

# 修士学位論文

高効率反水素生成にむけた反陽子輸送法の開発

平成 25 年度

広域科学専攻・相関基礎科学系

31-126926

田島美典

# 目次

1	序論	1
1.1	CPT 不変性	1
1.2	水素と反水素	1
1.3	Standard Model Extension	1
1.4	ASACUSA MUSASHI グループによる反水素分光実験	2
1.5	実験の概要	3
1.6	これまでの成果	6
2	本研究の動機	7
2.1	高精度分光にむけて	7
2.2	2012 年ビームタイム中に測定した反陽子のエネルギー分布	8
3	輸送法の改善	10
3.1	断熱的な輸送	10
3.1.1	軌道計算	13
3.2	新たなパルスコイルの導入	15
3.2.1	軌道計算	15
3.2.2	パルスコイルの製作	24
4	H <sup>+</sup> を用いた断熱的な輸送の実践	28
4.1	MUSASHI トラップにおける H <sup>+</sup> 生成、制御	29
4.2	MUSASHI トラップ直下における H <sup>+</sup> のエネルギー分布測定	33
4.2.1	引き出し方によるエネルギー分布の変化	35
4.3	MUSASHI トラップからカスプトラップへの輸送	37
4.3.1	パルスコイル 1 による影響	39
4.3.2	パルスコイル 2 による影響	40
4.3.3	斜めに傾いたコイルを追加して補正を試みた場合	45
4.3.4	ディフレクタによる補正を試みた場合	49
4.3.5	輸送コイルによる影響	51
4.3.6	旧パルスコイルによる影響	52
4.3.7	MUSASHI トラップの超伝導コイル軸で補正を試みた場合	53
4.4	カスプトラップにおけるエネルギー分布測定	56
4.4.1	MCP の応答について	57
4.4.2	測定結果	57
4.4.3	軌道計算との比較	60
5	結論	66

# 1 序論

最初に、本研究の背景について述べる。

## 1.1 CPT 不変性

標準模型を含む、点粒子の局所ローレンツ変換不変な場の量子論では、荷電変換 (C)、パリティ変換 (P)、時間変換 (T) を同時に行っても物理法則は変わらないこと、つまり CPT 不変性が証明され、このことから、物質と反物質では質量、寿命、電荷の絶対値、磁気モーメントといった物理量は完全に一致することが示される。したがって、物質と反物質でこれらの物理量に違いがあれば、CPT 不変性は破れており、このときローレンツ不変性も破れることが示されている (反 CPT 定理)[2]。CPT 不変性の破れは標準模型を超えた物理につながると言える。

また、宇宙の始まりでは物質と反物質は等量生成されたと考えられているが、現在の宇宙では物質が支配的であることが知られている。CPT 不変性の破れは、この理由を説明できる可能性がある。CPT 不変性を保ちつつ、宇宙で物質が支配的になる必要条件としては、少なくとも一つバリオン数を破る過程が存在すること、かつ、その過程で C と CP 不変性が破れていること、かつ、宇宙が熱平衡でないこと、が挙げられている (Sakharov's condition[3]) が、現在までに見つかっている CP 不変性の破れでは説明しきれないことも知られている。

## 1.2 水素と反水素

水素原子は最も単純な原子で、高精度で分光が行われてきた。たとえば、1S-2S 間遷移周波数の測定値は

$$\nu_{1S-2S} = 2\,466\,061\,413\,187\,035(10)\text{Hz} \quad (1.1)$$

であり [4]、基底状態の超微細構造遷移周波数の測定値は

$$\nu_{HFS} = 1\,420\,405\,751.766\,7(9)\text{Hz} \quad (1.2)$$

である [5][6]。一方、反水素原子は水素原子の反物質で、反陽子と陽電子の束縛状態である。最も単純な反原子である反水素原子の分光を行い、水素原子の測定値と比べることで物質-反物質間の高精度での比較が可能である。

## 1.3 Standard Model Extension

前述の通り、標準模型では CPT 不変性が定理として証明されるが、重力を含めた統一的な理論を考える際には、CPT 定理の前提条件 (粒子が点状であること等) が満たされない場合がある。このとき CPT 不変とは限らない。Standard Model Extension (SME) は、標準模型に CPT 不変が破れている相互作用を人為的に加えた場合、観測できる物理量にどのような影響があるかについて論じている。SME で自由な水素原子のスペクトルを考える。質量  $m_e$ 、電荷  $q = -|e|$  の電子を 4 成分の  $\psi$  で表し、陽子のクーロンポテンシャル  $A^\mu = (\frac{|q|}{4\pi r}, 0)$  のもとで、 $iD^\mu \equiv i\partial_\mu - qA_\mu$ 、 $\hbar = c = 1$  とした時の Dirac 方程式は以下のように書ける [7]

$$(i\gamma^\mu D_\mu - m_e - a_\mu^e \gamma^\mu - b_\mu^e \gamma_5 \gamma^\mu - \frac{1}{2} H_{\mu\nu}^e \sigma^{\mu\nu} + ic_{\mu\nu}^e \gamma^\mu D^{\nu\mu} + id_{\mu\nu}^e \gamma_5 \gamma^\mu D^\nu) \psi = 0 \quad (1.3)$$

ここで、 $a_{\mu}^e, b_{\mu}^e$  を含む 2 項は CPT 不変性を破っているが、 $H_{\mu}^e, c_{\mu}^e, d_{\mu\nu}^e$  を含む 3 項は CPT 不変である。また、5 つ全てのカップリングがローレンツ不変性を破り、小さいと仮定されている。陽子についても同様に書いて、 $a_{\mu}^p, b_{\mu}^p, H_{\mu}^p, c_{\mu}^p, d_{\mu\nu}^p$  を含む。自由な水素、反水素のスペクトルを知るためには摂動計算を行えばよい。すると、基底状態の超微細遷移では、摂動の最低次のオーダーで CPT 不変性、ローレンツ不変性の破れの効果が表れる。一方、1S-2S 間二光子遷移では、それぞれの準位のエネルギーシフトが等しくなって打ち消しあい、最低次のオーダーで CPT 不変性の破れの効果は表れない。

#### 1.4 ASACUSA MUSASHI グループによる反水素分光実験

そこで、ASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons) Collaboration のサブグループである MUSASHI (Mono-energetic Ultra-Slow Antiproton Source for High-precision Investigations) のメンバーは、スイスのジュネーブ郊外にある、CERN (欧州原子核研究機構) の AD (Antiproton Decelerator, 反陽子減速器) において、基底状態反水素原子の超微細遷移周波数測定によって CPT 不変性をテストする実験を進めている。

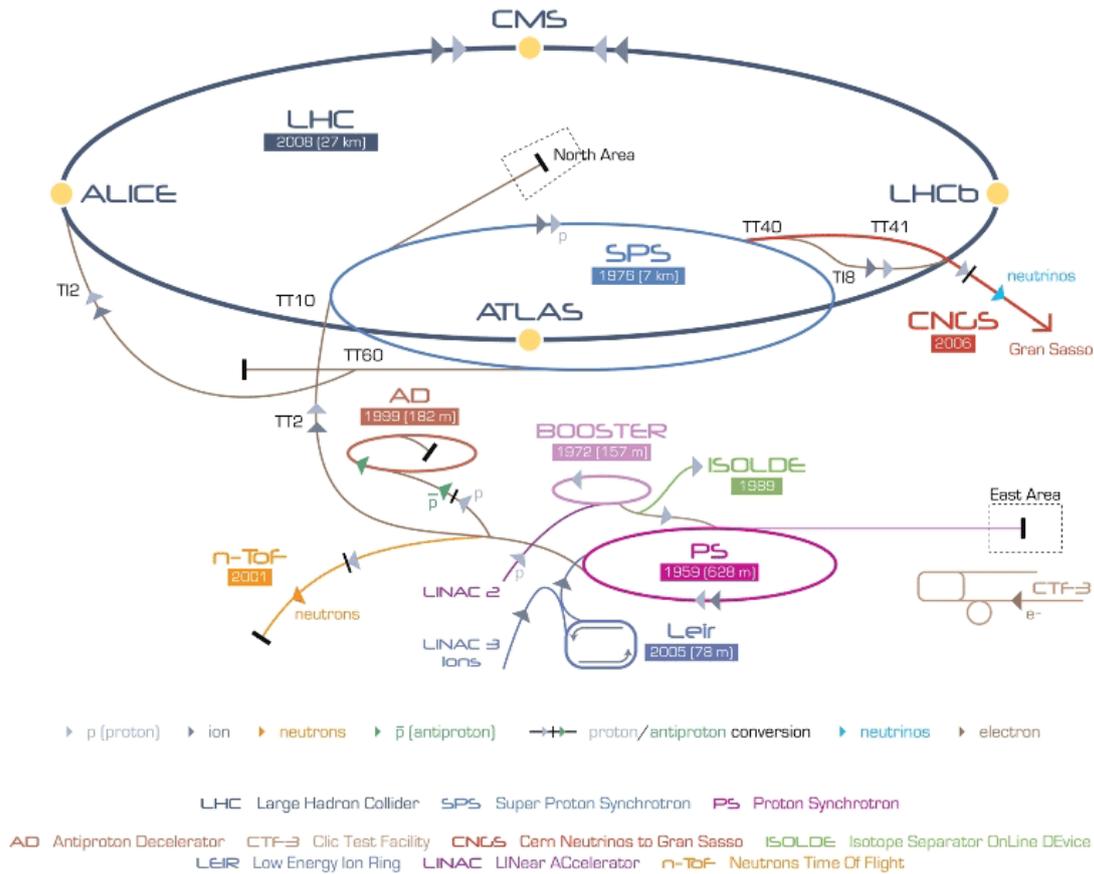


図 1 CERN の加速器群の模式図 ([8] より引用)。

基底状態にある水素原子の超微細遷移周波数は、

$$\nu_{\text{HFS}} = \frac{16}{3} \left( \frac{M_p}{M_p + m_e} \right)^3 \frac{m_e}{M_p} \frac{\mu_p}{\mu_{\text{nucl}}} \alpha^2 c R_\infty (1 + \Delta) \quad (1.4)$$

とかける。ただし、 $\Delta$  は補正項を表す。正確に計算できない補正項のうち、最も大きな  $\sim 30$  ppm のシフトに対応するのが、Zemach correction ( $\Delta_Z$ ) である [9][10]。 $\Delta_Z$  は、陽子の内部構造 (電荷分布、磁化分布) と電子の相互作用を非相対論的に計算した場合、

$$\Delta_Z = \frac{8\alpha}{\pi} \left( \frac{M_p m_e}{M_p + m_e} \right) \int_0^\infty \frac{dQ}{Q^2} \left( G_E(-Q^2) \frac{G_M(-Q^2)}{1 + \kappa_p} - 1 \right) \quad (1.5)$$

とかける。

我々のグループでは、第一段階として  $\nu_{\text{HFS}}$  に対して  $10^{-6}$  の精度を見込んでいる [11]。これは、式 1.2 に示した、レーザーを用いた基底状態にある水素原子の超微細遷移周波数の実験値と直接比較するためには精度が足りないが、反陽子の磁気モーメント  $\mu_p$  は  $10^{-6}$  の精度で測定されており [12]、我々が  $10^{-6}$  の精度を達成すれば、形状因子に関する情報を得ることができるという意味で重要である。

## 1.5 実験の概要

次に実験の概要について述べる。

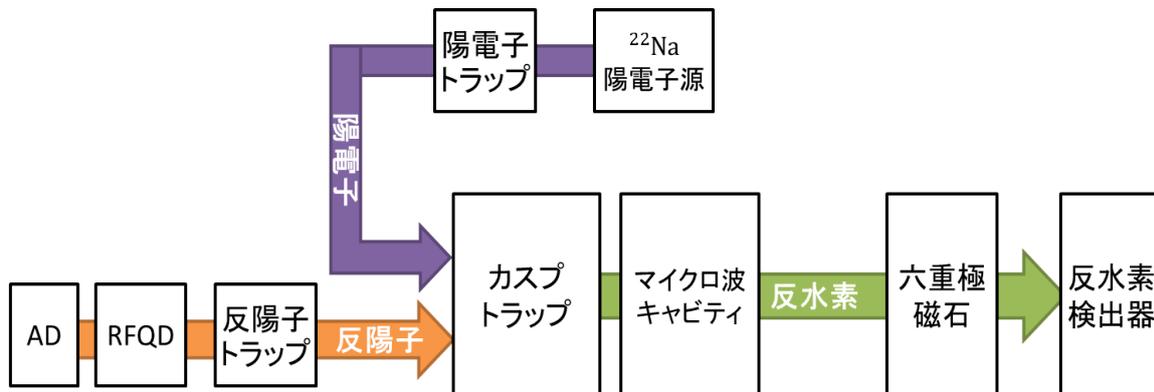


図 2 実験装置の模式図。

まず反水素合成方法を簡単に説明する。図 2 は実験装置の模式図である。陽電子は、 $^{22}\text{Na}$  の  $\beta^+$  崩壊 (半減期は 2.6 年) により生成され、陽電子源の出口に設置された固体 Ne モデレータによってエネルギーが揃えられたのちに陽電子トラップへ入射される。トラップ内では窒素による buffer gas cooling が行われ、陽電子が蓄積される。一方反陽子は、Proton Synchrotron(PS) で 26 GeV/c まで加速された陽子をイリジウム標的に中てることで生成され、AD で 2.7 GeV から 5.3 MeV まで、RFQD (Radio Frequency Quadrupole Decelerator) で  $\sim 115$  keV まで、さらに degrader foils で 10 keV まで減速されたのち反陽子トラップ (MUSASHI トラップ) へ入射される。トラップ内では電子による冷却が行われ、反陽子が蓄積される。

こうして別々のトラップに蓄積された陽電子と反陽子を、カスプトラップへ輸送して混ぜ合わせることで反水素が合成される。

カスプトラップで生成された反水素が基底状態にあるとする。エネルギー準位は超微細構造分裂を起こしているが、磁場によってさらにゼーマン分裂を起こす(図3)。4つのエネルギー準位のうち、磁場が強くなるほどエネルギーが上がり、磁場が弱い方へ力を受けるような状態を Low Field Seeking(LFS) 状態と呼ぶ。逆に磁場が強くなるほどエネルギーが下がり、磁場が強い方へ力を受けるような状態を High Field Seeking(HFS) 状態と呼ぶ。

図4はカスプトラップ付近の磁場強度を示している。カスプトラップ中心では軸上で磁場がゼロであり、径方向の距離が大きいほど磁場が強くなっていることが分かる。上流側の磁場が極大となる付近で反水素を合成する。反水素は等方的に放出されると考えられるが、そのうち下流方向へ運動していて、HFS 状態にあるものは発散される一方で、LFS 状態にあるものは収束される。発散された反水素は、ダクト壁等に当たって対消滅を起こす。したがって、十分低速の反水素を生成すれば、カスプトラップの磁場により LFS 状態に偏極した反水素ビームを得ることが出来る。

