置された電極 G0 で衝突時の反陽子の運動エネルギーを 30 eV 以下まで下げる。このため反陽子は減速されガスターゲット上で一旦収束した反陽子ビームはその後 MCPpbar に向かって径方向の拡がりが大きくなる。このため収束条件に加えて MCPpbar に収まるという条件を考える必要がある。

入射エネルギー 30eV について上記の 2 つを満たす条件を考える。ビームの収束に関しては F2 電極にかかる電圧によるところが大きい。そのため L2, F1, G0 の電極を一定として反陽子ビームとガスターゲット及び MCPpbar との重なる割合を F2 の関数として調べた。この重なり具合は、ガスターゲットの直径が $\sim 10\text{mm}$ 程度であることから、 $z=25\text{mm}$ を通過する全反陽子数に対して $x = -5 \sim 5\text{mm}$ の間を通過した反陽子数の割合 ϵ_t とした。また $z=60\text{mm}$ に設置された直径 40mm の MCPpbar に反陽子が入射する割合を ϵ とした¹。この結果を図 4.3 にまとめる。

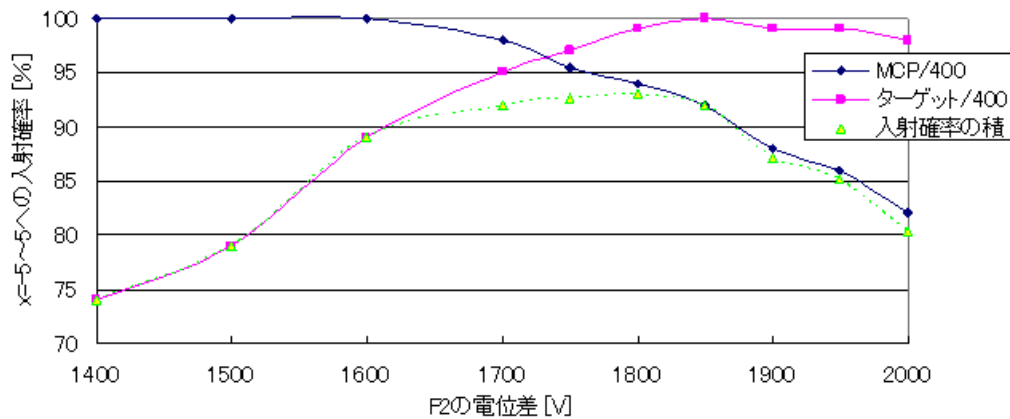


図 4.3: 入射運動エネルギー 30eV (反陽子ヘリウム原子生成実験時) の F2 電極にかかる電圧ごとのターゲット領域と MCPpbar への入射効率 ϵ_t と ϵ

図 4.3 にあるようにすべての反陽子をガスターゲットと重ね、且 MCPpbar に入射

¹ x-z 軸は図 4.4 のように定義する

第4章 シミュレーション

させることはできない．最終的に生成断面積を決定するにはこれらの値の積がきいてくるためその値が 93.1 % と最も良くなる 1800V で実験を行うこととした．その時の軌道を図 4.4 に示す．また最終的に実験に用いた L3 より下流の反陽子輸送ラインの電極のセットアップを表 4.2 に示す．

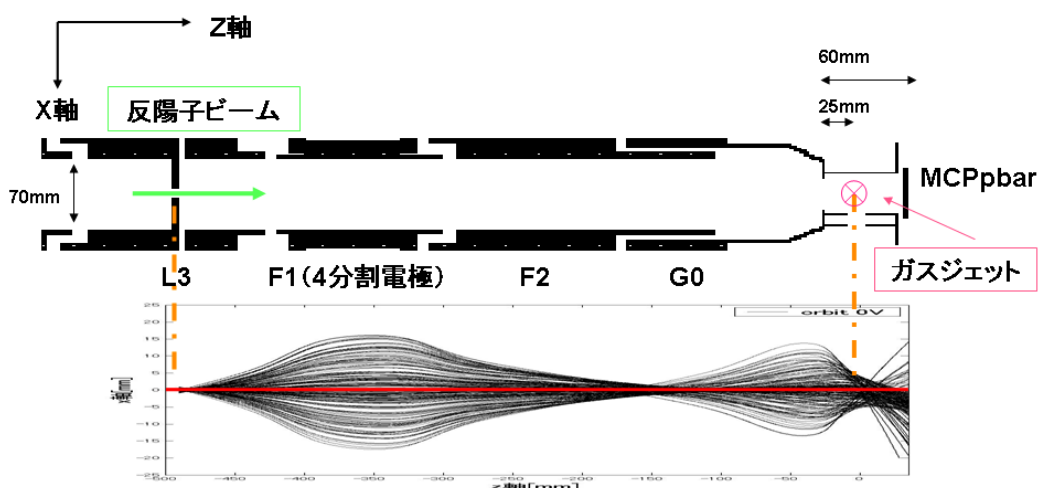


図 4.4: 入射エネルギー 30eV での反陽子の軌道

	イオン化実験時	反陽子ヘリウム原子生成時
L3	2850V	2850V
F1	40V	190V
F2	1600V	1800V
G0	-1V	-221V

表 4.2: 実験時の反陽子輸送ラインのセットアップ

4.3 4分割電極による軌道の変化

改良した F1 に電位差をつけることで反陽子ビームがどの程度偏向されるかを知る必要がある．そこで 4 分割された F1 の左右 (x 軸) に電位差をつけ，ターゲット上及び MCPpbar 上で反陽子ビームの中心位置がどの程度変わるかのシミュレーションをおこなった．ここで言う中心位置とは反陽子ビームを x 軸に射影しこれを正規分布でフィッティングした時の平均のことで，これを定義とする．

図 4.5 に中心位置と F1 の左右に与えた電位差の関係をグラフにしたものを掲載する．ここで考察した程度の偏向量だと，4 分割電極 F1 にかける電圧と反陽子ビーム

4.3. 4 分割電極による軌道の変化

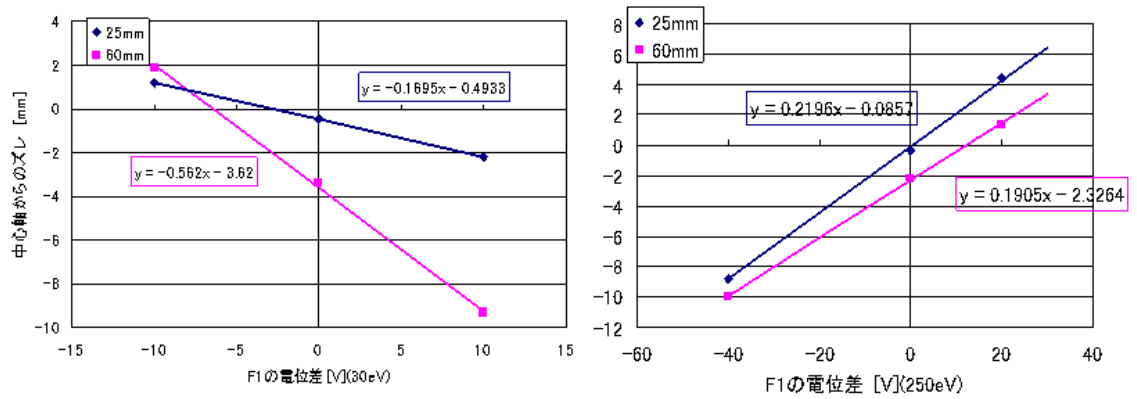


図 4.5: F1 電極による反陽子ビーム中心位置の変位 左) 入射エネルギー 30eV
右) 入射エネルギー 250eV

の MCPpbar とターゲット上での反陽子ビームの中心位置の変化は比例していることがわかる．また F1 にかける電位差 1V あたりの中心位置の変化量を求めたものを表 4.3 にまとめる．

ところで表 4.3 は反陽子の入射エネルギーが 250eV と 30eV では F1 に与えた電場の向きが同じ時でも，ガスターゲット上と MCPpbar 上で反陽子の分布が変化する方向が違う（図 4.5 での傾きの正負の違い）ことを示している．図 4.6 は反陽子ビーム 250eV と 30eV の条件に対して F1 の左右の電極に与えた電位差を 20V と 10V とした時の検出器付近の反陽子の軌道を示したものである．図 4.6 にあるように F2 及び G0 電極での反陽子の運動エネルギーの違いから，G0 電極で収束する際の角度のつき方が違うため，F1 に与えた電場の向きが同じ時でも反陽子ビームが逆方向に偏向することになる．

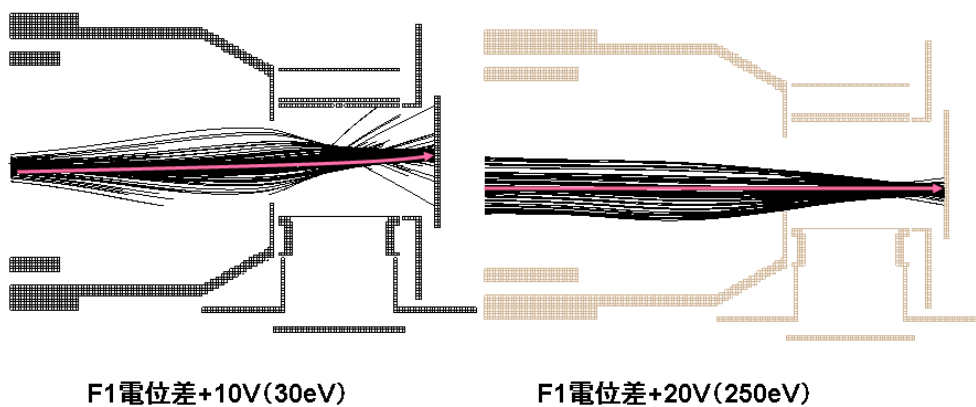


図 4.6: 検出器付近の反陽子ビームの軌道

第4章 シミュレーション

	30eV	250eV
MCPpbar 上 ($z=60\text{mm}$)	-0.56[mm/V]	0.19[mm/V]
ターゲット上 ($z=25\text{mm}$)	-0.17[mm/V]	0.22[mm/V]

表 4.3: 4分割電極による反陽子の中心位置の変化

図 4.5 のそれぞれのグラフにおける 0V は F1 の左右に電位差を与えていない状態を表しており、切片はこの時の中心位置を示している。ガスターゲット上、MCPpbar 上の反陽子ビームの中心位置は $x=0$ と言うわけではない。なぜなら第3章で説明したとおり衝突領域におかれた検出装置には電子引き込み用の電場がかかっているためである²。これはイオン化や反陽子原子生成によって生じた電子を確実に MCPe^- に引き込むために必要なもので図 4.7 に示した方向に電極 At と Re 間に電位差がかかっている。引き込みの効率を最大化するために反陽子の入射エネルギーによって電位差を変えていて 250eV、30eV に対して電極 At、Re の間には 40V、6V の電位差がかかっている。この影響から反陽子ビームの中心位置は表 4.4 に示したようになる。

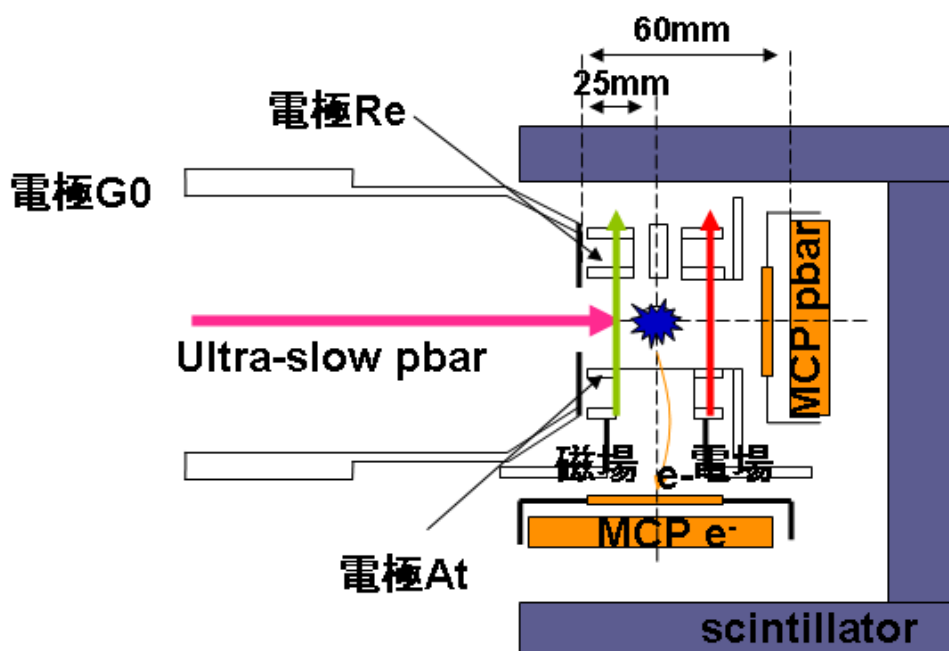


図 4.7: 検出器系

²磁場もかかっているがこれによる影響は主に反陽子ビームの進行方向と磁場の向き (x 軸) に対して垂直に働き、つまり反陽子ビームは磁場からガスジェットと並行逆向き (y 軸) に力を受ける。非一様な磁場のため磁場勾配により x 軸方向の中心位置をに対する影響はあるがこれは電場による影響に比べ非常に小さい

4.4. 反陽子輸送ラインのズレ

特に入射エネルギーが 30eV 時の反陽子ビームは電子引き込み電極に与えられている電位差の影響を大きく受け、およそ 3mm ほど中心軸からビームの中心位置がずれていることがわかる．このためこれを補正するように F1 に電位をかける．すると図 4.8 にあるように電位差を 2V 与えることでターゲット，MCPpbar への入射効率の積 $\epsilon_t \times \epsilon$ を先の 93.1 % から 95.0 % に上げることができる．

	30eV	250eV
ターゲット上 (z=25mm)	-0.47mm	-0.33mm
MCPpbar 上 (z=60mm)	-3.38mm	-2.17mm

表 4.4: 反陽子ビームの中心位置への電子引き込み用電極の影響

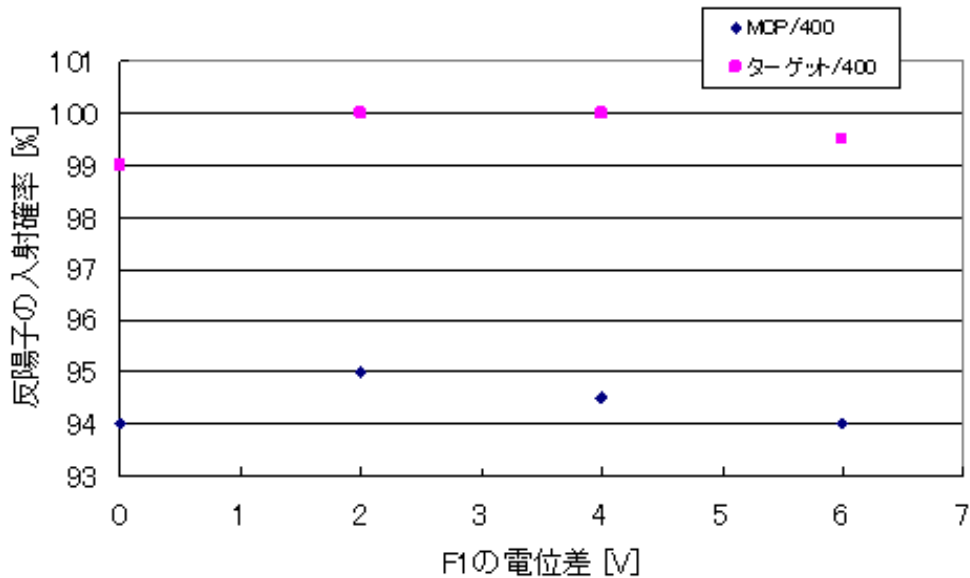


図 4.8: F1 での軌道補正後の入射効率 ϵ_t 及び ϵ

4.4 反陽子輸送ラインのズレ

軸対称の輸送ラインを通る反陽子ビームの 2 次元像も本来ならば軸対称の形をしているはずである．図 4.9 は入射エネルギー 30eV での MCPpbar 上での反陽子ビームの 2 次元像のシミュレーション結果及び 4 分割電極を用いなかった時の実験結果の一例である．

第4章 シミュレーション

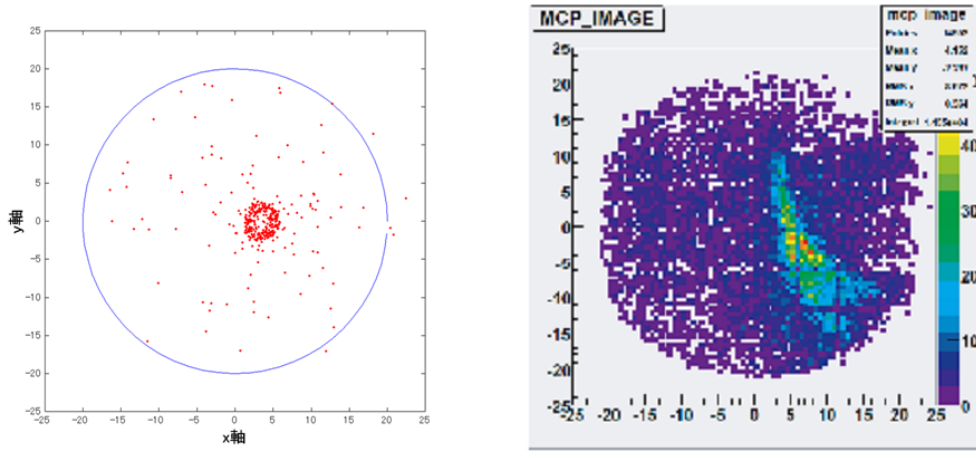


図 4.9: 入射エネルギー 30eV での MCPpbar 上の分布 左) シミュレーション結果 右) MCPpbar で観測した反陽子ビームの B

このように入射エネルギー 30eV 時のビーム像は大きく変形していることがわかる。この原因を探るため、反陽子輸送ラインが MRT の軸からずれている或いは軸に対して傾いていて電場の軸対称性が破れている可能性について考えてみる。