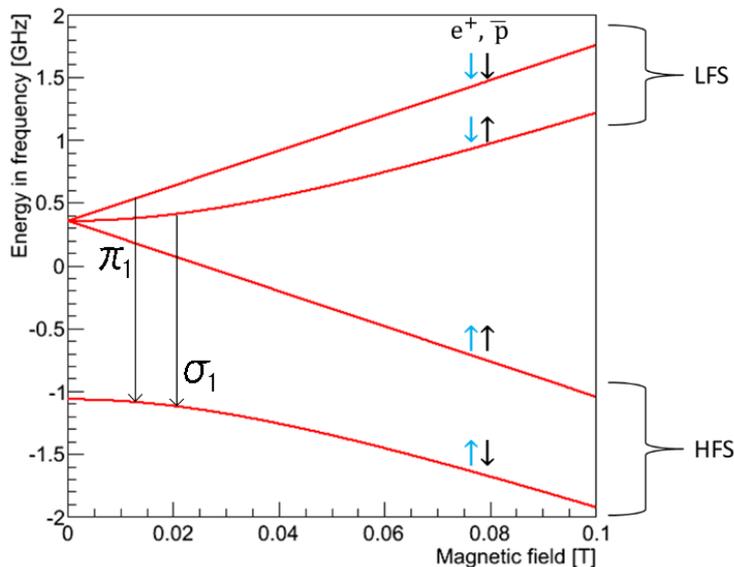


図3 Breit-Rabi diagram (基底状態反水素原子のエネルギー準位)。

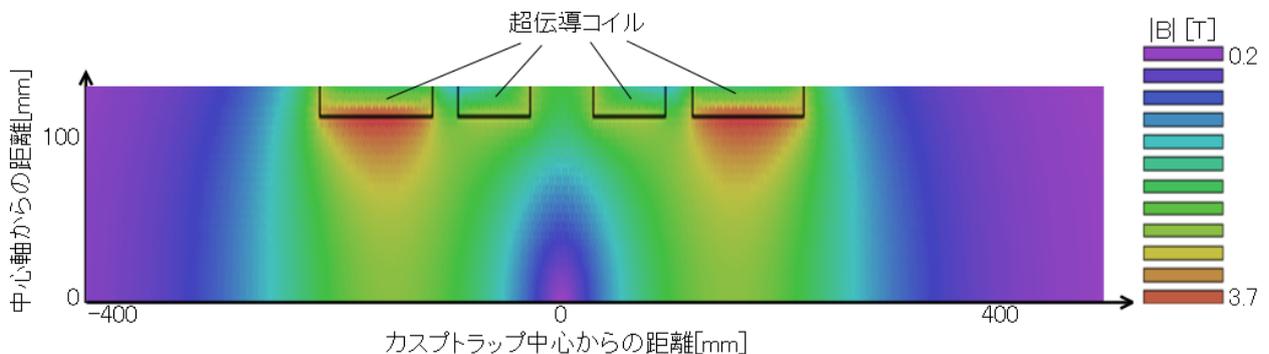


図4 カスプトラップ付近の磁場強度分布。

カスプトラップの下流にはマイクロ波キャビティと六重極磁石を設置する。超微細遷移周波数に相当するマイクロ波をあて、反水素原子が LFS 状態から HFS 状態へと遷移すれば、六重極磁石によって発散される。一方、周波数がずれていて反水素原子が遷移を起こさず LFS 状態のままであれば、六重極磁石によって収束される (図 5)。さらに下流に反水素検出器を置けば、検出数の変化から遷移周波数を知ることが出来る。磁場が弱い領域までビームとして引き出し、図 3 における等しい磁場強度での  $\pi_1, \sigma_1$  に相当する周波数を測定し、

$$\sigma_1 - \frac{2(\pi_1 - \sigma_1)^2}{\sigma_1} \quad (1.6)$$

から近似的に無磁場での値を出すことが出来る [13]。

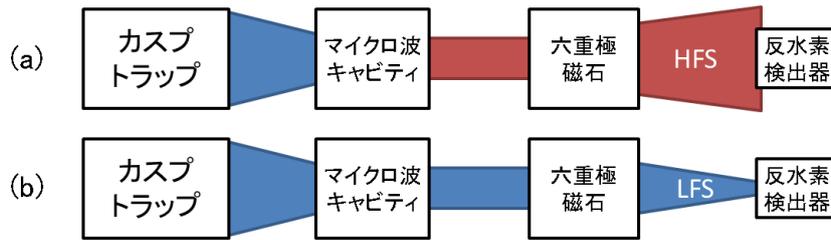


図 5 遷移周波数決定の原理。(a) マイクロ波の周波数と遷移周波数が合っていて LFS 状態から HFS 状態に遷移した場合。(b) 遷移を起こさなかった場合。

■反水素生成反応と反応レート 反水素生成反応について簡単に述べる。エネルギーと運動量の保存を考慮すると、反陽子と陽電子から反水素のみを生成する反応 ( $\bar{p} + e^+ \rightarrow \bar{H}$ ) は起こらない。我々の実験条件で主な反水素生成反応は二通りある。余ったエネルギーを光子が担う放射性再結合反応 ( $\bar{p} + e^+ \rightarrow \bar{H} + h\nu$ ) と、余ったエネルギーをもう一つの陽電子が担う三体再結合反応 ( $\bar{p} + e^+ + e^+ \rightarrow \bar{H} + e^+$ ) である。無磁場での生成レートはそれぞれ、 $n_e T^{-0.5}$ 、 $n_e^2 T^{-4.5}$  に比例する [14]。ただし  $n_e$  は  $e^+$  の密度、 $T$  は温度を示している。陽電子密度、温度を変えた場合の反水素生成レートは図 6 のように計算される [15]。グラフの横軸は、反陽子が静止している系で見た時の陽電子の温度である。一般に、再結合反応は反陽子と陽電子の相対速度が小さいほど起こりやすく、生成レートが上がる。上述の依存性は無磁場での単純なモデルの計算結果であり、我々の実験条件とは異なるものの、三体再結合反応では特に依存性が大きいことがわかる。

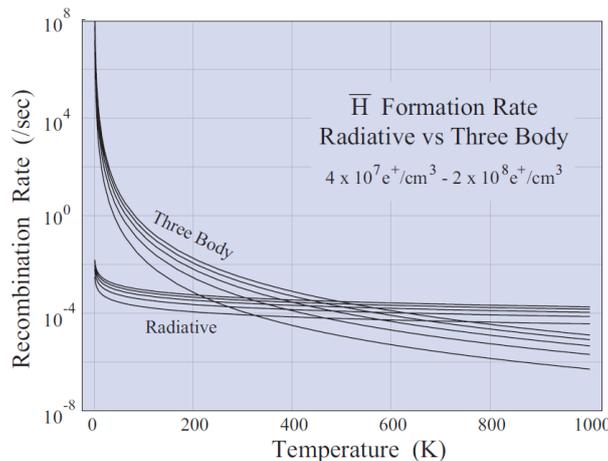


図 6 反水素生成レートの陽電子密度、温度依存性 ([15] より引用)。

## 1.6 これまでの成果

我々は2010年にカスプトラップでの反水素合成に成功した [16][17]。図7は反水素合成時のカスプトラップの電位配置を模式的に示している。ポテンシャルの中心部に陽電子を先に輸送しておき、そこにMUSASHIトラップから反陽子を入射する。このとき反陽子の入射エネルギーは、陽電子が蓄積されている場所の電位に合うように調整しておく。反陽子がカスプトラップに到達する直前に、ポテンシャルの端を開けて反陽子をトラップする。この反水素生成方法を直接入射法と呼ぶ。反陽子は、衝突による緩和や対消滅時に生じた電子による冷却等で徐々にエネルギーを失ってポテンシャルの山の部分にたまっていく。このとき反陽子と陽電子の軸方向の位置が分離するため、反水素生成は止まる。

2012年のビームタイムでは、モデレータをタングステンから固体ネオンに変更することで陽電子数を一桁増やしたほか、軸方向の位置が分離したあとにRFを印加することで反陽子の軸方向運動を励起して再度陽電子と接触させ、反水素合成をより長時間持続させる等の改善を行った。結果として、反水素合成領域から2.7 m 下流で、主量子数  $n \lesssim 43$ ,  $n \lesssim 29$  の反水素原子を、一時間当たりそれぞれ  $\sim 25$  個、 $\sim 16$  個検出したと見積もられる [18]。

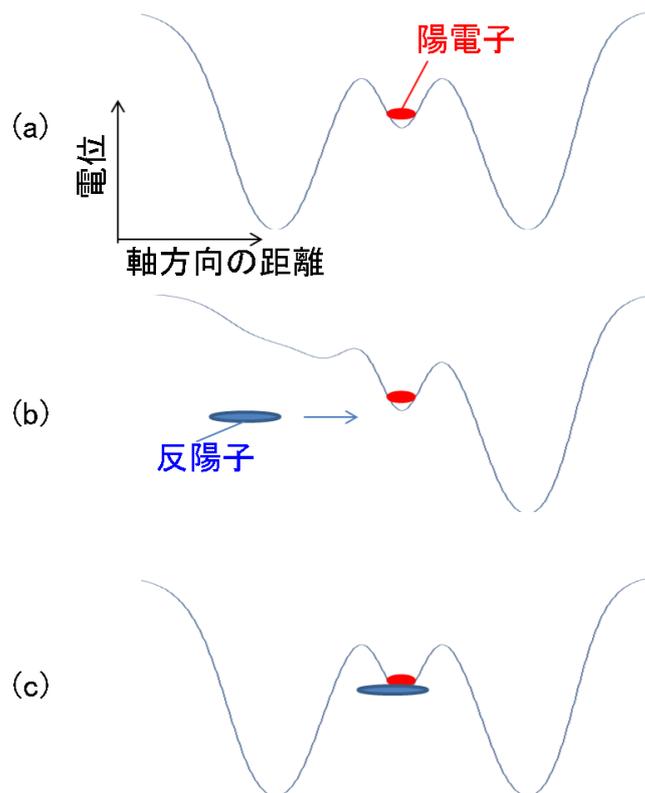


図7 直接入射法による反水素合成時のポテンシャルの模式図。(a) 陽電子を先に輸送しておく。(b) 反陽子がカスプトラップに到達する直前にポテンシャルの端を開ける。(c) 反陽子をトラップする。

## 2 本研究の動機

### 2.1 高精度分光にむけて

我々の目標である、高精度での反水素の分光を行うためには、

- 反水素生成数を増やして統計量を上げたい
- 偏極度が大きいビームを得られる冷たい反水素を作りたい

という要求がある。

いま、直接入射法で反水素を生成することを考える。1.6でも述べたようにカスプトラップ内で陽電子が蓄積されている場所の電位と反陽子の入射エネルギーが合うように、MUSASHI トラップ全体にかける電圧を調整している。陽電子について考えてみる。我々のシステムでは陽電子を蓄積してから反陽子を入射するまでに 10 分程度かかっているが、陽電子が蓄積されている場所の磁場は  $\sim 2.5\text{T}$  程度で、陽電子のシンクロトロン放射の時定数は

$$\tau_{rad} = \frac{3\pi\epsilon_0 m_e^3 c^3}{e^4 B^2} = 0.4\text{s} \quad (2.1)$$

となるため、反陽子が入射されるまでに陽電子はシンクロトロン放射で冷却されていると考えられる。2010 年に行った測定では 150K 程度と見積もられている [17]。ここで反陽子の軸方向のエネルギー分布の幅が広い場合を考える (図 8a)。このとき、相対速度の大きい反陽子と陽電子は再結合反応を起こしにくくなるので、同じ数の反陽子が入射しても、相対エネルギーが小さく再結合反応を起こしやすい反陽子の数が減り、効率よく反水素が生成されない。さらに、反陽子入射によって陽電子が加熱され陽電子のエネルギー分布の幅が広がると考えられるため、ますます効率が悪くなる。図 8b のようにポテンシャルの変形操作を変えて、一部の反陽子をトラップすることで反陽子の軸方向のエネルギー分布の幅を狭くすることは可能だが、トラップされる反陽子数が減るので反水素生成数を出来るだけ増やしたいという要求と矛盾する。

したがって、直接入射法による高効率反水素生成のためには、軸方向のエネルギー分布の幅が狭い反陽子集団を入射することが重要になる。

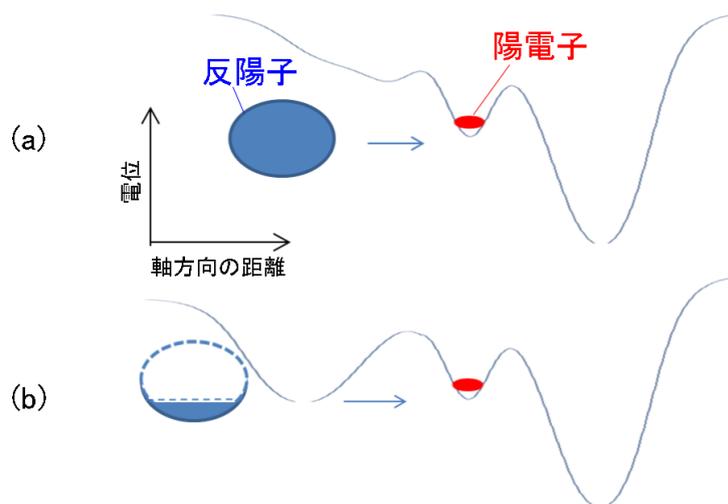


図 8 直接入射法による反水素合成時のポテンシャルの模式図。(a) 反陽子の軸方向のエネルギー分布の幅が広い場合。(b) 一部の反陽子のみをトラップする場合。

## 2.2 2012年ビームタイム中に測定した反陽子のエネルギー分布

そこで、2012年のビームタイム中に実際に測定した反陽子のエネルギー分布について述べる。まず、実験手順を説明する。図9aはカスプトラップの電極の断面図である。直接入射法で反水素合成を行う場合は異なり、カスプトラップに陽電子を輸送せずに図9bの実線で示したポテンシャルを用意しておく。反陽子をMUSASHIトラップから入射し、反陽子がカスプトラップに到達する直前にU9電極に正の電圧をパルスのように印加する(図9bの点線)。反陽子のエネルギーが点線で示された電位障壁を超えていけばトラップされ、超えなければトラップされない。トラップした反陽子を再び放出すると、ダクト壁や残留ガスとの対消滅によりパイオンが生じる。カスプトラップ側面にはシンチレータを用いた検出器が設置されており、パイオンを検出する。したがって検出器のカウンタからトラップされた反陽子数を見積もることが出来、U9にパルスのように印加する電圧を変えて一連の測定を繰り返せば反陽子のエネルギー分布を見積もることが出来る。

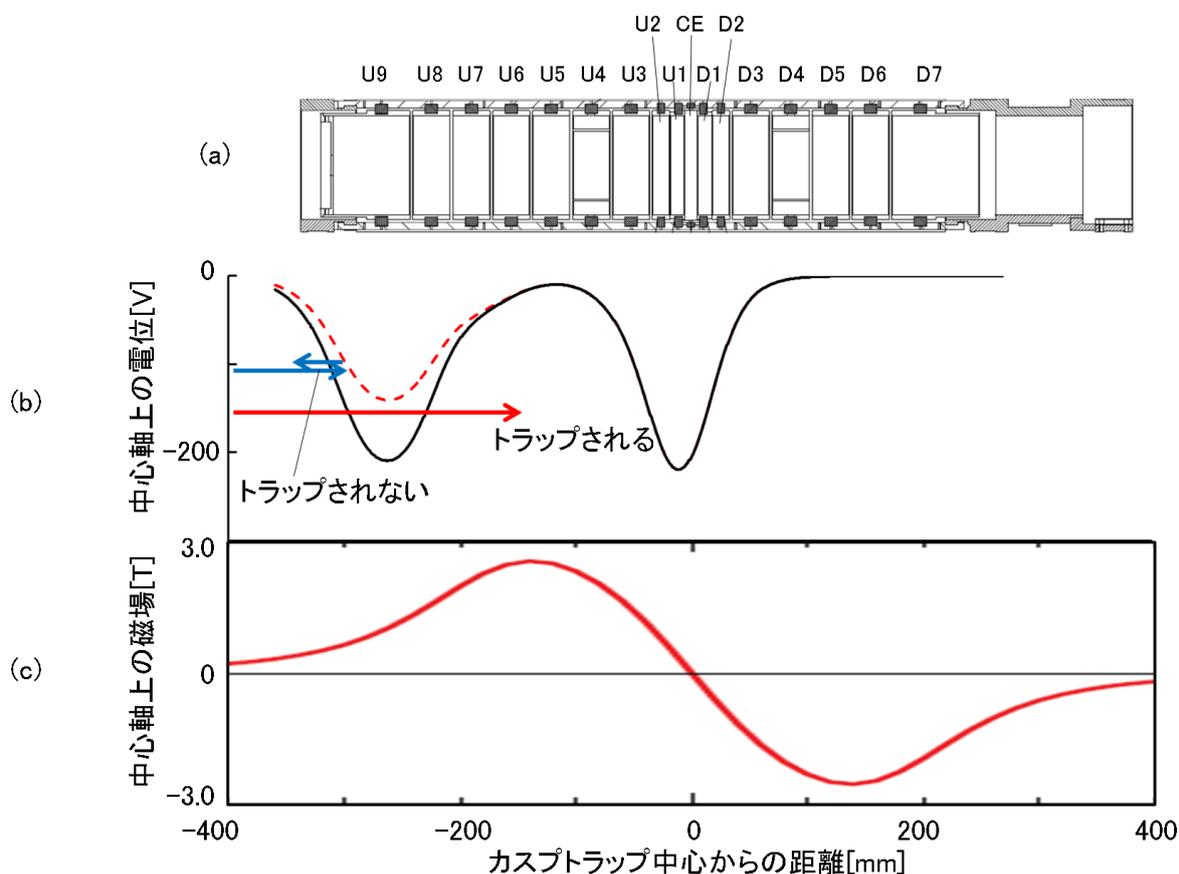


図9 (a) カスプトラップ電極。(b)2012年ビームタイム中における反陽子のエネルギー分布測定時のポテンシャル。(c)カスプトラップの軸上の磁場。

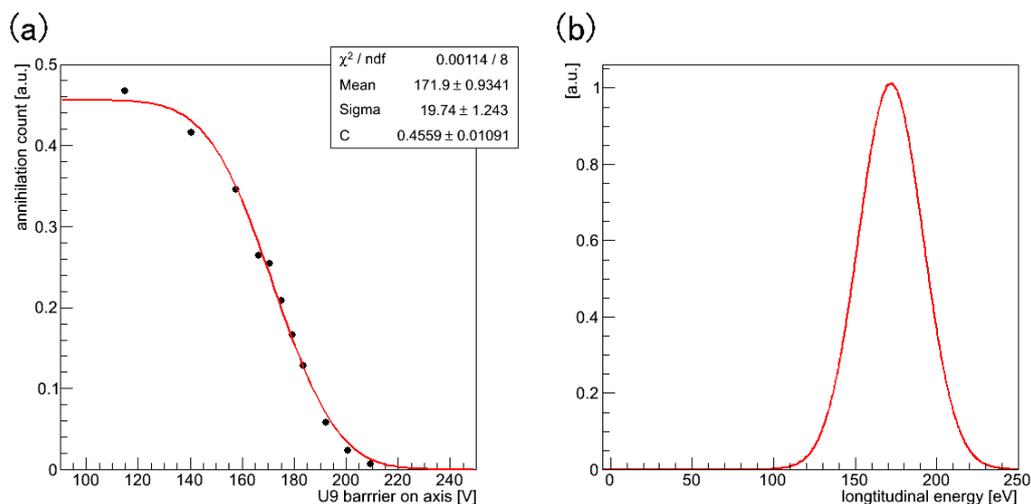


図 10 2012 年ビームタイム中に測定した U9 電極における反陽子のエネルギー分布。

図 10a の黒い点が測定結果を示している。エネルギー分布として正規分布を仮定し、その累積分布関数として、

$$f(x) = C \left( 1 + \frac{1}{2} \text{Erf} \left( -\frac{x - \mu}{\sqrt{2\sigma^2}} \right) \right) \quad (2.2)$$