このために L3 で最も粒子が収束する点までは通常通り軸対称電場及び磁場を使って反陽子ビームの軌道をシミュレーションし L3 での反陽子の条件を求める。この結果の情報の一つである反陽子の位置情報を x 軸方向に平行に変えたもの、あるいは反陽子ビームの運動方向を決める角度成分、方位角 φ (x-z 平面) 及び仰角 θ (y-z 平面) に変化を加えたものを反陽子ビームの始条件として L3 より下流の軌道シミュレーションをおこなった。

図 4.10 の (A) (C) は +1mm, (B) (D) はそれぞれ +2mm, 反陽子ビームの L3 での始点の位置を x 軸方向にずらしたものである。2次元分布図における赤丸は MCPpbar 上の分布を、緑丸はターゲット上の分布を示している。(C) (D) は、軌道を補正する方向³に 4 分割電極の左右にそれぞれ -15V, -25V の電位差をつけたものである。この 2次元分布それぞれの中心位置と、入射効率 ϵ_t 及び ϵ の計算結果を表 4.5 と表 4.6 に示す。

表 4.5 からわかるように反陽子ビームの L3 での始点の位置が x 軸方向に平行にずれている場合、そのズレが大きくなるほどターゲット上と MCPpbar 上の反陽子の中心位置が離れていく。ただし反陽子の分布は円形を保っているものが多く、図 4.9 にある実験結果のように大きく変形することはなかった。また 4 分割電極によって偏向することで、反陽子の入射効率 ϵ_t 及び ϵ は表 4.6 にあるようにともに 100 % 近くまで回復することができることがわかる。

³ 今回のシミュレーションではターゲット上及び MCPpbar 上で x 軸正の方向にずれているために負の方向に偏向するよう電位差をかけた

4.4. 反陽子輸送ラインのズレ

同様にして今度は反陽子の運動方向を決める角度成分をずらした場合を考える．図 4.11 は方位角 φ 及び仰角 θ をずらした場合の反陽子のビームの 2 次元分布である．表 4.7 と 4.8 には方位角 φ 及び仰角 θ をずらした場合の反陽子のビームの中心位置と入射効率 ϵ_t 及び ϵ の変化をまとめたものを示す．

図 4.11 の (A) は $\varphi = -2$, $\theta = -5$ 度ずらした場合で，昨年の実験結果の反陽子像に比較的近いことがわかる．そこで入射効率 ϵ_t を上げるため 4 分割電極に (B) では左右に 5V 上下に 10V, (C) では左右に 10V 上下に 20V の電位差を与えた．これによって表 4.8 に示したとおり 4 分割電極によって MCPpbar への入射効率 ϵ は 46 % から 71 % へ 25 % の回復を図ることができたが ϵ_t の変化は 3 % 程度であった．反陽子像が円形から大きく変形してしまうために，x 軸に平行にずらした時のようにともに 100 % にすることはできなかったが， $\epsilon_t \times \epsilon$ は 33 % から 52 % へおよそ 2 割効率をあげることができることがわかった．

第4章 シミュレーション

x 方向への始点のズレ	ターゲット上での中心位置	MCPpbar 上での中心位置
$\Delta x = 0.3mm$	1.0mm	7.0mm
$\Delta x = 1.0mm$ (A)	2.5mm	11.0mm
$\Delta x = 2.0mm$ (B)	11.0mm	17.3mm
$\Delta x = 1.0mm$ (C)	-0.0mm	4.3mm
$\Delta x = 2.0mm$ (D)	-0.2mm	4.6mm

表 4.5: 反陽子ビームが x 軸に平行にズレていた場合の中心位置の変化

x 方向への始点のズレ	ターゲットへの入射効率 ϵ_t	MCPpbar への入射効率 ϵ
$\Delta x = 0.3mm$	94 %	93 %
$\Delta x = 1.0mm$ (A)	81 %	88 %
$\Delta x = 2.0mm$ (B)	56 %	88 %
$\Delta x = 1.0mm$ (C)	98 %	99 %
$\Delta x = 2.0mm$ (D)	98 %	97 %

表 4.6: 反陽子ビームが x 軸に平行にズレていた場合の入射効率の変化

角度のズレ $\Delta\varphi$ と $\Delta\theta$ [度]	ターゲット上での中心位置	MCPpbar 上での中心位置
$\Delta\varphi = -2, \Delta\theta = -2$ (イ)	0.4mm	8.5mm
$\Delta\varphi = -3, \Delta\theta = -3$ (ロ)	0.5mm	10.4mm
$\Delta\varphi = -2, \Delta\theta = -5$ (A)	0.5mm	12.2mm

表 4.7: 反陽子ビームが傾いていた場合の中心位置の変化

x 方向への始点のズレ	ターゲットへの入射効率 ϵ_t	MCPpbar への入射効率 ϵ
$\Delta\varphi = -2, \Delta\theta = -2$ (イ)	89 %	76 %
$\Delta\varphi = -3, \Delta\theta = -3$ (ロ)	77 %	62 %
$\Delta\varphi = -2, \Delta\theta = -5$ (A)	69 %	46 %
$\Delta\varphi = -2, \Delta\theta = -5$ (B)	72 %	69 %
$\Delta\varphi = -2, \Delta\theta = -5$ (C)	72 %	71 %

表 4.8: 反陽子ビームが傾いていた場合の入射効率の変化

4.4. 反陽子輸送ラインのズレ

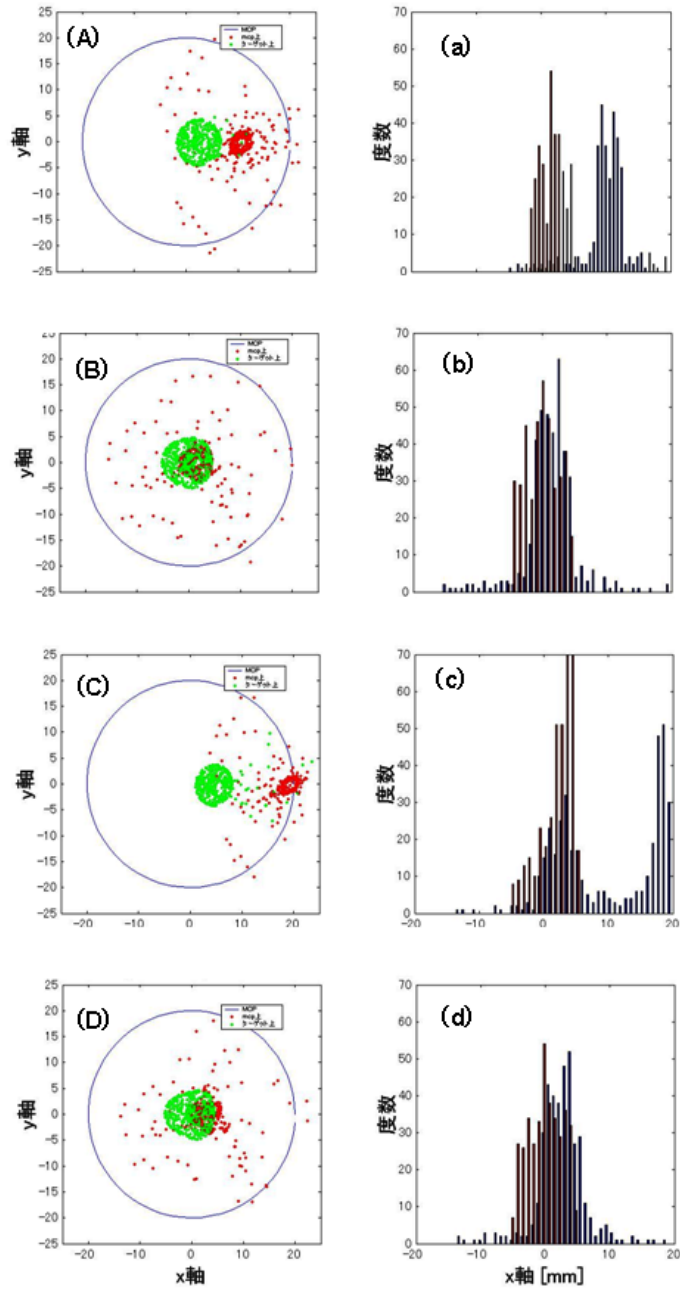


図 4.10: L2 で x 軸方向の位置情報を変えたときのガスターゲット, MCPpbar 上での反陽子ビームの分布の違い アルファベットは表 4.5, 表 4.6 に対応 左緑丸) ターゲット上 ($z=25\text{mm}$) での反陽子の分布 左赤丸) MCP 上 ($z=60\text{mm}$) での反陽子の分布 右赤) ターゲット上 ($z=25\text{mm}$) での反陽子の x 軸方向の分布 右青) MCP 上 ($z=60\text{mm}$) での反陽子の x 軸方向の分布

第4章 シミュレーション

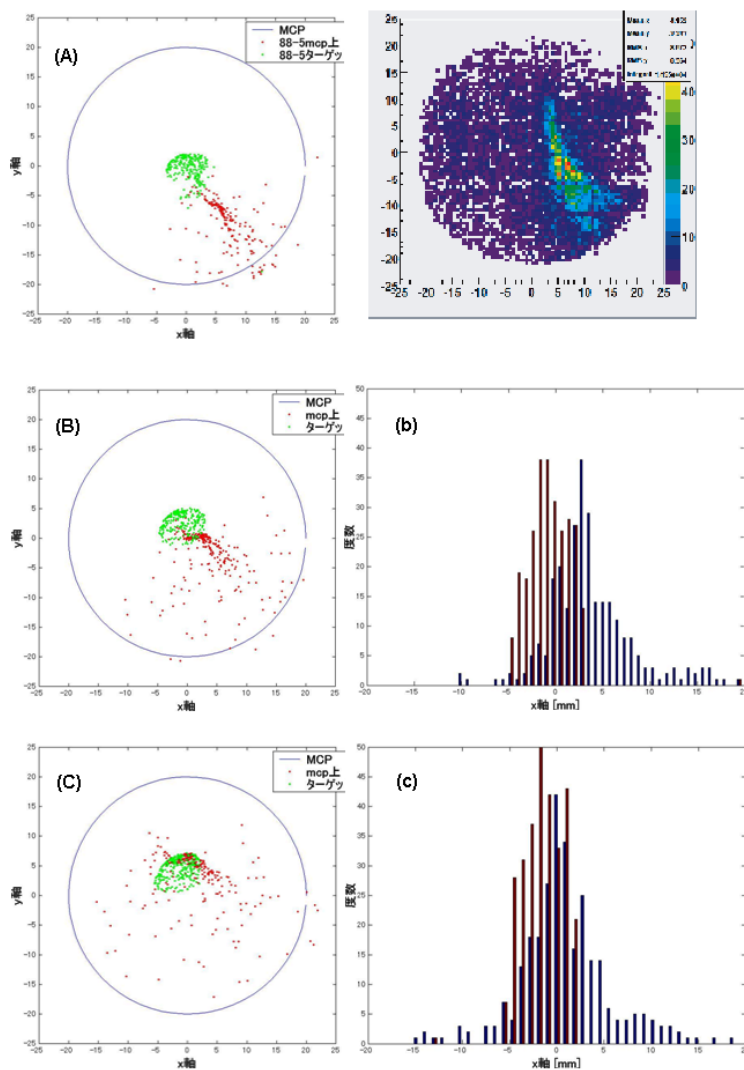


図 4.11: L2 で反陽子の角度成分を変えたときのターゲット, MCPpbar 上での反陽子ビームの分布の違い アルファベットの表 4.7, 表 4.8 に対応 左緑丸) ターゲット上 ($z=25\text{mm}$) での反陽子の分布 左赤丸) MCP 上 ($z=60\text{mm}$) での反陽子の分布 右赤) ターゲット上 ($z=25\text{mm}$) での反陽子の x 軸方向の分布 右青) MCP 上 ($z=60\text{mm}$) での反陽子の x 軸方向の分布

第5章 実験結果

実験では最初に、モニターチェンバーを反陽子輸送ラインに接続し、反陽子輸送ラインを出た反陽子ビームの形状と位置がどう変化していくかについて測定を行った。一つは反陽子の収束位置の確認のため、もう一つはガスジェットチェンバーに切り替え衝突実験を行った際に、MCPpbarの反陽子ビームの像から、ガスターゲットでの分布を予測し、ガスターゲットとの重なりを見積もるためである。

次に新しく設置した4分割電極について、これまで行ってきたシミュレーションの結果と実際の実験の比較を行い、最後にガスジェットチェンバーに切り替えヘリウムとの衝突実験を行った。

本章では第一にこれらの実験結果を述べる。第二に反陽子ビームのガスターゲット上の分布がどうなっていると考えられるのか、またガスターゲットとの重なりをどう見積もれるかについての考察を述べる。

5.1 衝突領域での反陽子の広がり

シミュレーションと同様に反陽子ビームがガスターゲット上で収束しているかの確認のためモニターチェンバーを使い、ターゲット上 ($z=25\text{mm}$) と MCPpbar ($z=60\text{mm}$) に相当する位置を含む G0 から 20~60mm の間の反陽子ビームの2次元像の変化をイオン化実験と反陽子原子生成実験各々に対応するエネルギーで測定した [図 5.1, 図 5.2]。また衝突実験のデータ解析時は MCPpbar の分布から反陽子ビームのガスターゲット上での分布を見積もる必要がある。そのため、得られた2次元分布を x 軸に射影しその分布を正規分布でフィッティングを行い、この時の正規分布の分散 σ を反陽子ビームの x 軸方向の広がりとして、 $z=60\text{mm}$ での反陽子ビームの広がり $\sigma = \sigma_t$ の値と $z=25\text{mm}$ での反陽子ビームの広がり $\sigma = \sigma_{mcp}$ の値の比からガスターゲット上での分布を見積もる。各位置での σ を図 5.3 に示す。

250eV の時はガスターゲット上 ($z=25\text{mm}$) で収束させるとガスジェットとの衝突地点で反陽子ビームがビーム軸に対して持つ角度が大きくなり、衝突し散乱した後の反陽子が MCPpbar に入射しない可能性がある [20]。そこで $z=25\text{mm}$ で収束させず、ガスターゲット上の $z=25\text{mm}$ 付近で反陽子ビームがビーム軸に平行になることを考え $z=40\text{mm}$ 付近で収束するようにビームラインの電圧を設定した。図 5.3 ではこの予想通り $z=40\text{mm}$ で $\sigma = 4.5$ と一番収束していることがわかる。 $z=25\text{mm}$ では $\sigma = 4.8$ である。一方で 27.5eV においては $z=25\text{mm}$ で最も収束するように電圧を設定してい