でフィッティングを行った結果が赤い曲線で示されている。図 10b は正規分布を描いている。データ点が少なく、装置の機械的な制約によって低エネルギー側を測定できなかったためフィッティングの精度は悪いが、軸方向のエネルギー分布の幅として正規分布の  $\sigma$  を取ると  $\sim 20$  eV ( $\sim 20000$  K) と見積もられる。径方向の電位は軸中心で最も低く電極に近いほど高くなるため、径方向に広がっている場合にエネルギー分布の幅が広く見える可能性はあるが、MUSASHI トラップでの反陽子の温度は  $0.3$  eV ( $\sim 3000$  K) と見積もられおり [19]、MUSASHI トラップからの引き出し、またはカスプトラップへの輸送の過程でエネルギー分布の幅が大きく広がったことが分かる。

### 3 輸送法の改善

直接入射法を用いた高効率反水素生成のためには、反陽子の軸方向のエネルギー分布の幅を狭くすることが必要だが、2012年のビームタイム中に行った測定で、エネルギー分布の幅が広がっていることが分かった。ここでは、その原因と改善するための方法について述べる。

#### 3.1 断熱的な輸送

■断熱不変量 [20] 正準座標を  $q_i$ 、正準運動量を  $p_i$  とすると、力学系の作用積分は

$$J_i = \oint p_i dq_i \quad (3.1)$$

である。この系の性質の変化が運動の周期に比べて緩やかで、変化が周期に無関係な場合、この変化を断熱変化といい、作用積分は不変である。一様な静磁束密度  $\mathbf{B}$  内の荷電粒子の横方向の運動は周期的であり、正準運動量の横成分を  $\mathbf{P}_\perp$ 、粒子の円軌道に沿う方向の線要素を  $d\mathbf{l}$  とすると、作用積分は

$$J = \oint \mathbf{P}_\perp \cdot d\mathbf{l} \quad (3.2)$$

$$= \oint m\mathbf{v}_\perp \cdot d\mathbf{l} + \frac{e}{c} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (3.3)$$

$$= \oint m\omega_B a^2 d\theta + \frac{e}{c} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (3.4)$$

となる。ただし粒子の旋回半径を  $a$ 、角速度を  $\omega_B$  とし、 $\mathbf{v}_\perp \parallel \mathbf{l}$  を使った。さらにストークスの定理から、

$$J = 2\pi m\omega_B a^2 + \frac{e}{c} \oint_S (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{S} \quad (3.5)$$

$$= 2\pi m\omega_B a^2 + \frac{e}{c} \oint_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} da \quad (3.6)$$

$$= 2\pi m\omega_B a^2 - \frac{e}{c} B\pi a^2 \quad (3.7)$$

$$= 2\pi m \frac{eB}{mc} a^2 - \frac{e}{c} B\pi a^2 \quad (3.8)$$

$$= \frac{e}{c} (B\pi a^2) \quad (3.9)$$

$$= \frac{e}{c} \left( B\pi \left( \frac{p_\perp}{eB} \right)^2 \right) \quad (3.10)$$

$$= \frac{1}{c} \left( \frac{\pi p_\perp^2}{B} \right) \quad (3.11)$$

である。磁場が緩やかに変化する領域で粒子が運動する場合の  $J$  の断熱不変性は、 $p_\perp^2/B$  が一定の値を保つことを意味する。磁場は仕事をしないので、全エネルギーも保存している。よって、磁場が緩やかに変化して最終的に磁場強度  $B$  が等しくなったとすれば、 $p_\perp^2/B$  保存から  $p_\perp$  が不変で、したがって  $p_\parallel$  も不変である。

■2012年ビームタイム中の反陽子の輸送について ここで、MUSASHI トラップで冷却、蓄積された反陽子をカスプトラップへ輸送する方法について考えてみる。今、反陽子の運動に対して、磁場の変化が十分緩やかで、サイクロトロン運動で一周する間の磁場を一定とみなせると仮定する。この時、反陽子は磁力線に巻きつくように磁力線に沿って運動する。これを断熱的な輸送と呼ぶ。

MUSASHI トラップの磁場は、ソレノイドコイルが作り出しており、反陽子がトラップされる中心部において、軸上の磁場強度は $\sim 2.5\text{ T}$ である。一方カスプトラップの磁場は、超伝導コイルを二つ並べて、互いに逆向きに電流を流すことで作り出されている不均一磁場だが、陽電子がトラップされている、つまり反水素が生成する場所において、軸上の磁場強度はMUSASHI トラップと同じ $\sim 2.5\text{ T}$ で極大となり、その近傍では一定である(図9c)。したがって断熱的な輸送が行われれば、反水素生成領域での反陽子の軸方向のエネルギーは輸送前のMUSASHI トラップでの値と等しくなる。

実際の実験の配置ではMUSASHI トラップとカスプトラップの間には距離があり、輸送途中で磁力線は大きく広がる(図12a)。このため、断熱的な輸送を行うために低いエネルギーで反陽子を引き出すと、反陽子は磁力線に沿って広がり、輸送途中でダクト壁に中ったものは対消滅を起こして失われる。そこで、2012年のビームタイムでは、反陽子のMUSASHI トラップからの引き出しエネルギーを高め、 $150\text{ eV}$ とし、さらにMUSASHI トラップ出口のソレノイド磁場が急激に発散する場所に静電レンズを設置して収束をかけ、反陽子が広がることを防止した。また、MUSASHI トラップとカスプトラップの間に輸送コイルを3つ(A1、A2、B)設置して磁場の広がりを抑えた。この時の磁場分布を図12bに示す。依然として磁場は広がっているが、引き出しエネルギーを高め、設定して静電レンズを用いているため $\sim 50\%$ の輸送効率を得られた。しかし輸送中の反陽子の運動は磁力線に沿っておらず、輸送中に軸方向と径方向の運動量の割合が変化しうる。したがって、磁場は仕事をせず、全エネルギーが保存していても、結果的に反陽子の軸方向の運動エネルギーが変化することになる。

これが、2012年のビームタイム中の測定で反陽子のエネルギー分布の幅が広がっていた原因の一つであった可能性がある。

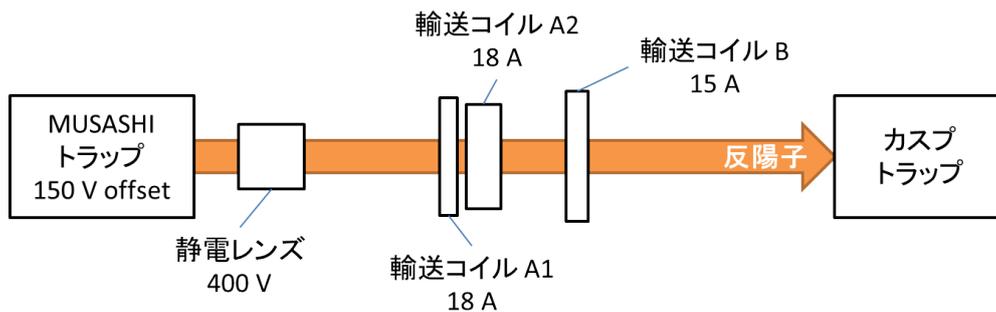


図 11 2012年ビームタイム中の反陽子輸送条件

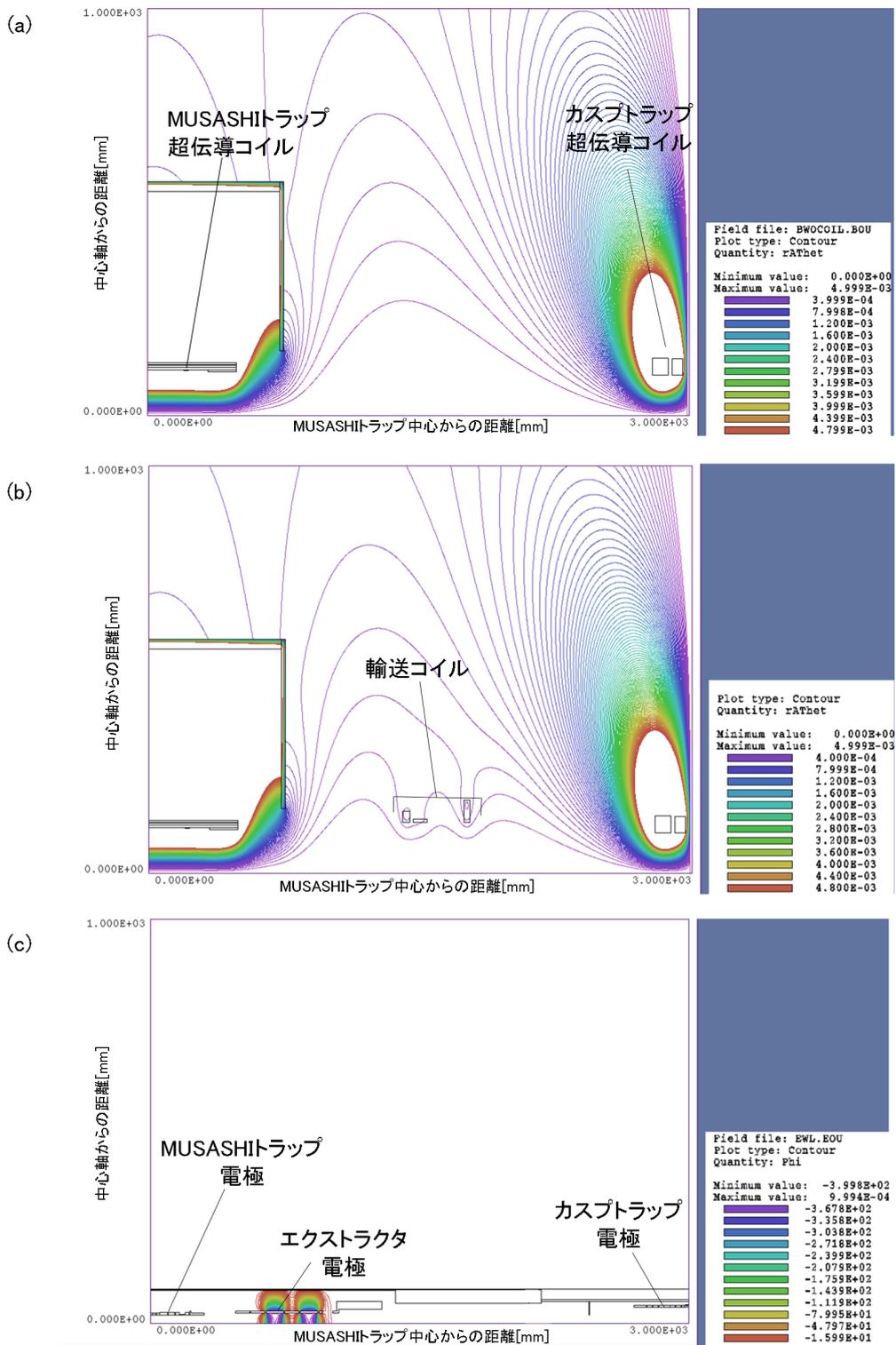


図 12 (a) 輸送コイルが無い時の磁場分布。(b) 輸送コイル A1、A2 に 18 A、輸送コイル B に 15 A の電流を流した時の磁場分布。(c) 静電レンズに 400 V の電圧を印加した場合の電場分布。

### 3.1.1 軌道計算

このことを確かめるため、有限要素法による電磁場解析用ソフトウェア (tricomp) を用いて軌道計算を行った。

2012年ビームタイム中の反陽子のエネルギー分布測定では、MUSASHIトラップからの引き出しでポテンシャルの勾配がつけられている(図13)。そこで、径方向の初期運動量を0.3 eVのMaxwell-Boltzman分布に従うとし、軸方向の初期エネルギー分布の幅を0.3 eVとしたうえで、初期位置におけるポテンシャル勾配で加速されるとした場合を考える。電場分布としては、静電レンズが作る電場のみ考えた(図12c)。初期の位置分布は、反陽子を引き出した際の引き出しビームラインに沿った反陽子消滅位置分布と軌道計算から見積もられた分布を採用し[19](図14)、粒子数は500とした。粒子同士の相互作用は考慮していない。U9電極の位置でのエネルギー、運動量をモニタした結果を図15に示す。測定結果と対応させるため、計算結果のヒストグラムにおいて輸送後のエネルギーが100 eV以上の部分のみを考えると標準偏差は、16.8 eVとなった。図10に示したように、測定データをフィットした正規分布の $\sigma$ は $19.7 \pm 1.2$  eVで、軌道計算の結果と大きな矛盾はないと考えられる。軌道計算によって、輸送効率が $\sim 50\%$ であること、軸方向のエネルギー分布の幅が広がること、が再現できた。