第5章 実験結果

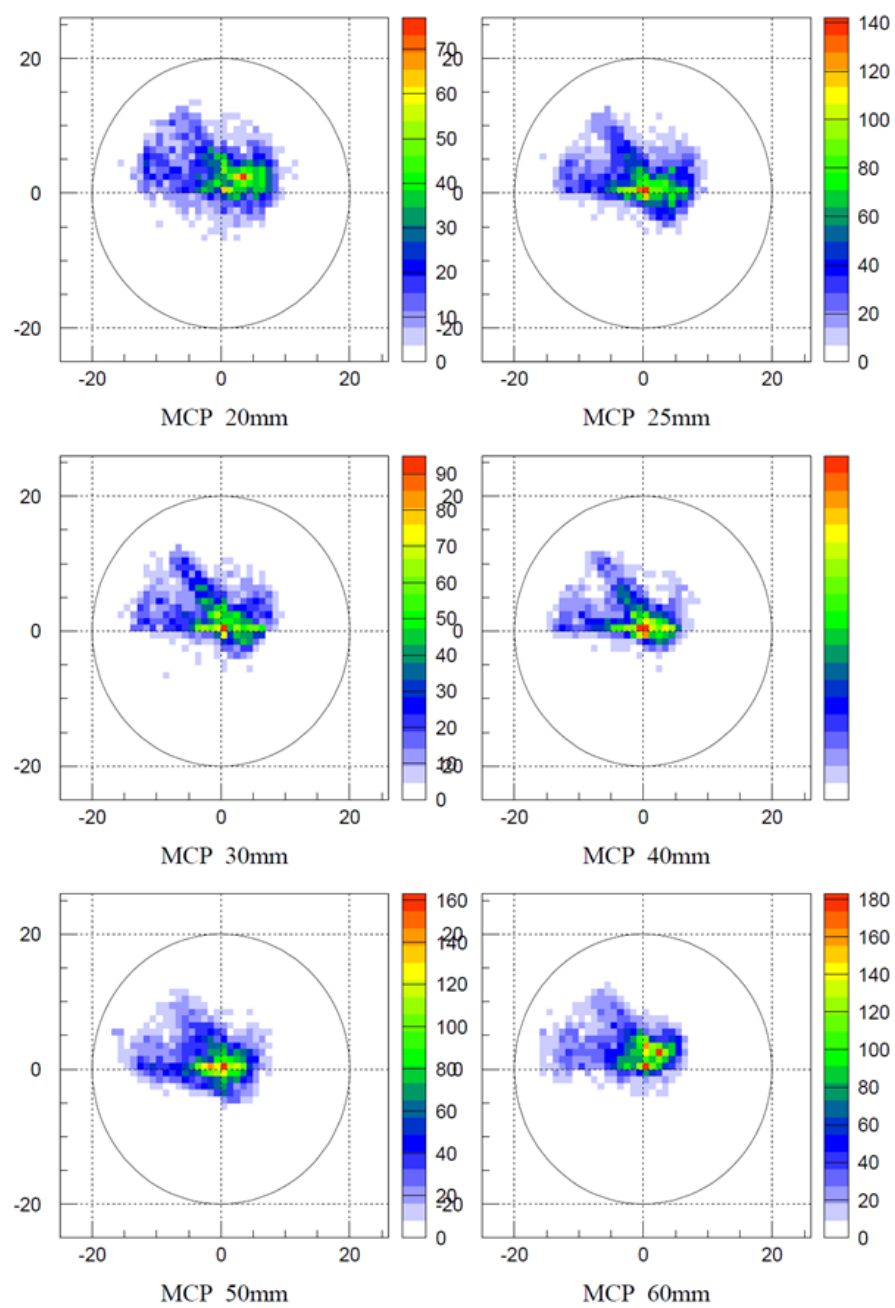


図 5.1: 入射エネルギー 250eV 時にモニターチェンバーで観測した反陽子の 2 次元像

5.1. 衝突領域での反陽子の拡がり

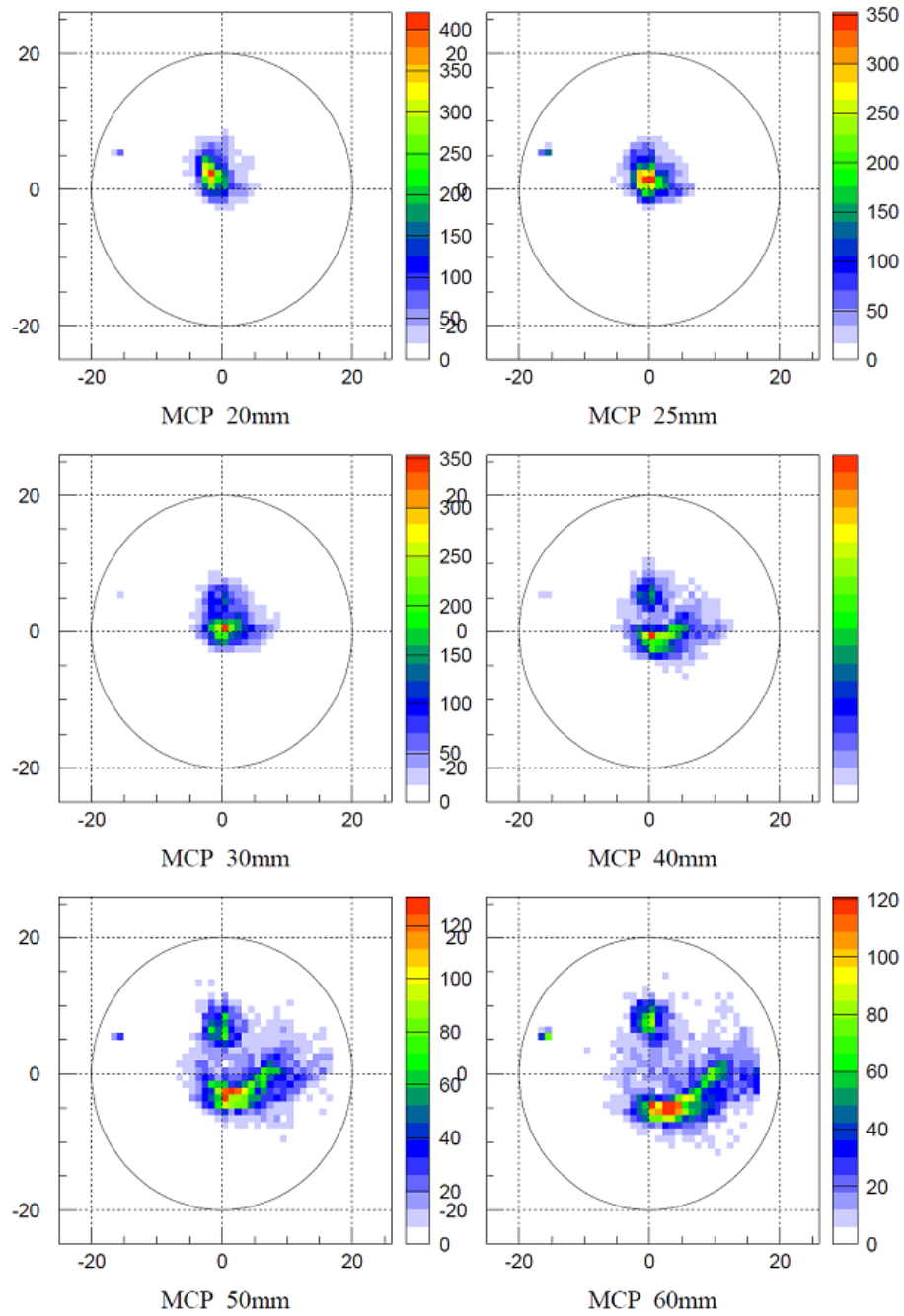


図 5.2: 入射エネルギー 27.5eV 時にモニターチェンバーで観測した反陽子の 2 次元像

第5章 実験結果

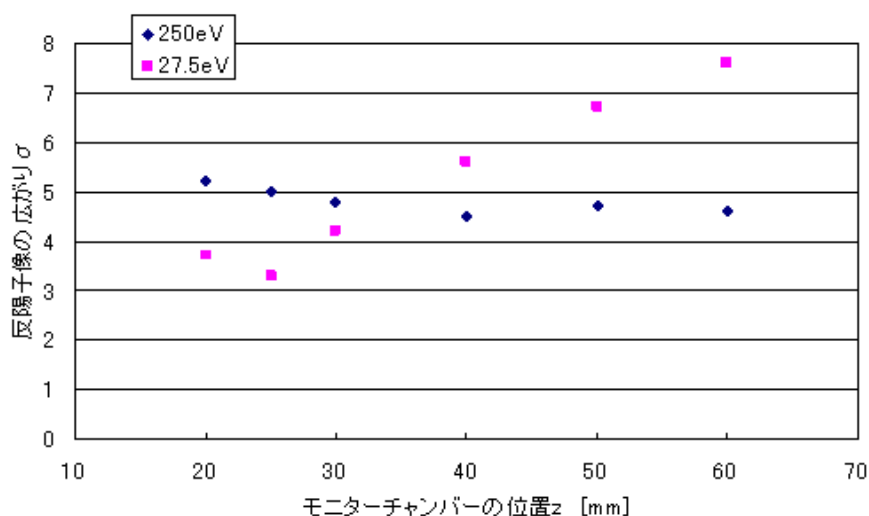


図 5.3: x 軸方向の反陽子ビームの広がり σ の変化

る．得られた結果も図 5.3 に示したように $z=25\text{mm}$ で $\sigma = 3.3$ と最も小さくなっている¹．

また図 5.3 に示したように反陽子の入射エネルギーが 250eV の時は $\sigma_{mcp}/\sigma_t \simeq 1.0$ ，反陽子の入射エネルギーが 30eV の時は $\sigma_{mcp}/\sigma_t \simeq 2.3$ となる．これは入射エネルギーが 250eV の反陽子ビームはほぼ平行であり，入射エネルギーが 30eV の反陽子ビームはこの 35mm 進む間におよそ 2 倍に拡がることを示している．

5.2 4 分割電極による反陽子軌道の変化

4 分割電極に電圧をかけて反陽子ビームの中心位置の変化を測定した．ここでの中心位置も 4 章同様 x 軸に射影した分布を正規分布でフィッティングしたときの平均で表した．この実験では反陽子ビームの入射エネルギーを 250eV と 30eV それぞれで行った．結果を図 5.4 にまとめる．また電位差 1V あたりの中心位置の変化について表 5.1 にまとめる．

シミュレーション結果と同様に 4 分割電極による効果は，この電極にかける電位差に比例し反陽子ビームの 2 次元像の中心位置がずれていることがわかる．また表 4.3 に示した電位差あたりの反陽子ビームの中心位置の変化のシミュレーション結果と比較するとターゲット上，MCP 上共に入射エネルギー 30eV では相対誤差 10 %程度，入射エネルギー 250eV では相対誤差 40 %であった．

¹ 反陽子ヘリウム生成実験のための反陽子の入射エネルギーを 27.5eV としたのは実験室系における第一イオン化エネルギー 30.8eV を確実に下回るようにするためである