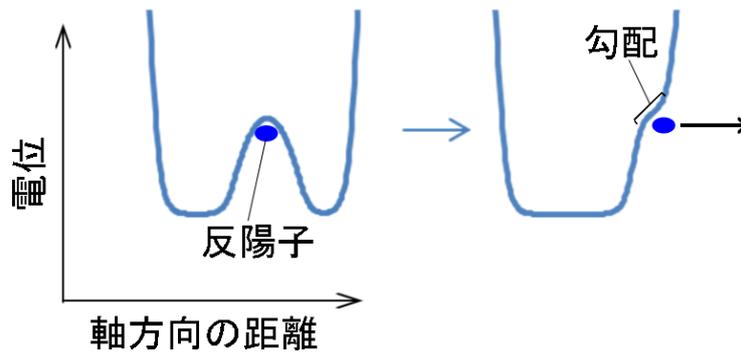


図13 2012年ビームタイム中における反陽子放出時のポテンシャル変形の模式図

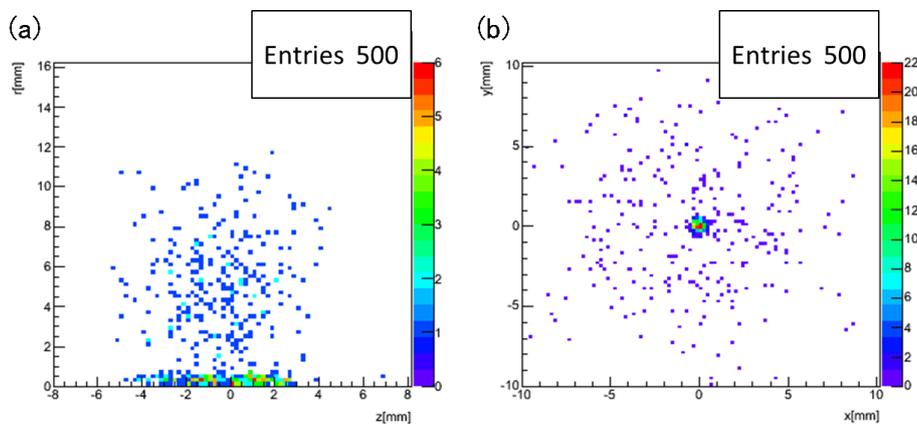


図14 軌道計算で用いた粒子の初期位置分布。(a) 軸方向分布。(b) 径方向分布。

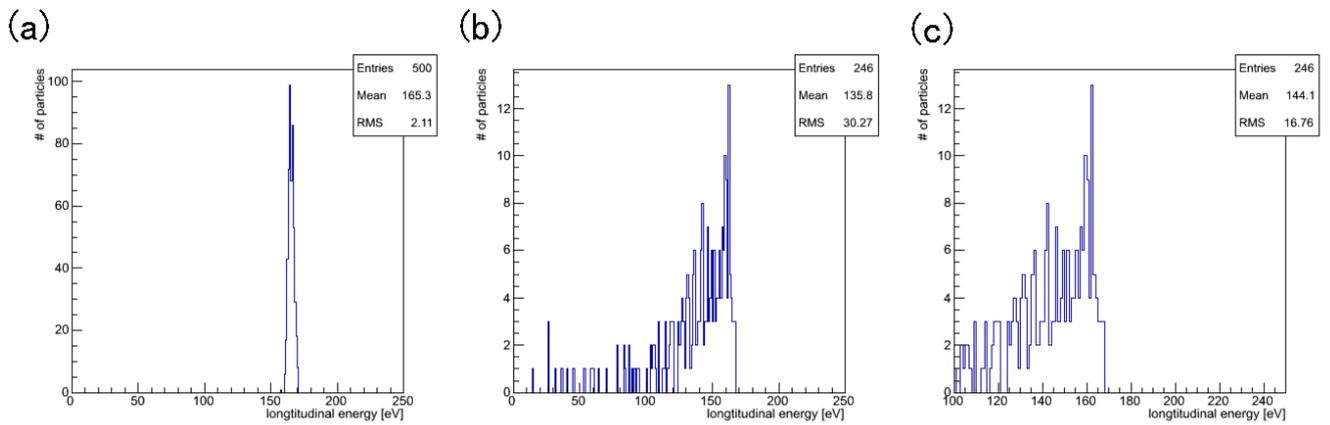


図 15 軌道計算の結果 (a) 初期分布。(b)U9 電極の位置における軸方向のエネルギー分布。(c)(b) の分布の内、軸方向エネルギーが 100 eV より大きいもの。

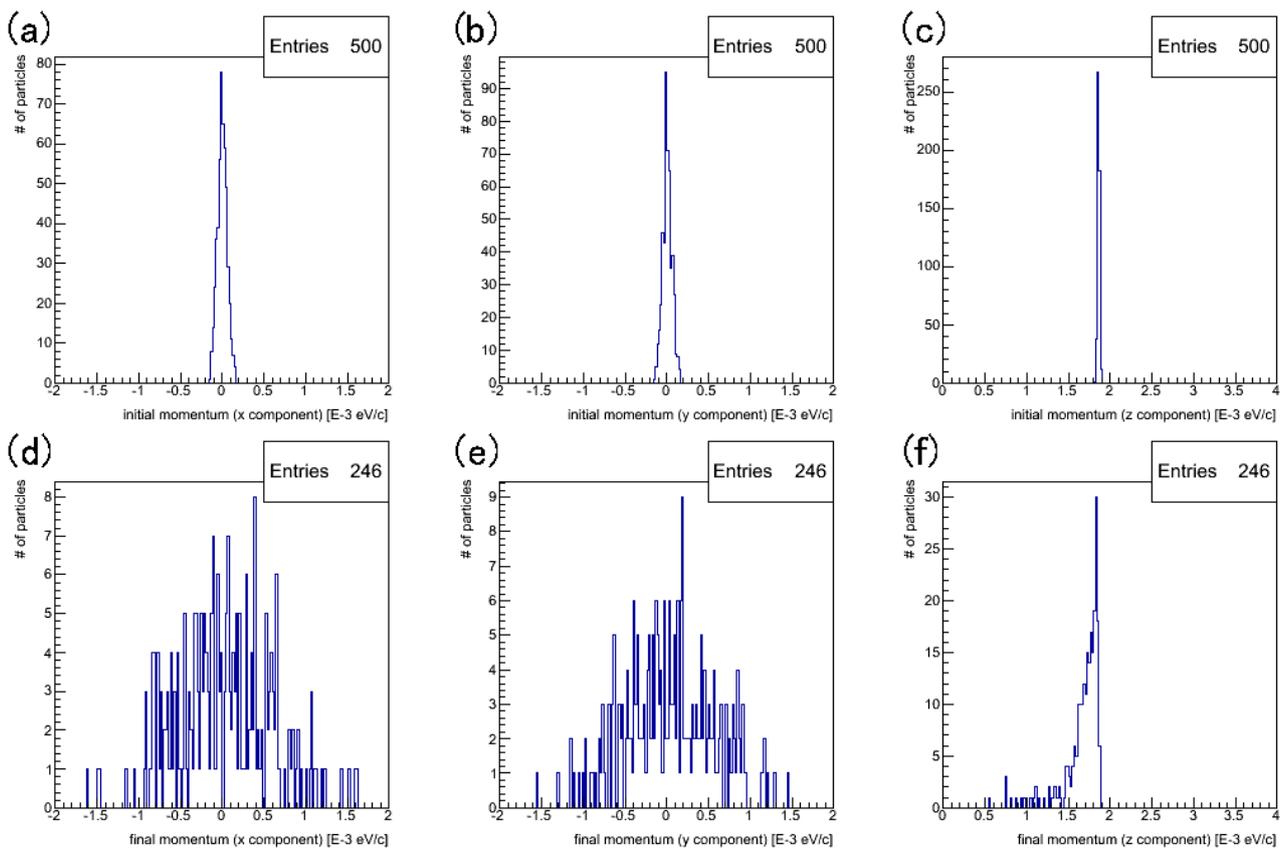


図 16 運動量分布の軌道計算の結果。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

## 3.2 新たなパルスコイルの導入

そこで、エネルギー分布の幅を保つような輸送を実現するために

- 反陽子の軸方向のエネルギー、つまり MUSASHI トラップのオフセット電圧を下げ、
- MUSASHI トラップ出口で磁場が急激に発散するのを防ぐためにコイルを設置する、

ことを計画した。空間的な制約を考慮するとコイルのターン数を稼ぐことが出来ないため、少ないターン数でも十分な磁場を得られるように大電流を流す必要があった。大電流を流した場合のコイルの発熱、安全性を考慮し、電流が流れる時間が短いパルスコイルを二つ想定することにした。一つは MUSASHI トラップの中心から 78 cm の場所に位置し、MUSASHI トラップの磁気シールドに接している。これをパルスコイル 1 とする。もう一つは、MUSASHI トラップ中心から 91 cm の場所に位置している。これをパルスコイル 2 とする。

### 3.2.1 軌道計算

次に、パルスコイルを追加した場合の効果について軌道計算を行った。

図 17 はコイル配置の模式図を示している。旧パルスコイルは、カスプトラップに蓄積された陽電子を上流側の MCP にあてて数を見積もるために設置されていたもので、従来反陽子輸送時には使用されていなかったが、MUSASHI トラップでのオフセット電圧を下げて粒子の軸方向エネルギーを下げた場合には、カスプトラップ入口付近の磁場の急激な変化を抑えるために旧パルスコイルの使用を想定した。

パルスコイルを追加し、輸送コイルの電流を増やし、旧パルスコイルを使用した場合の磁場分布の計算結果を図 18 に示す。初期の位置分布は図 14 の通りとした。

- case1 初期の軸方向平均エネルギーを 15 eV とし、パルスコイル 1、2 を用いて (図 18) 輸送した場合、  
case2 初期の軸方向平均エネルギーを 25 eV とし、パルスコイル 1、2 を用いて (図 18) 輸送した場合、  
case3 初期の軸方向平均エネルギーを 155 eV とし、静電レンズを用いて (図 12c)、従来の輸送条件で (図 12b) 輸送した場合、

の 3 つの条件下で軌道計算を行い、カスプトラップ中で軸上の磁場強度が MUSASHI トラップ中心と等しくなる位置 ( $z = Z_{\text{final}}$  とする) でのエネルギー、運動量、径方向の位置をモニタした。

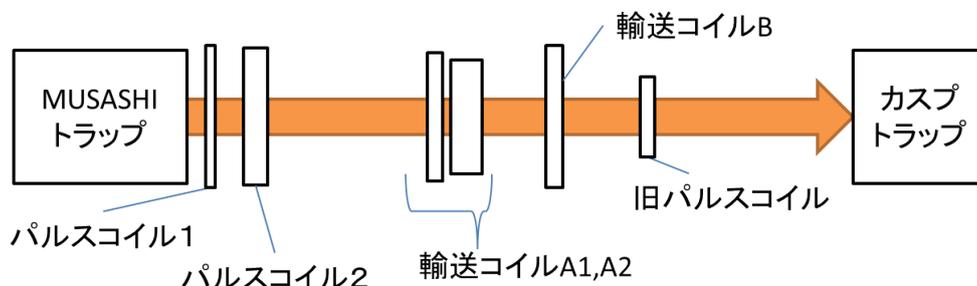


図 17 コイル配置の模式図

	電流
パルスコイル 1	1450 A
パルスコイル 2	1250 A
輸送コイル A1、A2	53 A
輸送コイル B	53 A
旧パルスコイル	1000 A

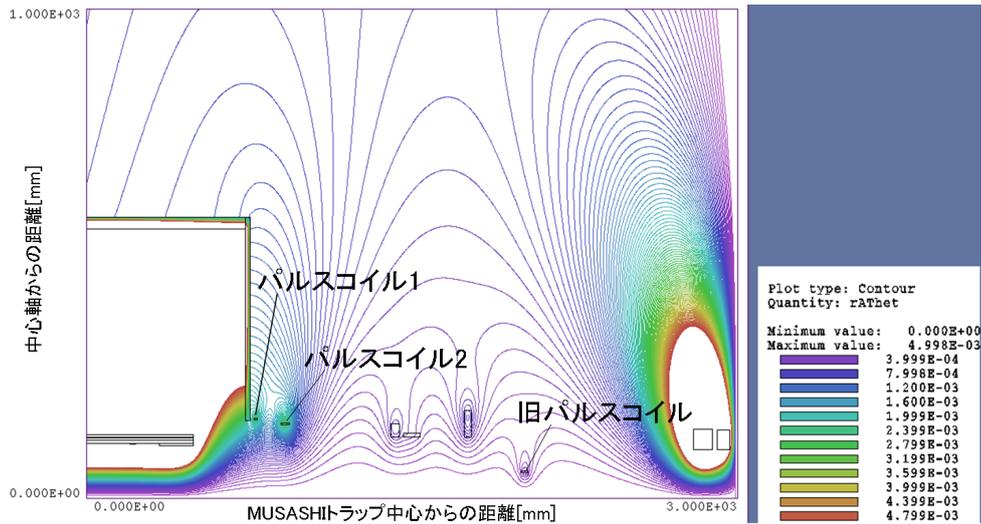


図 18 上表で示した電流値での磁場分布

■理想的な反陽子のエネルギー分布を想定した場合 まず、径方向の初期運動量を 0、軸方向の初期エネルギー分布の幅を 0 として、理想的な場合を考える。図 19 に輸送前と輸送後の軸方向のエネルギー分布を示す。表 1 は輸送後の軸方向のエネルギー分布のパラメータをまとめた。エネルギー分布の広がりとして標準偏差に注目すると、case1 の場合に広がりを最も抑えられている。標準偏差の値は、case2 では case1 の場合に比べて 3 倍、case3 では case1 の場合に比べて 24 倍になっている。また、500 個に対して  $z = Z_{\text{final}}$  まで到達した個数の割合を輸送効率とすれば、case1 の場合が最も高かった。

また、初期の軸方向エネルギーを 15 eV とし、粒子数を 50、100、500、1000 個として軌道計算をそれぞれ 10 回行った場合の輸送効率、軸方向のエネルギーの平均値、標準偏差を図 23 に示す。500 個でこれらのパラメータがほぼ収束していることがわかる。したがって以下の軌道計算では粒子数を 500 とした。

表 1 軌道計算による輸送後のパラメータ

	輸送条件			$z = Z_{\text{final}}$ 到達個数	輸送効率	平均値	標準偏差
	初期エネルギー	静電レンズ	新パルスコイル				
case1	15 eV	無	有	281	56.2 %	14.5 eV	1.5 eV
case2	25 eV	無	有	257	51.4 %	22.3 eV	4.7 eV
case3	155 eV	有	無	226	45.2 %	111.1 eV	36.0 eV

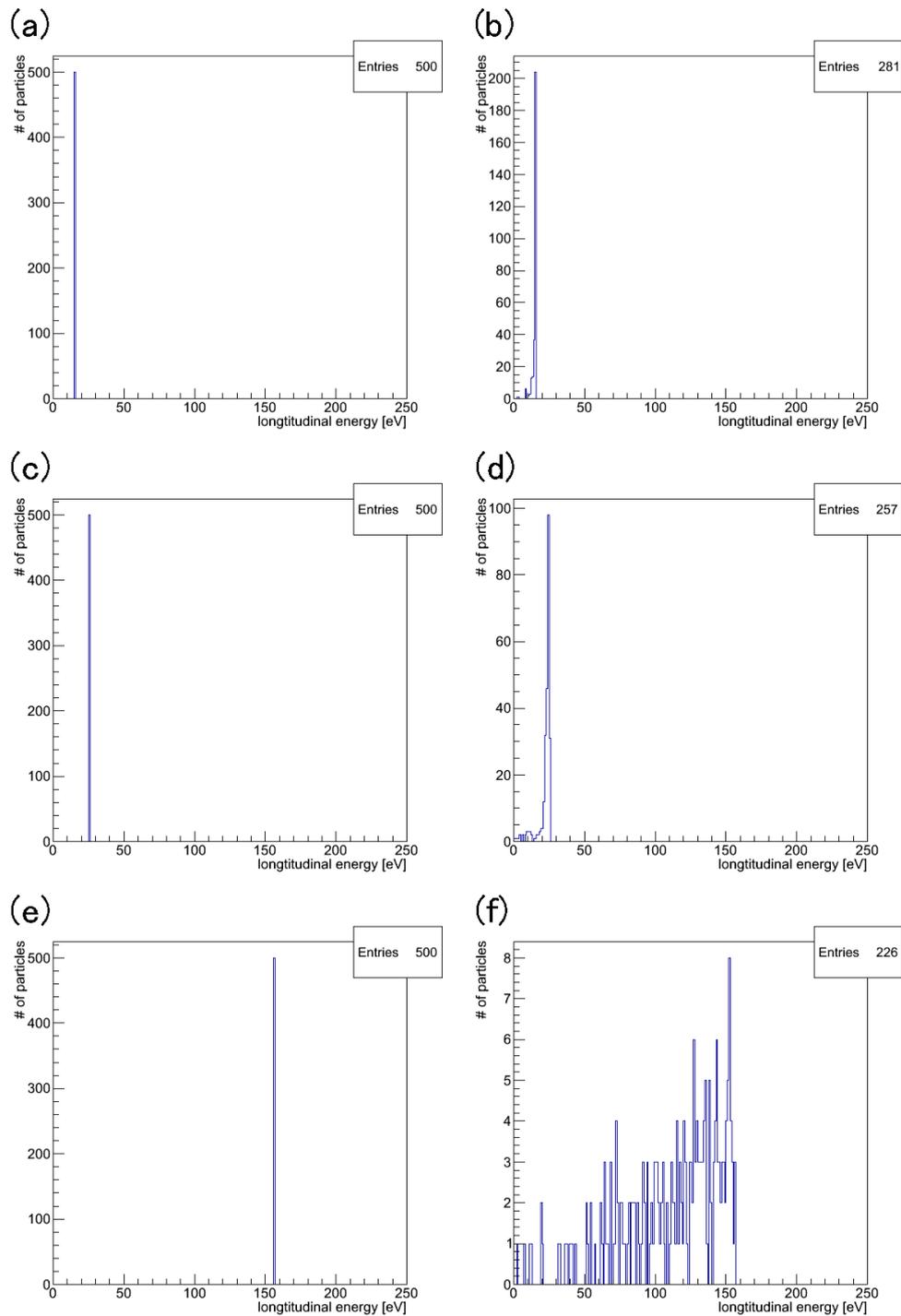


図 19 径方向の初期運動量を 0、軸方向の初期エネルギー分布の幅を 0 とした場合の軌道計算の結果。初期の軸方向平均エネルギーが 15 eV の場合の (a) 輸送前、(b) 輸送後の軸方向エネルギー分布。初期の軸方向平均エネルギーが 25 eV の場合の (c) 輸送前、(d) 輸送後の軸方向エネルギー分布。初期の軸方向平均エネルギーが 155 eV の場合の (e) 輸送前、(f) 輸送後の軸方向エネルギー分布。