5.3. 反陽子ビームとガスターゲットとの重なりとイオン化断面積

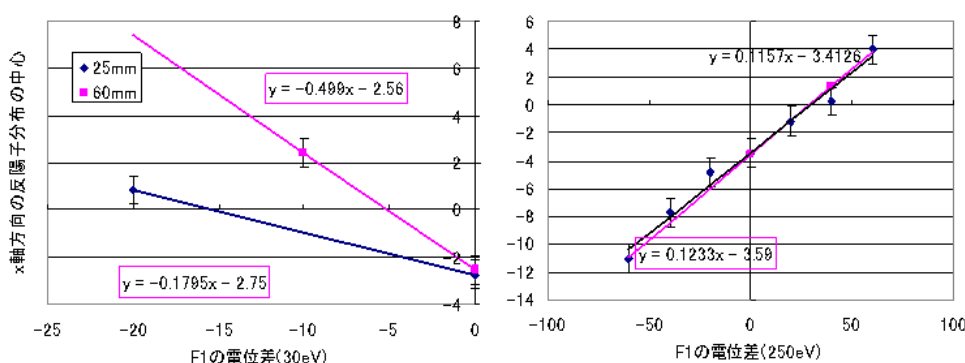


図 5.4: 4 分割電極 F1 による反陽子像の中心位置の変化

	30eV	250eV
MCPpbar 上 (60mm)	-0.50[mm/V]	0.12[mm/V]
ターゲット上 (25mm)	-0.18[mm/V]	0.12[mm/V]

表 5.1: 4 分割電極による反陽子分布の変化

5.3 反陽子ビームとガスターゲットとの重なりとイオン化断面積

ガスジェットチャンバーをつなぎ、反陽子ビームの入射エネルギー 250eV でヘリウム原子のイオン化断面積の測定を行った。

4 分割電極による偏向を行ったものを行わなかったもの 2 つの条件で実験データの取得を行った。この時の反陽子ビームの 2 次元像と x 軸方向の分布を図 5.5, 5.6 に示す。

また反陽子一個あたりの MCPe⁻ で観測されたシグナルについてガスジェットが ON の時と OFF の時との差をとったものを図 5.7 に示す。この図の横軸は 3.3.1 節に示した TOF の差を表している。偏向前はピーク見られないが、偏向後のグラフからはイオン化によるシグナルと考えられる TOF の差約 150ns 付近にピークが見られる。このグラフから 2 つの結果についてそれぞれイオン化レートを算出する。

また図 5.5 及び 5.6 の反陽子の 2 次元像から MCPpbar 上での反陽子の密度を決定した。モニターチャンバーによるビームの広がり測定によると入射エネルギー 250eV の時、MCPpbar 上とターゲット上でのビーム広がり比は $\sigma_t/\sigma_{mcp} \simeq 1.0$ であり x 方向の反陽子の拡がりほとんどないことを示している (図 5.3 参照)。このことからターゲット上での反陽子ビームの密度 $\rho_{\bar{p}}(x, y)$ が MCPpbar 上でのビームの分布図 5.5 及び 5.6 から得られる密度分布と同等であることがわかる。

一方ガスジェットの密度関数 $\rho_g(x, y, z)$ は図 3.3 により与えられる。よって反陽子

第5章 実験結果

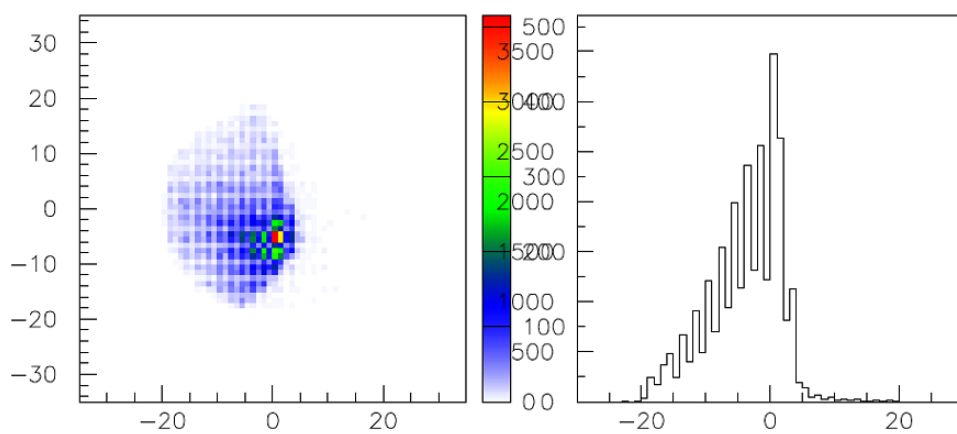


図 5.5: MCPpbar 上の反陽子ビームの 2 次元分布と x 軸方向の分布（4 分割電極による補正前）

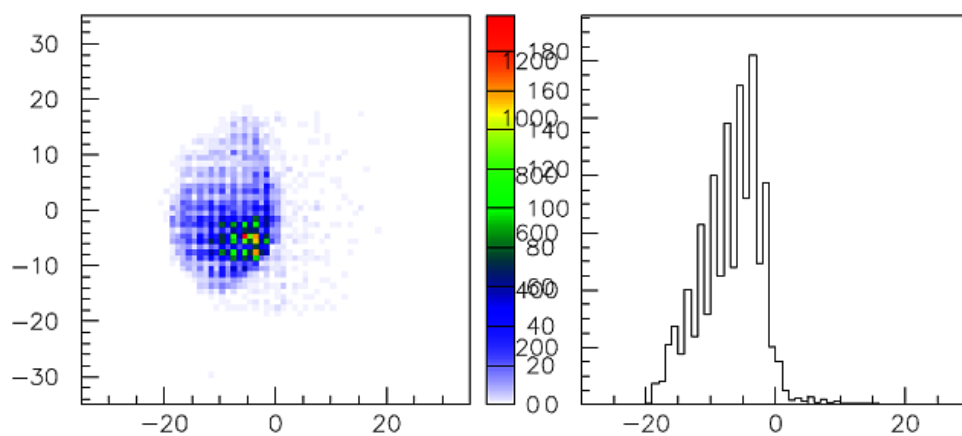


図 5.6: MCPpbar 上の反陽子ビームの 2 次元分布と x 軸方向の分布（4 分割電極による補正後）

5.3. 反陽子ビームとガスターゲットとの重なりとイオン化断面積

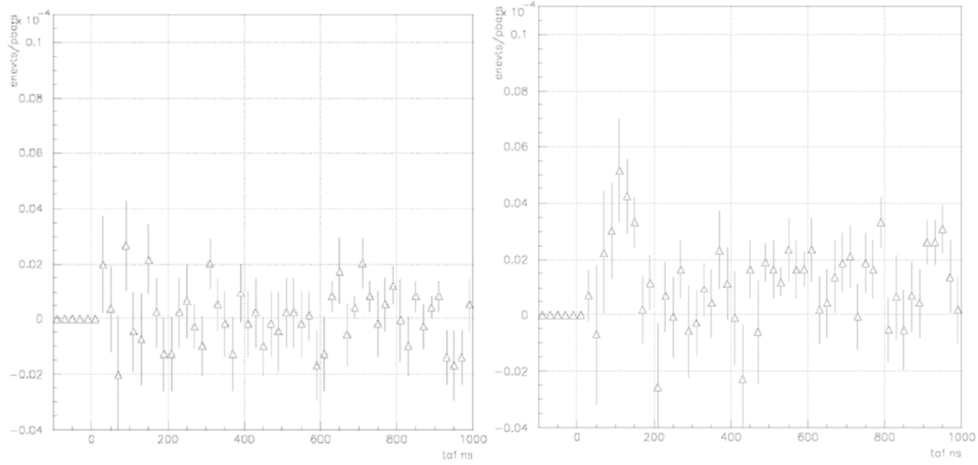


図 5.7: 反陽子一個あたりの MCPe で観測したシグナル数 左) 4 分割電極による偏向前 右) 4 分割電極による偏向後

ビームとガスターゲットとの重なり h は

$$h = \int dx dy dz \rho_{\bar{p}}(x, y) \cdot \rho_g(x, y, z)$$

として求めるがでる.

MCPpbar に入射した全反陽子数 $N_{\bar{p}} = 4.2 \times 10^6$ 個に対してイオン化レート及びガスターゲットと反陽子の重なりは表 5.2 となった.

	イオン化レート	重なり h
偏向前	$(0.1 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	$(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-12}$
偏向後	$(3.3 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-12}$

表 5.2: 偏向の前後での測定値の変化

偏向後の実験データに関して, この時イオン化反応に寄与した反陽子数は $N_s = 140 \pm 29$ であり, シンチレータと MCP $_e$ の検出効率は $\epsilon_{sci} = 0.94$ と $\epsilon_e = 0.68 \pm 0.18$ であることがわかっている [17][21]. 従って, 反陽子ビームの偏向後にシグナルが見えたもののイオン化断面積 σ は

$$\sigma = \frac{N_s}{\epsilon_{sci} \epsilon_e h}$$

として求まり, $(4.2 \pm 1.6) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ となる. 付記した不確かさは合成標準不確かさとして算出した. この値は 4 分割電極挿入前の実験値 $3.4^{+1.7}_{-1.5} \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ と適合している.