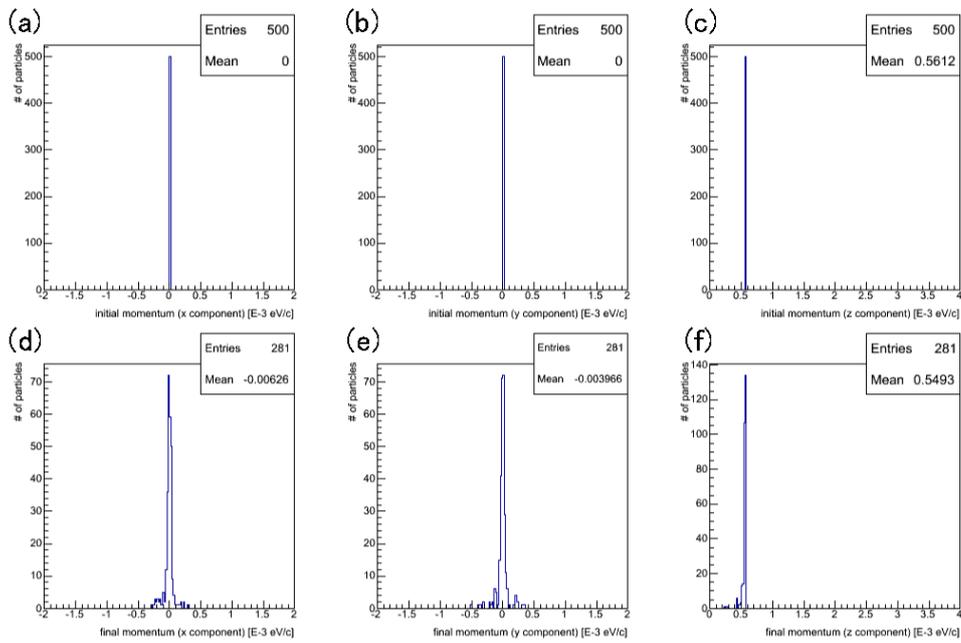


図 20 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 15 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

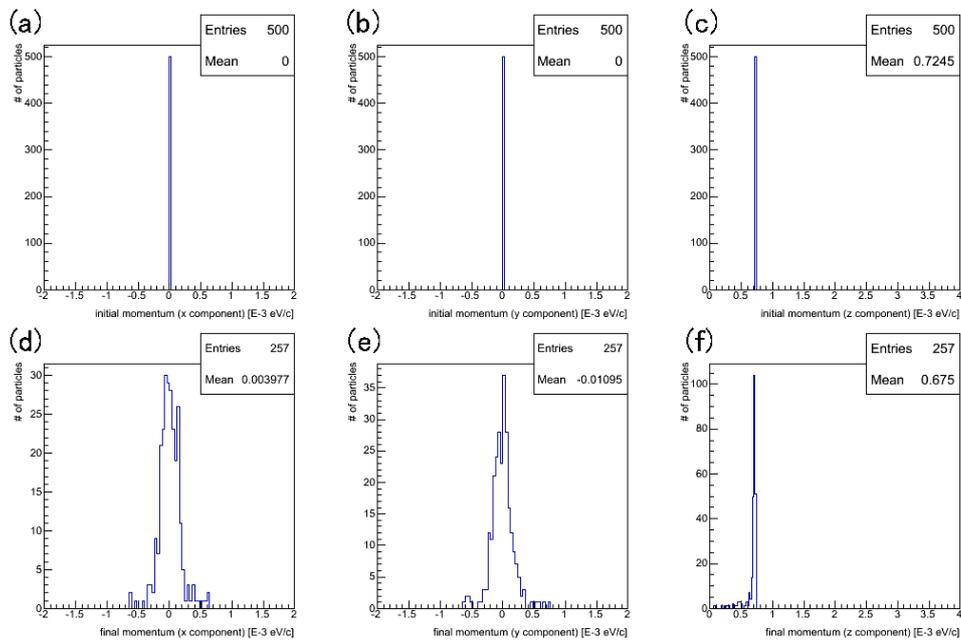


図 21 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 25 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

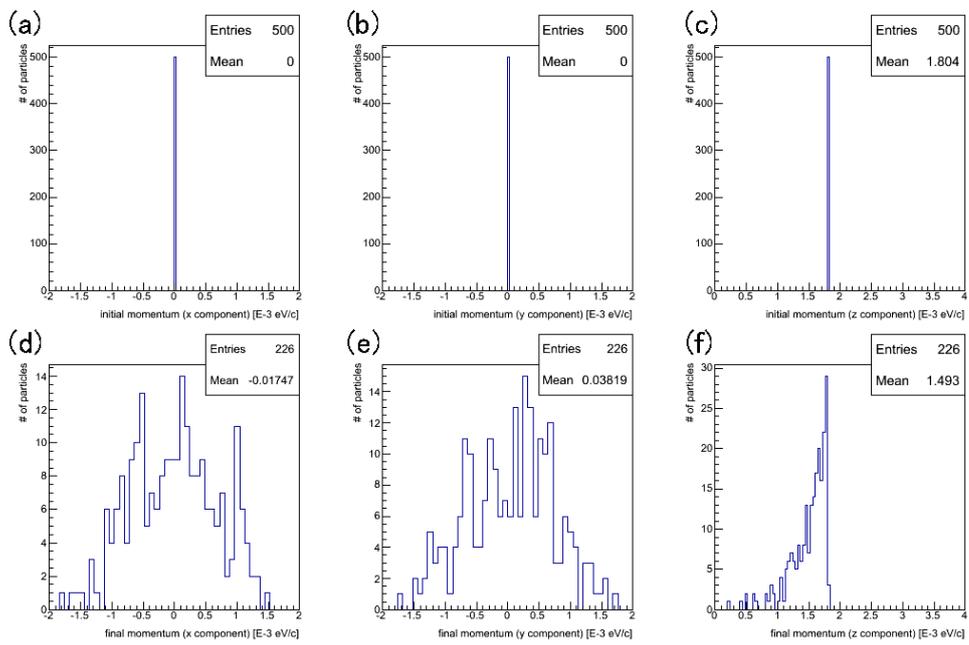


図 22 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 155 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

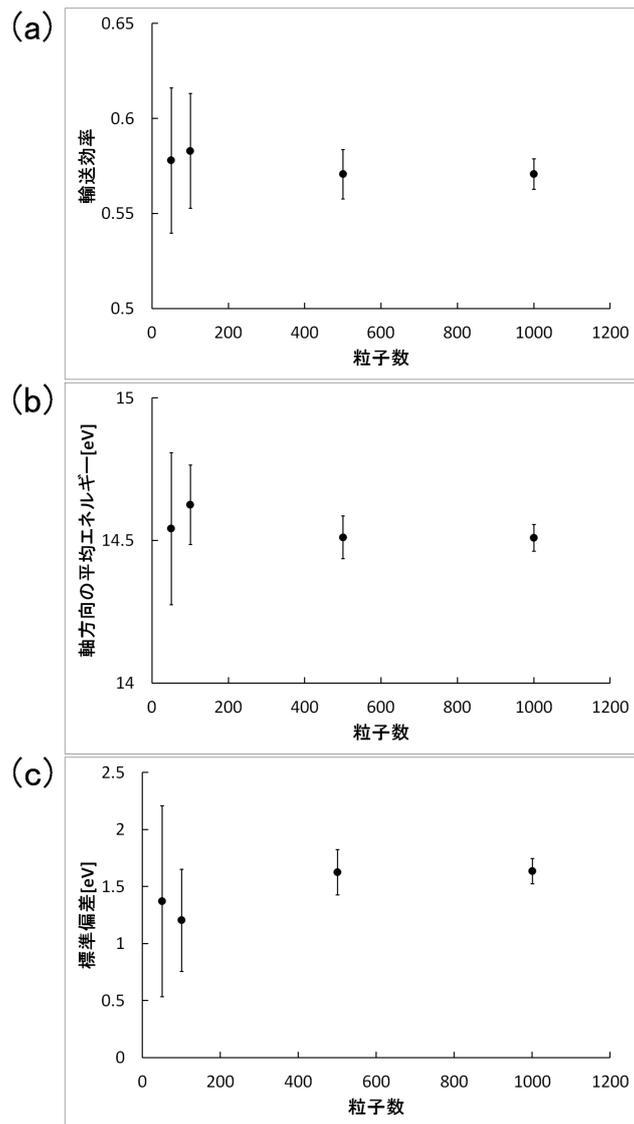


図 23 軌道計算の結果の粒子数依存性 (a) 輸送効率。(b) 軸方向エネルギーの平均値。(c) 標準偏差。

■現実的な反陽子のエネルギー分布を想定した場合 反陽子を想定して、径方向の初期運動量を 0.3 eV の Maxwell-Boltzman 分布に従うとし、軸方向の初期エネルギー分布の幅を 0.3 eV とした場合を考える。表 2 に輸送後の軸方向のエネルギー分布のパラメータをまとめた。この場合も標準偏差に注目すれば、case1 の場合に広がりをも抑えられている。

表 2 軌道計算による輸送後のパラメータ

	輸送条件			$z = Z_{\text{final}}$ 到達個数	輸送効率	平均値	標準偏差
	初期エネルギー	静電レンズ	新パルスコイル				
case1	15 eV	無	有	264	52.8 %	14.2 eV	2.6 eV
case2	25 eV	無	有	253	50.6 %	22.6 eV	4.2 eV
case3	155 eV	有	無	224	44.8 %	110.5 eV	36.2 eV

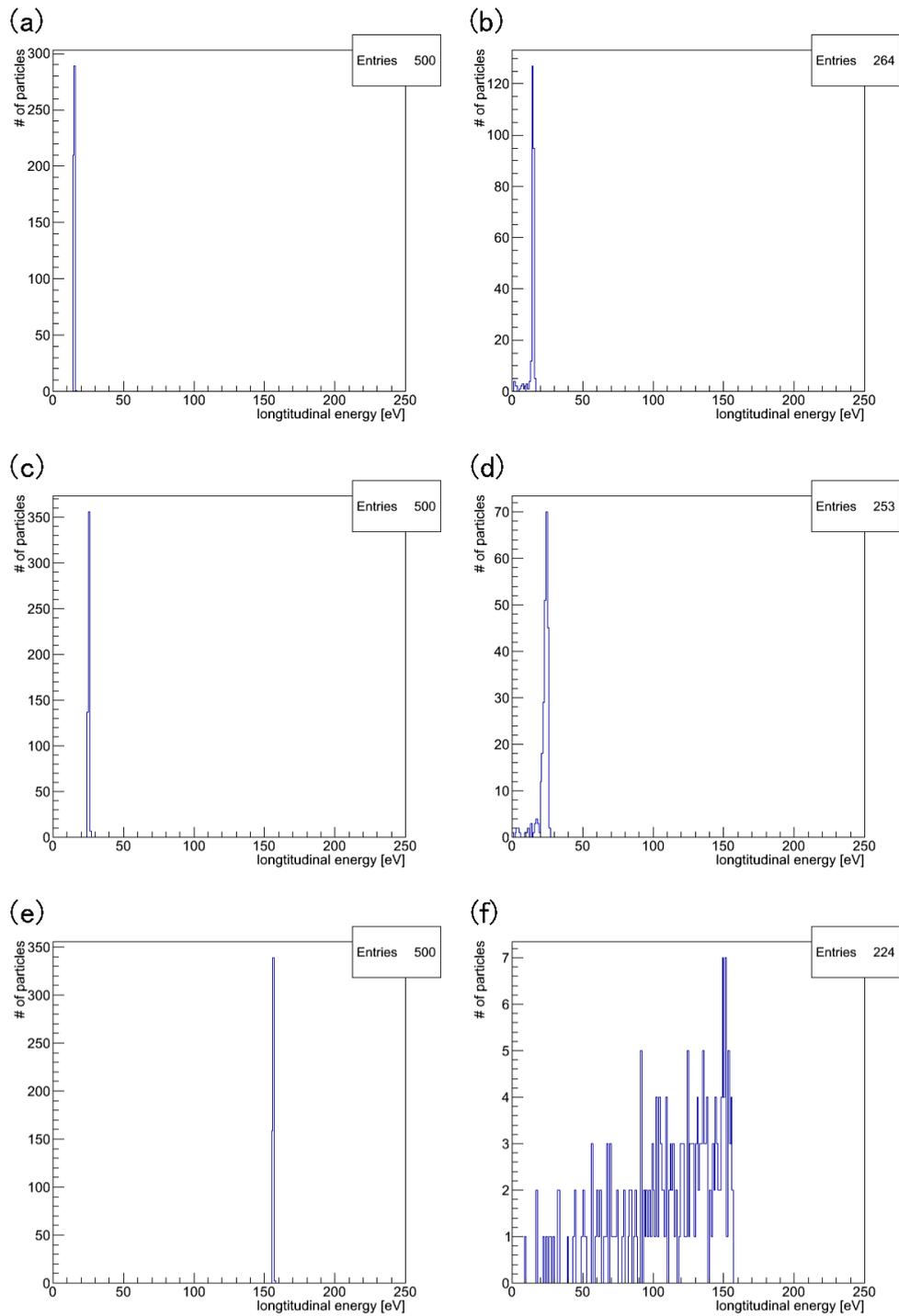


図 24 軸方向エネルギー分布の軌道計算の結果。初期の軸方向平均エネルギーが 15 eV の場合の (a) 輸送前、(b) 輸送後の軸方向エネルギー分布。初期の軸方向平均エネルギーが 25 eV の場合の (c) 輸送前、(d) 輸送後の軸方向エネルギー分布。初期の軸方向平均エネルギーが 155 eV の場合の (e) 輸送前、(f) 輸送後の軸方向エネルギー分布。

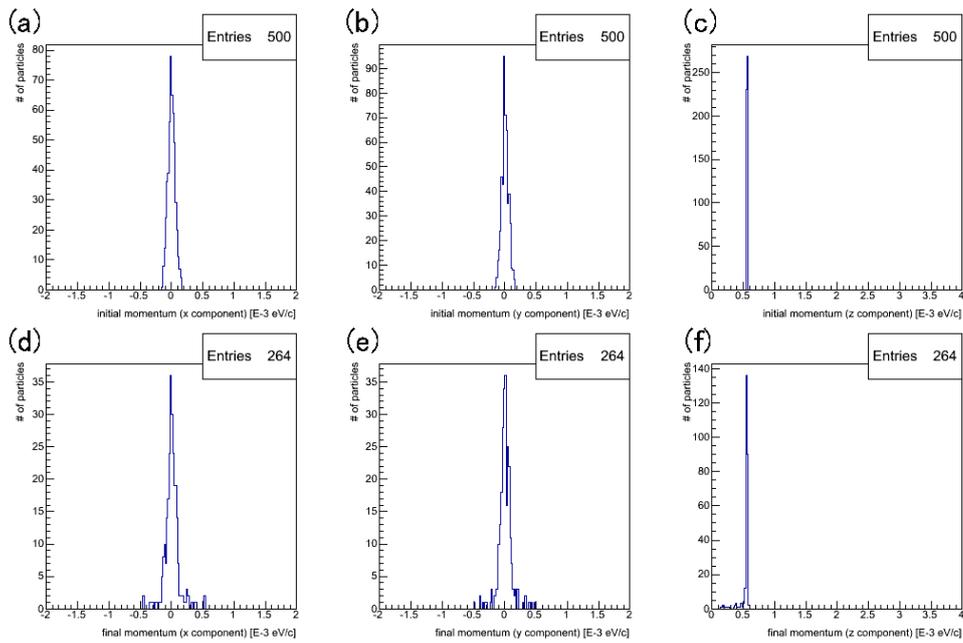


図 25 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 15 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