第5章 実験結果

ただしこれら結果は、表 5.2 に示されるとおり反陽子とガスジェットとの重なりがほぼ変化していないにもかかわらず、反陽子ビームの偏向後はイオン化反応が観測され偏向前はほとんど観測されておらず、矛盾した結果になっている。このため算出された断面積に関しては信頼度が低く有意な値とはいえない。この理由として図 5.5 に示されるように衝突実験中の反陽子ビームが非対称になっているなどガスジェットと反陽子ビームの重なりの不確かさが大きいこと等が考えられるが、確かなことはわかっておらずこれについてさらに原因究明の必要がある。

第6章 結論

反陽子-ヘリウム原子のイオン化断面積及び反陽子ヘリウム原子生成断面積の測定に向けて、反陽子の軌道をコントロールするための反陽子輸送ラインの一部を改良し、4分割電極を取り付けた。この4分割電極の設計の際、4分割電極を取り付けた場合の反陽子軌道のシミュレーションを行いその結果を元に製作を行った。

またガスターゲットへの反陽子の入射効率 ϵ_t を上げるために、反陽子輸送ライン内の電極 F2 にかかる電圧を最適化した。モニターチェンバーを使い電極 G0 からの距離別に反陽子ビームの2次元像を測定し反陽子ビームの収束位置を測定した。この結果、シミュレーションどおり反陽子ビームはターゲット上で最も収束することを確認できた。

同様の軌道計算により反陽子分布が変形している原因の予測するために、反陽子輸送ラインの角度・位置それぞれのズレによる軌道の変化についてシミュレーションを行った。反陽子輸送ラインがビーム軸から $\Delta\varphi = -2$ 、 $\Delta\theta = -5$ 度傾いていたものと仮定するとこの変形した2次元像が比較的近いことがわかった。この傾きによって生じるターゲットへの入射効率 ϵ_t 及び MCP への入射効率 ϵ の悪化を4分割電極によって補正することができ $\epsilon_t \times \epsilon$ を33%から52%へ約2割改善することができた。

モニターチェンバーを使った測定で4分割電極による反陽子ビームの偏向を確認し、ターゲット上と MCP 上での反陽子分布の中心位置の変化量は4分割電極にかかる電圧と比例関係にあることがわかった。F1に与える電位差ごとの反陽子ビームの中心位置の変化量を表5.1に示す。

反陽子-ヘリウム原子のイオン化断面積測定の実験を行った。この測定の結果として反陽子1個あたりの MCPe⁻ のシグナル及び反陽子ビームとガスジェットとの重なりを測定し表5.2の結果を得た。この結果と反陽子ビームの密度分布から、反陽子ビームがシミュレーションやモニターチェンバーによる実験時とは違う軌道を描いている可能性があり、ガスターゲットとの重なりについて不確かさが大きいことがわかった。このため断面積については有意な値を算出することができずこれについては今後の課題である。

付 録 A ペニングトラップ

MRT に利用されている反陽子をトラップするための原理は静磁場と静電場を用いて荷電粒子を捕捉するものでペニングトラップとして知られている [22]. すなわち荷電粒子が中心力を受ける事を利用して磁力線と垂直方向の運動を制御し, 磁力線と平行な方向は静電場により制御している.

典型的なペニングトラップは図 A.1 のように z 軸に対しての回転双曲線に沿うように上下と横に 3 個の電極を配置しこの中に荷電粒子を捕捉するものである. このトラップ中で単一の荷電粒子は以下のように振舞う.

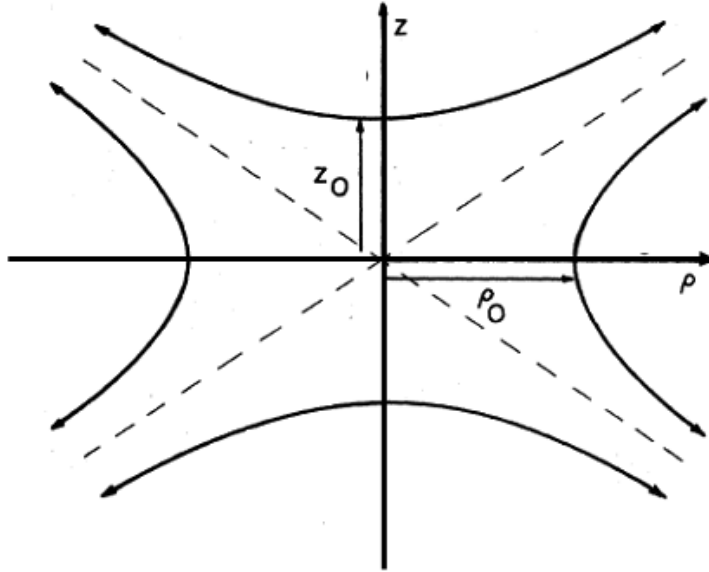


図 A.1: ペニングトラップの電極配置

磁場 $\mathbf{B}$ の方向を z 軸に平行にとる. すると質量 m , 電荷 e の荷電粒子は一様磁場中ではサイクロトロン運動をする. その振動数は,

$$\omega_c = \frac{|e\mathbf{B}|}{mc}. \quad (\text{A.1})$$

また, z 軸方向は静電場により制御するがこの電極配置が

$$z^2 = z_0^2 + \frac{\rho^2}{2}, \quad z^2 = \frac{1}{2}(\rho^2 + \rho_0^2). \quad (\text{A.2a})$$

であれば,

$$d^2 = \frac{1}{2}(z_0^2 + \rho_0^2), \quad (\text{A.2b})$$

のように d をとることで, 荷電粒子のある領域の電位は,

$$V = V_0 \frac{z^2 - \rho^2/2}{2d^2}. \quad (\text{A.3})$$

となる. ここで V_0 は電極間の電位差である.

荷電粒子の z 軸方向の運動は磁場によらない. また式 (A.3) より荷電粒子の運動は ρ 方向と z 方向の運動を分離して考えることができる. 式 (A.3) から z 方向の運動を単純な振動運動でありその振動数は

$$\omega_z^2 = \frac{eV_0}{md^2}. \quad (\text{A.4})$$

また, 荷電粒子の ρ 方向の運動方程式は,

$$m\ddot{\rho} = q(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\dot{\rho} \times \mathbf{B}). \quad (\text{A.5})$$

この電場 $\mathbf{E}$ は式 (A.3) より

$$\mathbf{E} = \frac{V_0}{2d^2}\rho \quad (\text{A.6})$$

となるが, 先に求めた ω_c, ω_z を用いて式 (A.5) 式を表せば

$$\ddot{\rho} - \omega_c \times \dot{\rho} - \frac{1}{2}\omega_z^2 \rho = 0 \quad (\text{A.7})$$

また, 式 (A.5) 及び式 (A.7) より $\dot{\rho}$ は,

$$\dot{\rho} = \mathbf{v}_d = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} = -\frac{\omega_z^2}{\omega_c} \hat{z} \times \rho. \quad (\text{A.8})$$

つまり荷電粒子は磁場によるサイクロトロン運動に加えて ρ 沿って中心に向かう電場 $\mathbf{E}$ によって常に中心方向に力を受けることになる. このためサイクロトロン運動に加えて図 A.2 に示す回転運動をする. この運動はマグネトロン運動と呼ばれる.

付 録 A ペニングトラップ

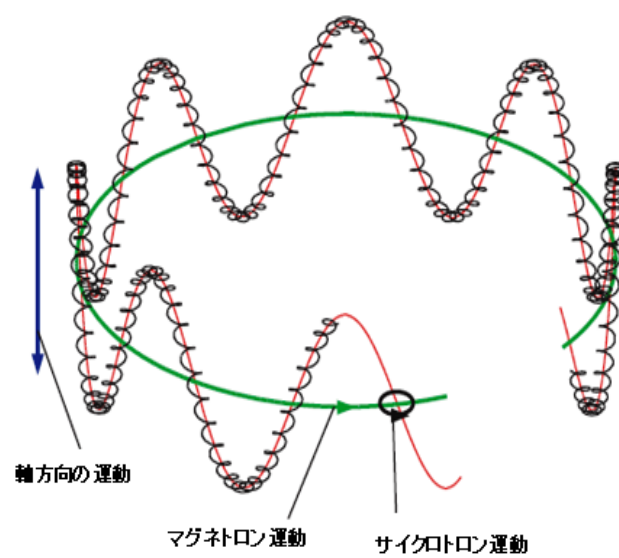


図 A.2: ペニングトラップ中の荷電粒子

付 録 B 回転高周波による非中性プラズマの圧縮

我々のトラップ内大量に捕捉された反陽子群は，その温度が下がると非中性プラズマと似た性質を示すことがこれまでの実験からわかっている [23]．MRT 内にトラップした反陽子雲を反陽子ビームとして引き出す数を増やすためには径圧縮の必要がある．非中性プラズマは理想的な平衡状態においてはプラズマ密度が一定で（剛体回転平衡状態），その密度の関数として方位角方向の回転速度が決定することが知られている．その回転速度とプラズマ密度を制御し，プラズマ径を圧縮するために利用するのが回転高周波である．これは正弦波を方位角方向に分割された電極にかけるものであり，たとえば Mg^+ のイオンプラズマが剛体回転周波数 f_r よりわずかに高い周波数をかけながら徐々にその周波数を上げていくことによりプラズマの径が圧縮されたことが確認されている．