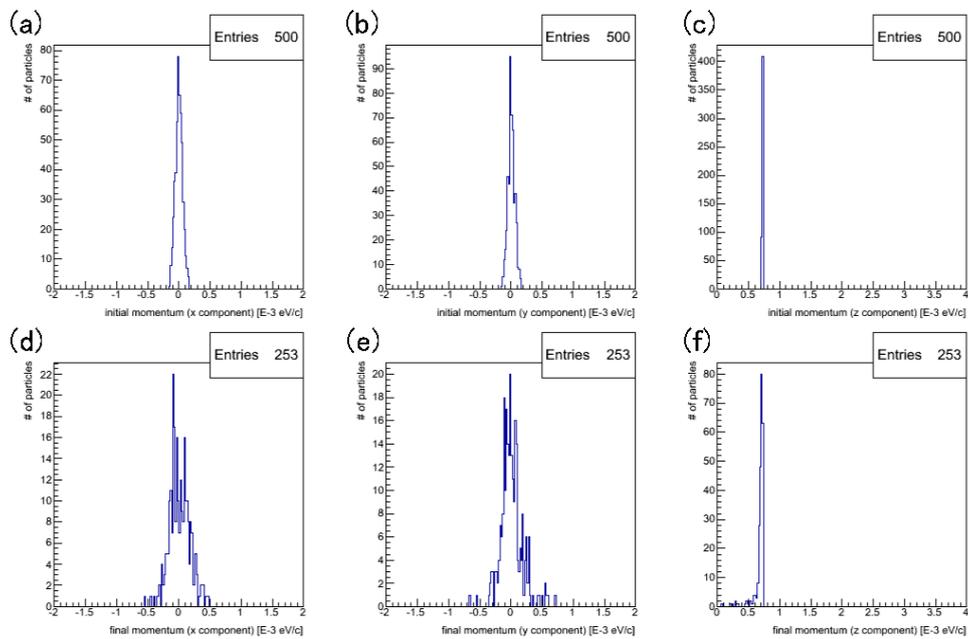


図 26 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 25 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

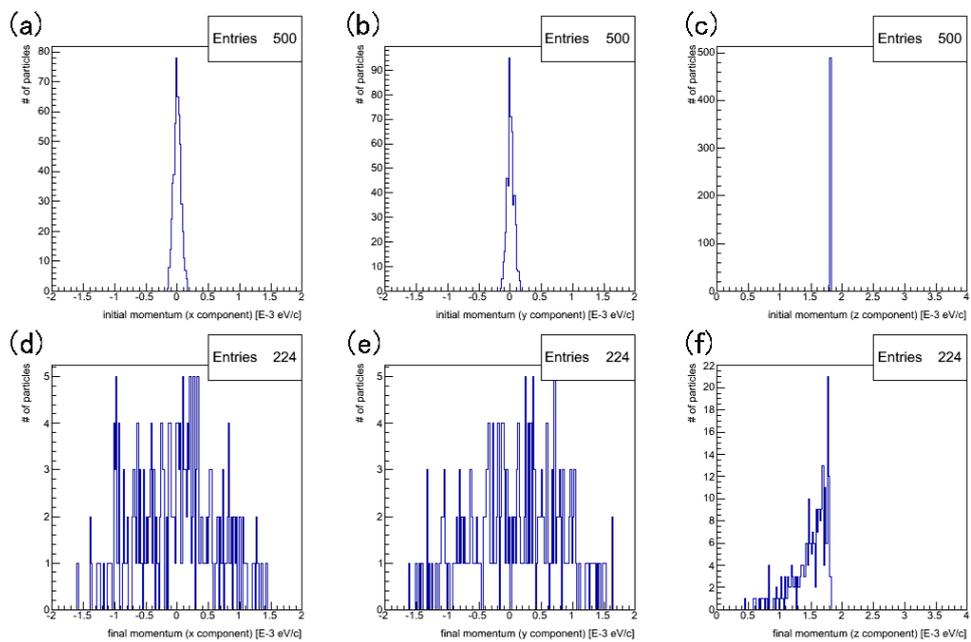


図 27 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 155 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

したがって、軌道計算の結果によれば、ここで想定したパルスコイルを追加することで反陽子のエネルギー分布の幅を大きく広げることなく、かつ、輸送効率を下げずに輸送できると考えられる。

### 3.2.2 パルスコイルの製作

そこで、実際にパルスコイルを製作した。

反陽子が MUSASHI トラップからカスプトラップまで輸送されるのにかかる時間は数十  $\mu s$  であるため、この間電流が一定とみなせる必要がある。パルスコイル 1、2 共に幅 4 mm × 厚さ 2 mm の銅線を使用し、ダクトに巻きつけた。新たに製作したパルスコイルのパラメータを表 3 に示す。 図 28 からパルスコイル 1、2 の位置における磁場の変化率を見積もり、

$$F = \mu_0 IS \frac{\partial H_z}{\partial z} = IS \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (3.12)$$

より 1500 A 流したとしてパルスコイルにかかる力を計算すると、パルスコイル 1 では  $\sim 150$  N、パルスコイル 2 では  $\sim 20$  N となる。パルスコイルを巻きつけた後にカプトンテープを巻いて固定したところ、電流を流してもパルスコイルが移動することはなかった。パルスコイルの制御回路を図 31、32 に示す。select 信号が ON 状態の下で trigger.in に信号が入力されると、サイリスタ (Vishay, 80RIA) にトリガ信号が入力され、パルスコイルに電流が流れる。0.05 m $\Omega$  の抵抗 (OHMITE, TGHGCR005FE) によって電流を測定した。

表 3 新たに設置したパルスコイルの仕様

	パルスコイル 1	パルスコイル 2
巻き数	4 巻 × 2 層	10 巻 × 2 層
直径	320 mm	300 mm
抵抗	0.0192 m $\Omega$	0.0422 m $\Omega$
インダクタンス	50 $\mu H$	216 $\mu H$
最大電流	1450 A	1450 A
最大電流が流れた時の軸上の磁場	550 G	1200 G
立ち上がり時間	$\sim 2$ ms	$\sim 5$ ms

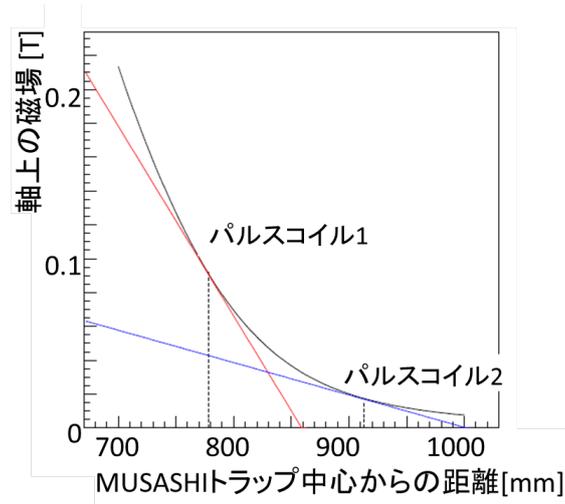
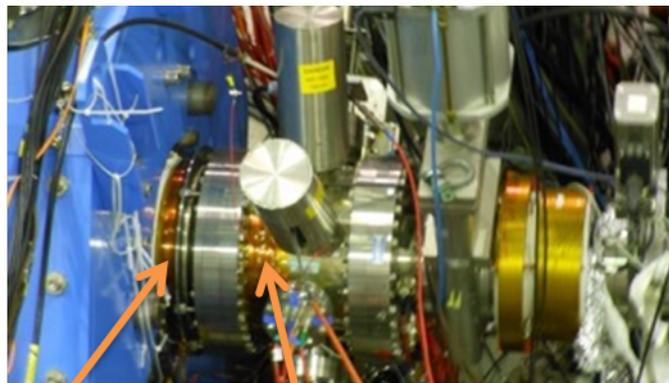


図 28 パルスコイルに通電しない場合の軸上の磁場



コイル1      コイル2

図 29 実際にパルスコイルを設置した様子

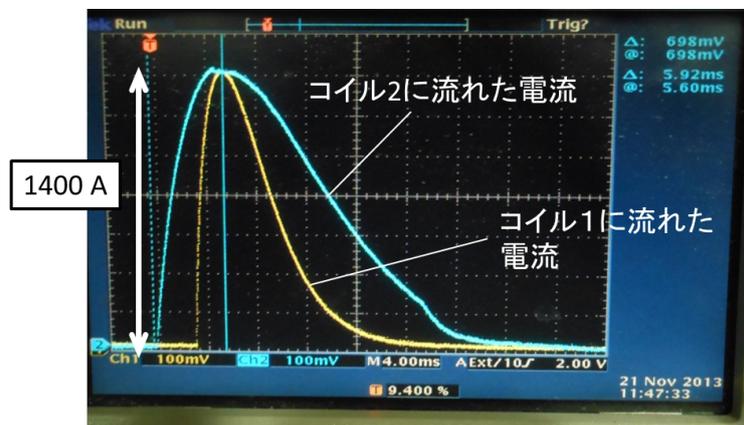


図 30 パルスコイルに流れた電流

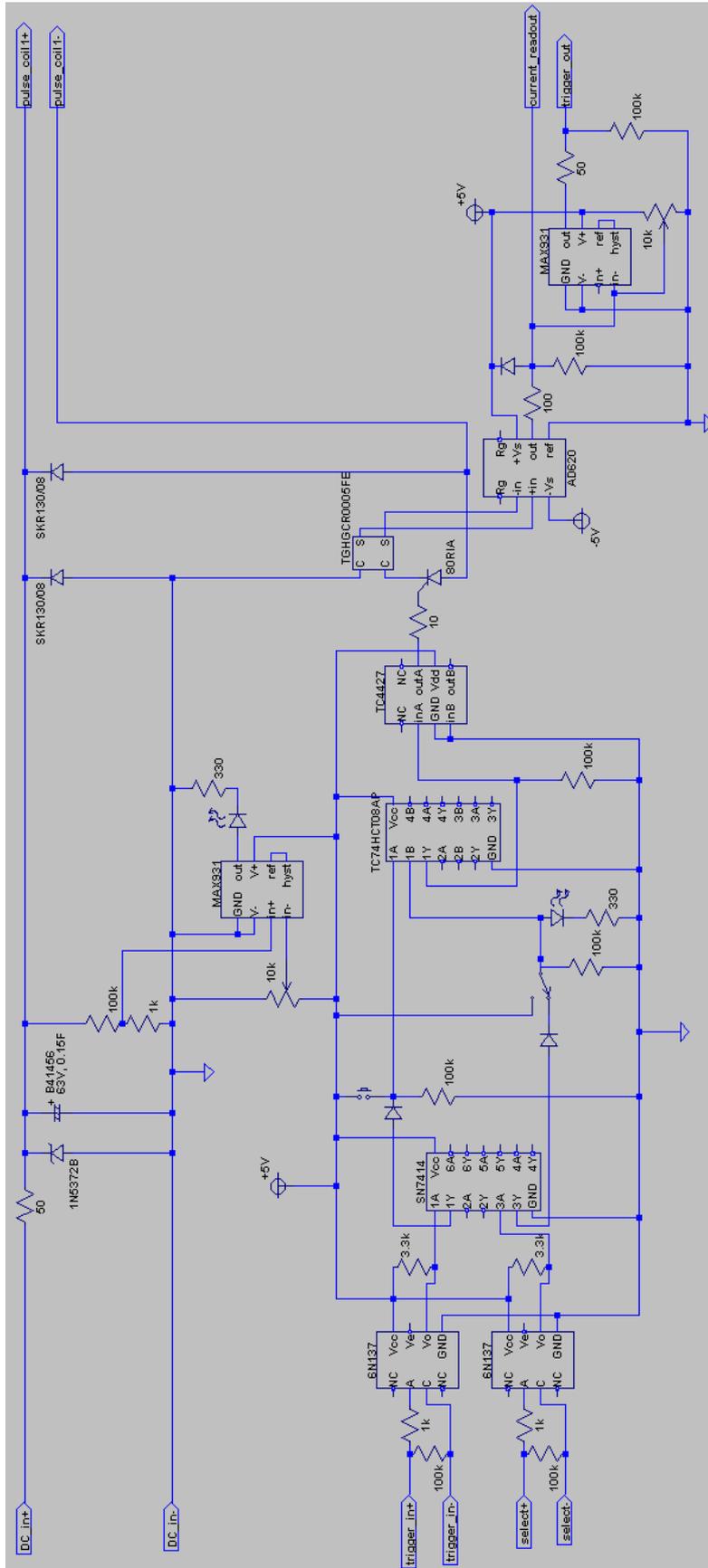


図 31 パルスコイル 1 の制御回路

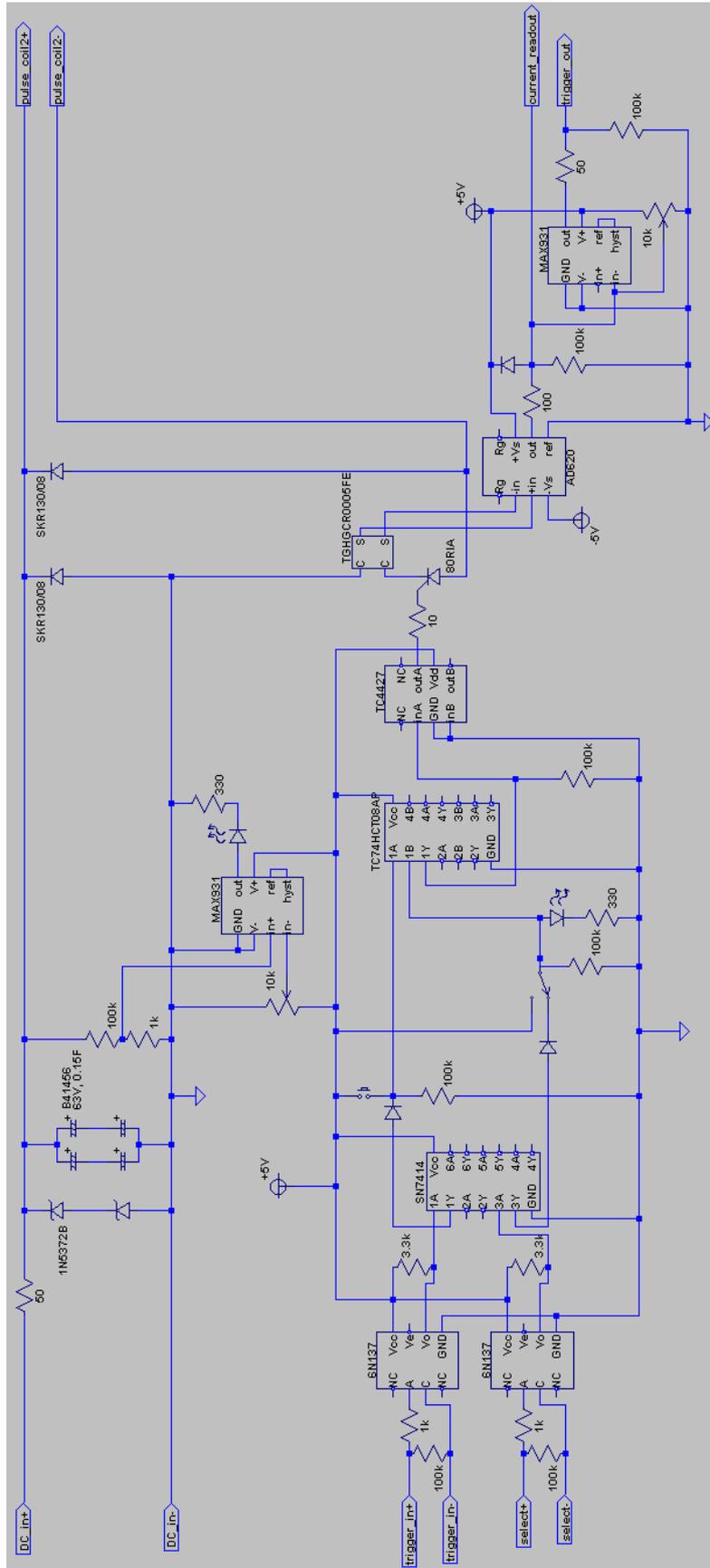


図 32 パルスコイル 2 の制御回路

## 4 H<sup>+</sup> を用いた断熱的な輸送の実践

そこで実際に断熱的な輸送が実現するのかどうか、H<sup>+</sup> を用いて輸送を試みた。この章では H<sup>+</sup> を輸送して、軸方向のエネルギー分布、輸送効率を調べた結果について述べる。H<sup>+</sup> を用いたのは、2013 年は CERN の LHC (Large Hadron Collider) のアップグレードのために加速器が運転されず、AD で反陽子ビームを使用することができなかったためである。H<sup>+</sup> と反陽子では電荷の符号は異なるが、電荷の絶対値、質量がほぼ同じで、原理的にはそのまま適用できるはずである。

■実験装置 図 33 に実験装置の模式図を示す。電子銃、Micro Channel Plate (MCP) は可動式で、図では軸上に挿入された状態を示している。

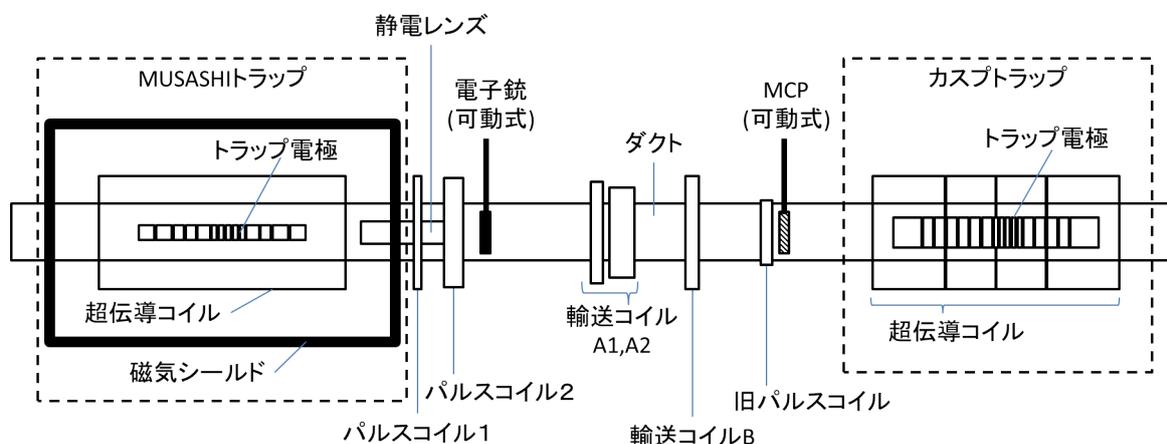


図 33 実験装置の模式図

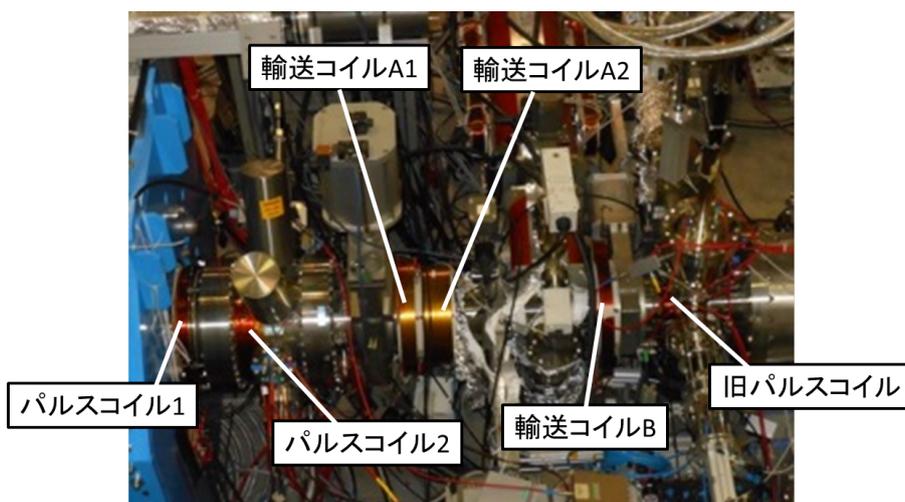
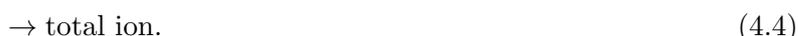


図 34 実際の輸送ライン

## 4.1 MUSASHI トラップにおける H<sup>+</sup> 生成、制御

まず、H<sup>+</sup> の生成、制御について述べる。大部分は過去に行われた実験に準じている [25] が、以下に概要を示す。MUSASHI トラップのボアは通常 4-5K である。ボアを 20 K 程度に温め、壁面に凍結していた H<sub>2</sub> を蒸発させた後、電子銃から電子を入射し、衝突電離によって H<sup>+</sup> を生成した。電子による水素分子のイオン化では、以下の反応があり [21]、



cross section は図 36 の通りである。電子銃での電子のエネルギーは 50eV、水素の分圧は  $1 \sim 3 \times 10^{-8}$  Torr であった。生成された H<sup>+</sup> は、超伝導コイルが作る磁場と、多重リング電極 (Multi ring electrodes, MRE, 図 37) で作られるポテンシャルによって閉じ込められる。

MUSASHI トラップ直下での H<sup>+</sup> の数を測定するためには、トラップの軸上に挿入された電子銃を用いた。電子銃の構造を図 35 に示す [17][23]。電極 A がカソード、電極 B がアノードに相当し、電子を入射する時にだけ電極 A に負の電圧、電極 B に正の電圧がそれぞれ印加される。電極 C、D は GND で、荷電粒子の軌道が影響されないような構造になっている。今回は電極 C で H<sup>+</sup> を回収し、プリアンプ (ORTEC 142AH) を用いて増幅した出力をオシロスコープでモニターした。プリアンプの感度は  $1.6 \times 10^{-1} \mu\text{V}/\text{Electron}$  である [22]。

電子入射から H<sup>+</sup> 放出までの操作で、MUSASHI トラップ電極に印加した電圧を表 4 に示す。図 38 はポテンシャルの模式図を示している。H<sup>+</sup> をトラップするためのポテンシャル形状を作った場合、H<sup>+</sup> をトラップする領域の両脇に電子がトラップされる可能性がある。電荷で粒子数を見積もっているが、電子が混ざっていると電荷が少なく見えるので数を正しく見積もることが出来ない。そこで、電子入射直後の変形では電子がトラップされるのを防いでいる。

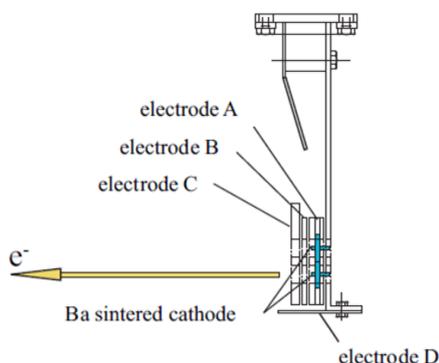


図 35 電子銃の構造 ([17] より引用)

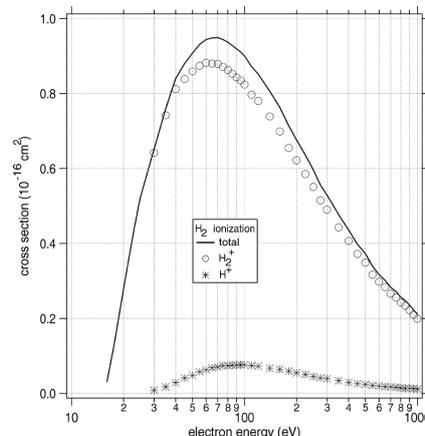


図 36 電子が水素分子に衝突した際のイオン化断面積 ([24] より引用)

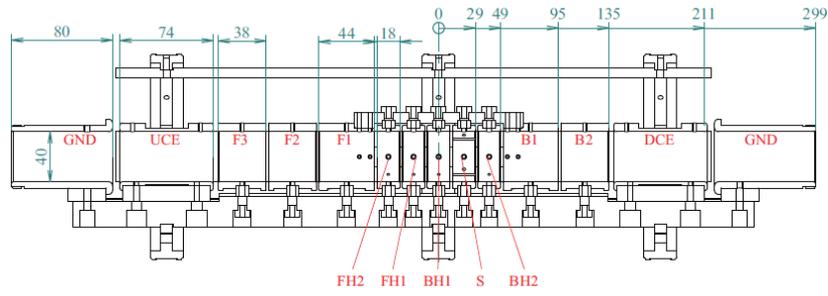


図 37 MUSASHI トラップ MRE の断面図

表 4 MUSASHI トラップ MRE に印加した電圧

電極	印加電圧 [V]					
	電子入射時	電子入射直後	H <sup>+</sup> 閉じ込め時	H <sup>+</sup> 放出直前	H <sup>+</sup> 放出時	
F3	-100	-4	50	50	50	
F2	0	-7	50	50	50	
F1	0	-10	50	50	50	
FH2	-30	-30	20	20	20	
FH1	-45	-45	5	5	5	
BH1	-50	-50	0	0	0	
S	-45	-45	5	0	0	
BH2	-30	-30	20	0	0	
B1	0	-10	50	50	0	← -50 V のパルス
B2	100	-5	50	0	0	

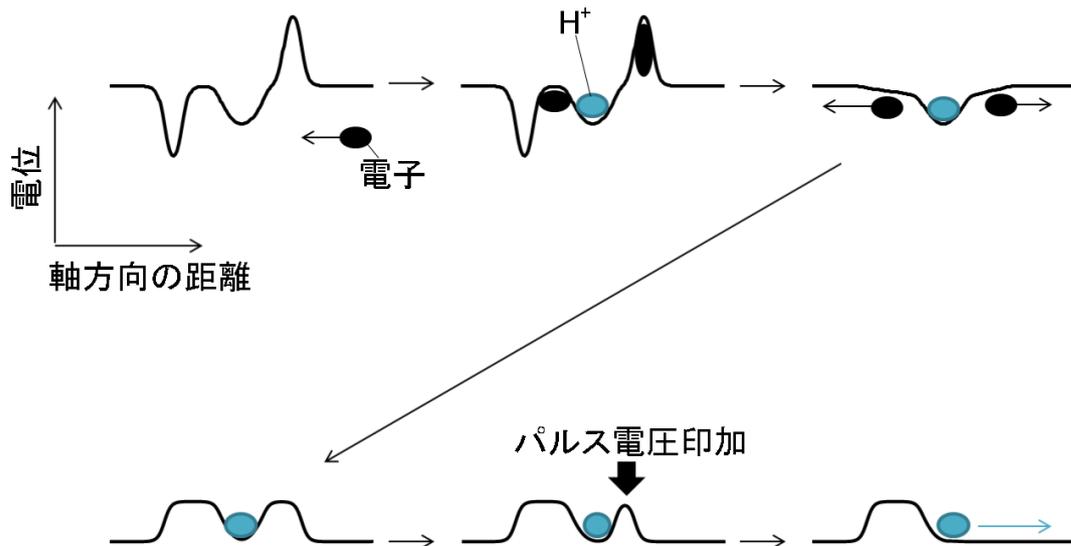


図 38 表 4 に示したポテンシャル変形の模式図

今回の実験で  $H^+$  をトラップした際の標準的な条件を表 5 に示す。この条件下で、MUSASHI トラップ全体のオフセットを 10V とし、パルスコイルに通電しなかった場合、およそ  $1 \times 10^5$  個の  $H^+$  が電子銃で回収された。図 39 に実際のプリアンプの出力信号を示す。

表 5  $H^+$  トラップ時の標準的な条件

電子入射時間	1 s
電子入射回数	4 回
回転電場周波数	244 kHz
回転電場振幅	0.5 V <sub>pp</sub>
回転電場印加時間	120 s

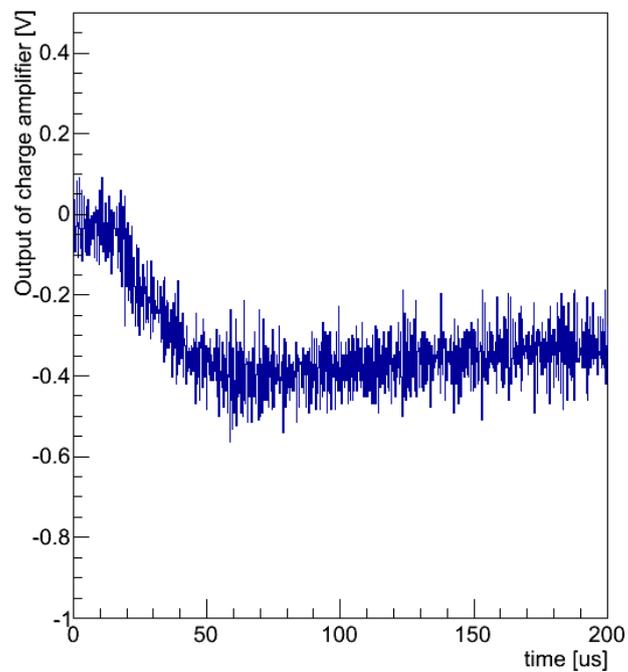


図 39 電子銃に接続したプリアンプの出力

■MUSASHI トラップ直下における温度測定 ここでトラップされた  $H^+$  の温度測定について述べる。 $H^+$  が熱平衡状態にあり、Maxwell-Boltzman 分布に従うと仮定する。図 4 において、最後にパルスを与えるのではなく、 $\sim 1$  ms かけて B1 電極の電位を下げて  $H^+$  を放出することを考える。電子銃で検出される  $H^+$  のうち、Maxwell-Boltzman 分布の高エネルギーの裾野部分からトラップ内の  $H^+$  の温度を見積もることが出来る。裾野部分のみを考えるのは、徐々に  $H^+$  が再分布してトラップ内の温度を反映しなくなるためである。 $H^+$  の温度を  $T$  とおくと

$$\frac{1}{e} \frac{d \log_{10} N(V_{B1})}{dV_{B1}} = \frac{1.05}{k_B T} \quad (4.5)$$

と書ける [26]。ただし、 $N$  は電子銃で検出された  $H^+$  の総数、 $V_{B1}$  はその時の B1 電極の電位、 $k_B$  はボルツマン定数である。MUSASHI トラップ全体のオフセット電圧を 50 V とし、表 5 の条件に加えて、電子入射後に 140 kHz、振幅 10 V の RF を 10 s 印加した場合の温度は  $\sim 1.5$  eV となった (図 40)。新たに RF を印加したのは、 $H^+$  と  $H_2$  の荷電交換反応によって生成する  $H_3^+$  を減らすためである。140 kHz は閉じ込め時のポテンシャルにおける  $H_3^+$  の軸方向の振動数であり、振幅の大きい RF を印加して軸方向の運動を励起することでトラップから  $H_3^+$  を減らすことが出来る [25]。

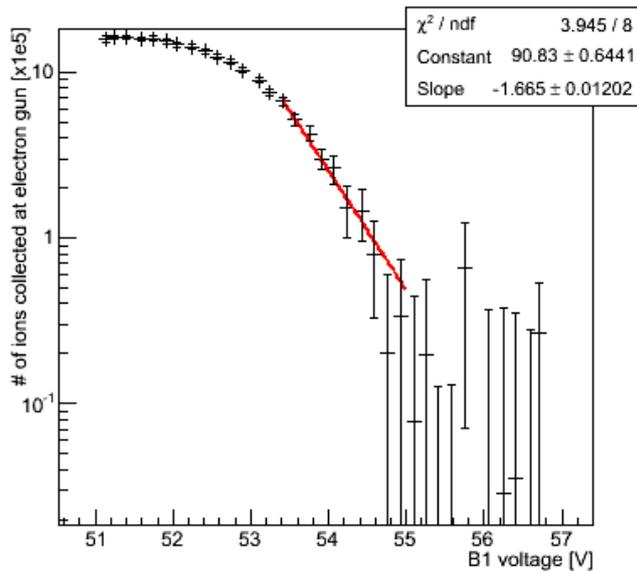


図 40 温度測定

## 4.2 MUSASHI トラップ直下における H<sup>+</sup> のエネルギー分布測定

この章では MUSASHI トラップ直下での、輸送前の H<sup>+</sup> の軸方向エネルギー分布測定について述べる。

通常 GND に落ちている DCE 電極に電圧を印加し、電位障壁として用いて測定を行った。MUSASHI トラップ全体のオフセット電圧は 10 V、20 V、150 V の三通りとした。3 つ全ての場合にパルスコイル 1、2 を励磁した。これは磁場の発散を抑えるためである。Delay Generator(Stanford, DG535) を用いて、パルスコイル 1、2 の磁場が最大の時に H<sup>+</sup> が通過するように調整した (図 41)。

DCE 電極の位置での軸上の電位を横軸とし、電子銃で回収された電荷量を縦軸としてプロットした結果を図 43 に示す。正規分布の累積分布関数を使ってフィッティングを行った場合のパラメータを表 6 にまとめた。平均値を  $\mu$ 、標準偏差を  $\sigma$  とした。エネルギー分布の幅として  $\sigma$  の値に注目すると、MUSASHI トラップのオフセット電圧によらず、エラーバーの範囲で  $\sim 2.5\text{eV}$  となった。 $\mu$  の値に注目すると、オフセット電圧から想定されるよりも、H<sup>+</sup> のエネルギーの平均値が  $\sim 5\text{eV}$  高かった。H<sup>+</sup> 放出時のポテンシャルの変形では負のパルスを与えており (表 4)、加速させることはない。引き出し直前の変形でポテンシャルの底の電位は  $\sim 1.5\text{V}$  であり (図 42)、オフセット電圧に対してこの分平均エネルギーが上がると考えられるが、 $5\text{eV}$  には満たない。H<sup>+</sup> から H<sub>3</sub><sup>+</sup> への電荷交換反応による発熱と、トラップ内の気体分子との衝突によるエネルギー損失が平衡になっている可能性が考えられる。