この剛体回転平衡状態の回転周波数は以下のようにして考えることができる．非中性プラズマの密度を

$$n_e = \begin{cases} n_0 & (0 \leq r \leq r_b) \\ 0 & (r_b \leq r), \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

と定義する．ここで r_b はプラズマ半径である．

また，粒子自身が作り出す空間電荷ポテンシャルが電場を生成しこれはポアソン方程式から

$$E_r = -\frac{m}{2e}\omega_p^2 r \quad (0 \leq r \leq r_b), \quad (\text{B.2})$$

となる． ω_p はプラズマ振動数で式 (B.1) で表されるように密度が一定なら $\omega_p = (n_0 q^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$ である．

プラズマの方位角方向の運動はこの空間電荷による電場から受ける力と遠心力及び磁力線周りのローレンツ力の合力で表すことができ，方位角方向の力のつりあいは

$$mr\omega_r^2 = qE_r + qr\omega_r B. \quad (\text{B.3})$$

ここで，電場 E_r を式 (B.2) から ω_p で，磁束密度を式 (A.1) からサイクロトロン振動数 ω_c で表せばプラズマの回転振動数 ω_r は

$$\omega_r^2 + \frac{\omega_p^2}{2} - \omega_r \omega_c = 0 \quad (\text{B.4})$$

付 録 B 回転高周波による非中性プラズマの圧縮

という関係を満たすことがわかる．この式の解として ω_r を与えれば

$$\omega_r \equiv \omega_r^{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{2\omega_p^2}{\omega_c^2}} \right). \quad (\text{B.5})$$

これはプラズマの方位角方向の振動数でありプラズマ剛体回転を表している．

参考文献

- [1] A. Igarashi, A. Ohsaki, and S. Nakazaki. Single ionization of helium by antiproton impact. *Physical Review A*, Vol. 62, No. 5, p. 52722, 2000.
- [2] S. Sahoo, SC Mukherjee, and HRJ Walters. Single ionization of helium by antiproton impact. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*, Vol. 233, No. 1-4, pp. 318–323, 2005.
- [3] TG Lee, HC Tseng, and CD Lin. Evaluation of antiproton-impact ionization of He atoms below 40 keV. *Physical Review A*, Vol. 61, No. 6, p. 62713, 2000.
- [4] DR Schultz, JC Wells, PS Krstić, and CO Reinhold. Lattice Schrödinger-equation approach for excitation and ionization of He^+ by antiproton impact. *Physical Review A*, Vol. 56, No. 5, pp. 3710–3713, 1997.
- [5] KL Bell and AE Kingston. The ionization of helium by high-energy protons. *Journal of Physics B Atomic and Molecular Physics*, Vol. 2, No. 6, pp. 653–660, 1969.
- [6] P.D. Fainstein, V.H. Ponce, and R.D. Rivarola. Z_p^3 effects in the ionization of helium by ion impact. *Physical Review A*, Vol. 36, No. 8, pp. 3639–3641, 1987.
- [7] X.M. Tong, T. Watanabe, D. Kato, and S. Ohtani. Single ionization of helium by antiprotons: A case study by self-interaction-free time-dependent density-functional theory. *Physical Review A*, Vol. 66, No. 3, p. 32709, 2002.
- [8] T. Kirchner, M. Horbatsch, E. Wagner, and HJ Ludde. Modelling of polarization and correlation effects in the ionization of helium by antiprotons. *JOURNAL OF PHYSICS-LONDON-B ATOMIC MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS*, Vol. 35, No. 4, pp. 925–934, 2002.
- [9] DR Schultz and PS Krstić. Ionization of helium by antiprotons: Fully correlated, four-dimensional lattice approach. *Physical Review A*, Vol. 67, No. 2, p. 22712, 2003.

参考文献

- [10] M. Keim, A. Achenbach, HJ Lüdde, and T. Kirchner. Microscopic response effects in collisions of antiprotons with helium atoms and lithium ions. *Physical Review A*, Vol. 67, No. 6, p. 62711, 2003.
- [11] A. Igarashi, S. Nakazaki, and A. Ohsaki. Ionization cross sections of helium and hydrogenic ions by antiproton impact. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*, Vol. 214, pp. 135–138, 2004.
- [12] J.S. Cohen. Multielectron effects in capture of antiprotons and muons by helium and neon. *Physical Review A*, Vol. 62, No. 2, p. 22512, 2000.
- [13] K. Tokesi, B. Juhasz, and J. Burgdoerfer. Exotic Rydberg atom formation in low-energy antiproton–helium collisions. *Journal of physics. B. Atomic, molecular and optical physics(Print)*, Vol. 38, No. 2, pp. 401–407, 2005.
- [14] publisher=unpublished X.M.Tong.
- [15] LH Andersen, P. Hvelplund, H. Knudsen, SP Mo/lle, JOP Pedersen, S. Tang-Petersen, E. Uggerho/j, K. Elsener, and E. Morenzoni. Further studies of double ionization of He, Ne, and Ar by fast and slow antiprotons. *Physical Review A*, Vol. 40, No. 12, pp. 7366–7368, 1989.
- [16] M. Iwasaki, SN Nakamura, K. Shigaki, Y. Shimizu, H. Tamura, T. Ishikawa, RS Hayano, E. Takada, E. Widmann, H. Outa, et al. Discovery of antiproton trapping by long-lived metastable states in liquid helium. *Physical Review Letters*, Vol. 67, No. 10, pp. 1246–1249, 1991.
- [17] 永田祐吾. Manipulation of ultraslow antiprotons and first application to atomic collisions. 2008. 博士論文.
- [18] N. Kuroda, HA Torii, M. Shibata, Y. Nagata, D. Barna, M. Hori, D. Horváth, A. Mohri, J. Eades, K. Komaki, et al. Radial Compression of an Antiproton Cloud for Production of Intense Antiproton Beams. *Physical Review Letters*, Vol. 100, No. 20, p. 203402, 2008.
- [19] K.Y. Franzen, N. Kuroda, HA Torii, M. Hori, Z. Wang, H. Higaki, S. Yoneda, B. Juhász, D. Horváth, A. Mohri, et al. Transport beam line for ultraslow monoenergetic antiprotons. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 74, p. 3305, 2003.
- [20] J.S. Cohen. Energy and Angular Distributions of Electrons Emitted in Capture of Antiprotons by Helium and Neon. In *AIP Conference Proceedings*, Vol. 793, p. 98. AIP, 2005.

- [21] J.L. Wiza. Microchannel plate detectors. *Nucl. Instrum. Methods*, Vol. 162, pp. 587–601, 1979.
- [22] L.S. Brown and G. Gabrielse. Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 58, No. 1, pp. 233–311, 1986.
- [23] 黒田直史. Accumulation of a large number of antiprotons and production of an ultra-slow antiproton beam. 2003. 博士論文.

謝辞

本研究は共同研究であり、多くの方々のご協力によって進めることができました。ここにこのような形で本論文をまとめることができたのは、指導教員である山崎泰規教授のご指導と、ご鞭撻があつてのことです。様々な機会にご助言を下された先生に深く感謝いたします。鳥居寛之助教は衝突実験について私の非常に初歩的な質問にも丁寧に答えていただき、研究の進捗状況にも気をかけていただくなど学生生活を通してとても親身にご指導くださいました。黒田直史助教は CERN での実験装置全般について教えていただきました。また指導教官ではないにもかかわらず本論文の執筆中に何度も読み返していただき、その都度時間を割いてご指導くださいました。松田恭幸准教授の豊富な知識に裏打ちされたお話からは物理にとどまらず多くのことを学ばせていただきました。

理化学研究所の永田祐吾博士には装置開発からデータ解析、論文の執筆に至るまで本研究の全面において一貫して直接ご指導いただき、研究が行き詰った際にも相談にのっていただきました。同研究所の今尾浩士博士、本研究室の榎本嘉範氏、下山拓也氏は研究生生活の始め特に予備知識の少なかった私に実験装置や研究の背景について説明を頂き、また慣れない CERN での生活についてご助言いただきました。

その他本研究室の皆様、理化学研究所原子物理研究室の皆様には研究を含めた学生生活上多くのことについて大変お世話になりました。

ここに深く感謝申し上げます。