表 6 軸方向エネルギー分布をフィッティングした結果

MUSASHI トラップオフセット電圧	$\mu$	$\sigma$
10 V	$16.2 \pm 0.4\text{eV}$	$2.3 \pm 0.5\text{eV}$
20 V	$25.5 \pm 0.5\text{eV}$	$3.2 \pm 0.5\text{eV}$
150 V	$153.7 \pm 0.3\text{eV}$	$3.2 \pm 0.5\text{eV}$

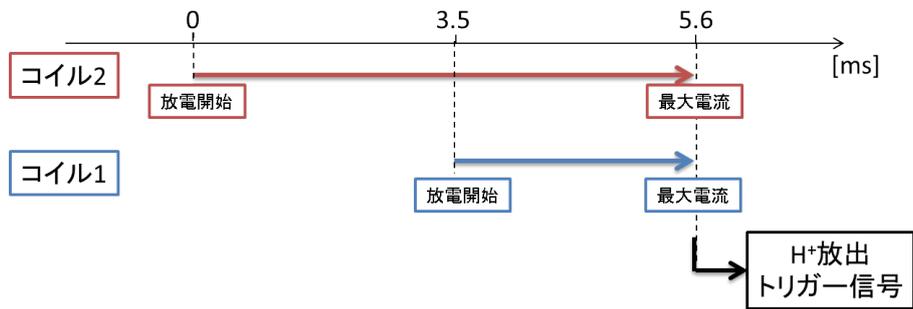


図 41 パルスコイル放電の模式図

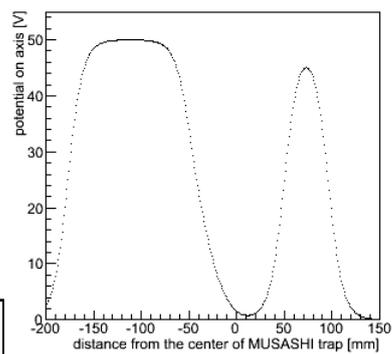


図 42 H<sup>+</sup> 引き出し直前における中心軸上のポテンシャル分布 (オフセット電圧を 0 とした場合)。

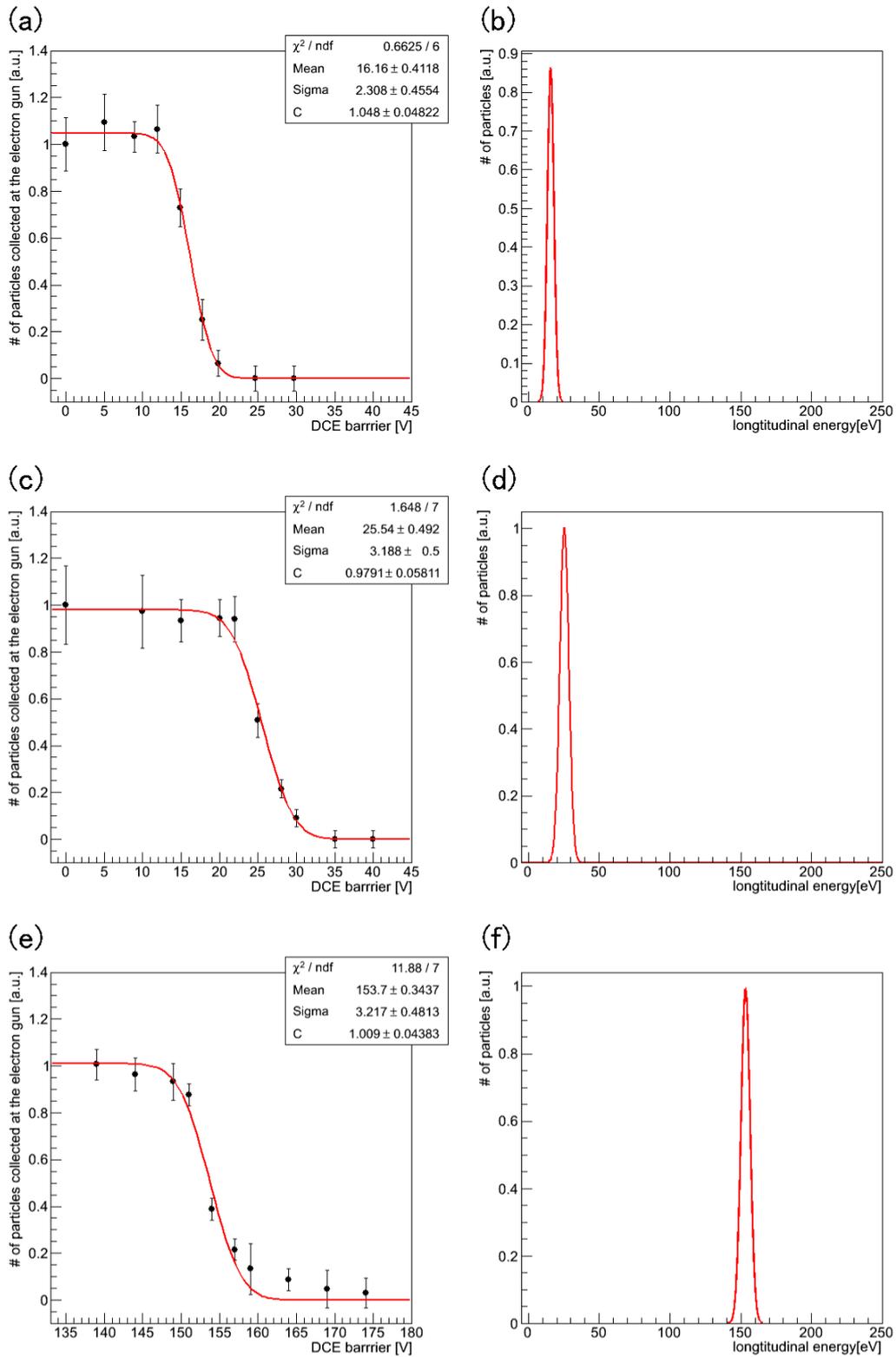


図 43 MUSASHI トラップ直下で測定した  $H^+$  の軸方向のエネルギー分布。(a)MUSASHI トラップのオフセット電圧が 10 V の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング (赤線)。(b)(a) のフィッティング結果の正規分布。(c)MUSASHI トラップのオフセット電圧が 20 V の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング (赤線)。(d)(c) のフィッティング結果の正規分布。(e)MUSASHI トラップのオフセット電圧が 150 V の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング (赤線)。(f)(e) のフィッティング結果の正規分布。

#### 4.2.1 引き出し方によるエネルギー分布の変化

2012年のビームタイムで反陽子に対して行っていたポテンシャル変形(表8、図44)を $H^+$ に適用して、MUSASHIトラップ直下でのエネルギー分布の幅を測定した(図45)。MUSASHIトラップのオフセット電圧は150Vとした。式2.2を使ってフィッティングを行った場合のパラメータを表7にまとめた。

4.2の結果と比べて、エネルギー分布の幅が広がり、全体として加速されていることが分かる。ただしパルス幅が短くなり、輸送効率、トラップ効率の向上に繋がっていたと考えられる(図46)。

表7 引き出し方を変えた場合の軸方向エネルギー分布の変化

条件	$\mu$	$\sigma$
4.2の引き出し方の場合	$153.7 \pm 0.3 \text{ eV}$	$3.2 \pm 0.5 \text{ eV}$
4.2.1の引き出し方の場合	$165 \pm 2 \text{ eV}$	$10.2 \pm 1.6 \text{ eV}$

表8  $H^+$  放出時のMREへの印加電圧

電極	印加電圧 [V]					
	閉じ込め時	変形			放出直前	放出時
F3	50	50	50	50	50	50
F2	50	50	50	50	50	50
F1	50	0	50	50	50	50
FH2	20	0	0	50	50	50
FH1	5	0	0	50	50	50
BH1	0	0	0	50	50	50
S	5	0	0	20	50	50
BH2	20	0	0	0	-100	-100
B1	50	5	20	20	0	105 ← +105Vのパルスを印加
B2	50	50	50	50	-100	-100

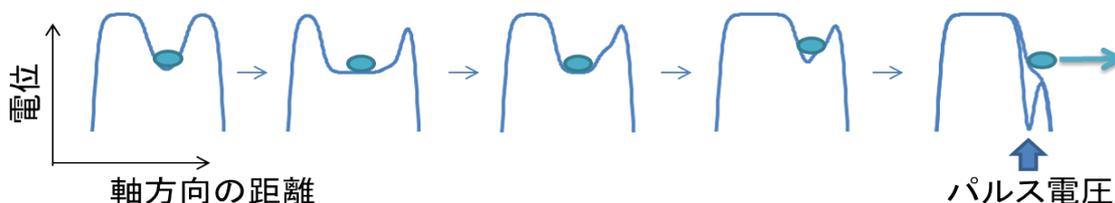


図44  $H^+$  放出時のポテンシャル変形の模式図

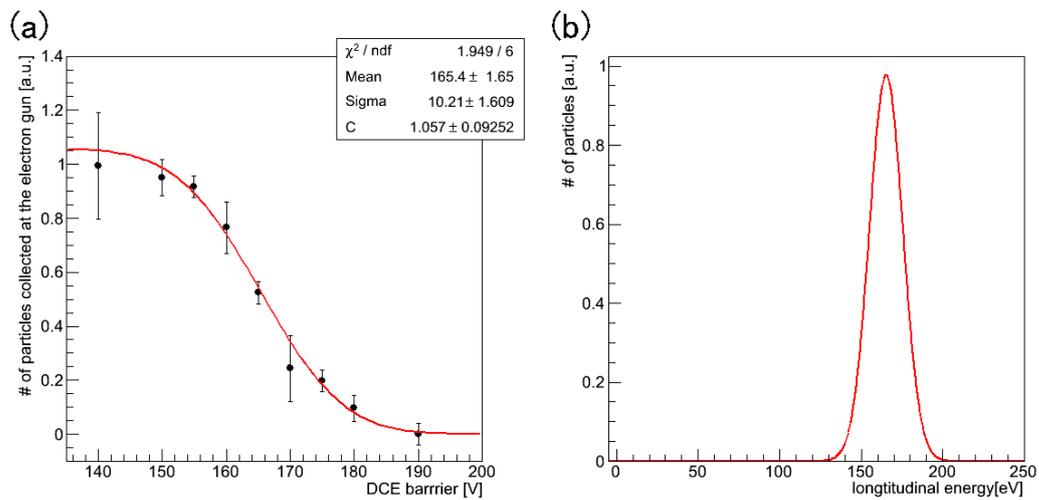


図 45 MUSASHI トラップ直下で測定した  $H^+$  の軸方向のエネルギー分布。(a)MUSASHI トラップのオフセット電圧が 150 V の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング (赤線)。(b)(a) のフィッティング結果の正規分布。

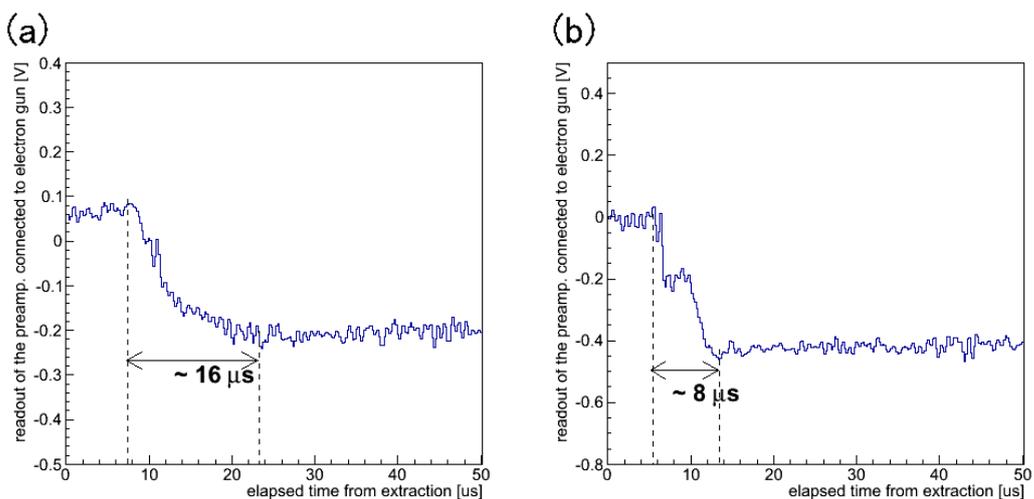


図 46 パルス幅の比較。(a) 表 4 の引き出し方の場合。(b) 表 8 の引き出し方の場合。

### 4.3 MUSASHI トラップからカスプトラップへの輸送

次に、MUSASHI トラップからカスプトラップへの輸送について述べる。MUSASHI トラップからカスプトラップへの輸送途中の情報を得るため、電子銃に加えて Micro Channel Plate (MCP) を使用した。今回の測定に用いた MCP 付近の構造を図 47 に示した。

$H^+$  数測定には、front で  $H^+$  を回収し、プリアンプで増幅した出力をオシロスコープでモニターした。 $H^+$  が front に衝突して二次電子が放出されると、見かけの正の電荷量が増える可能性がある。したがって MUSASHI のオフセット電圧を 150 V とした場合は、front に 30 V の電圧を印加して二次電子の放出を抑制した。MUSASHI からの  $H^+$  の放出には図 4 で示した変形を用いた。表 5 の条件で、MUSASHI オフセット電圧を 10 V とし、輸送コイル A1、A2、B に 53 A の電流を流した場合のプリアンプの出力を図 48 に示す。プリアンプの出力から Time Of Flight (TOF) を見ると  $\sim 36.0 \mu\text{s}$ 、 $\sim 62.3 \mu\text{s}$  で主な成分が読み取れる。MUSASHI 中心から MCP までの距離は  $\sim 2\text{ m}$  で、15 eV の  $H^+$  では  $37.3 \mu\text{s}$  かかるため、最初の立ち上がりは  $H^+$  に相当すると考えられる。また、 $36.0 \mu\text{s} \times \sqrt{3} = 62.3 \mu\text{s}$  より、二番目の立ち上がりが  $H_3^+$  に相当すると考えられる。図 36 より生成時には  $H^+$ 、 $H_2^+$  が主な成分であったと考えられるが、MUSASHI トラップでの操作中に荷電交換反応が起きたと考えられる [25]。

また、MCP と背面に設置された Phosphor Screen (PS) を用いて輸送途中の粒子集団の二次元プロファイル測定も行った。原理は以下の通り。front と back 間に高電圧を印加すれば、荷電粒子は MCP により増幅され、二次電子が放出される。back の背面には Phosphor screen (PS) が設置されており、back と PS 間に高電圧を印加し、二次電子が PS に衝突すれば像を得られる。CCD カメラで撮影した MCP 像と実際の位置関係を図 49 に示す。AD の実験エリアの配置にならって、MUSASHI トラップからカスプトラップの方を向いた時に右手側を ASACUSA 側、左手側を ALPHA 側と呼ぶ。

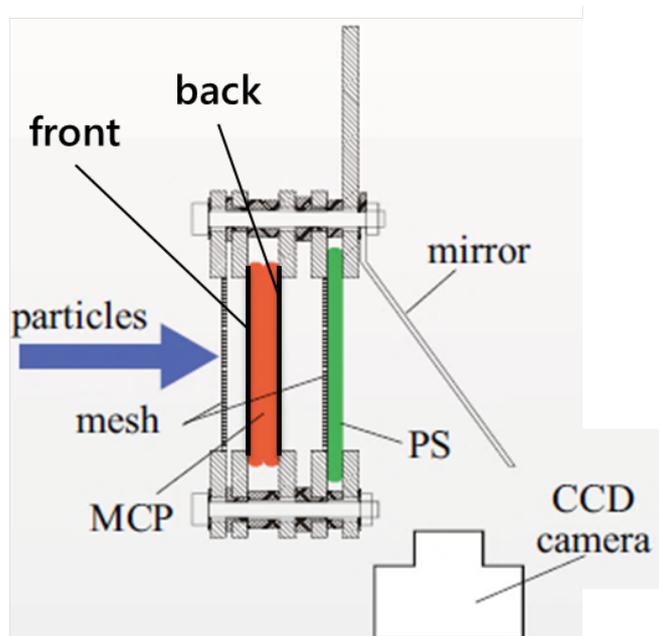


図 47 MCP 付近の構造 ([17] より引用、改変)

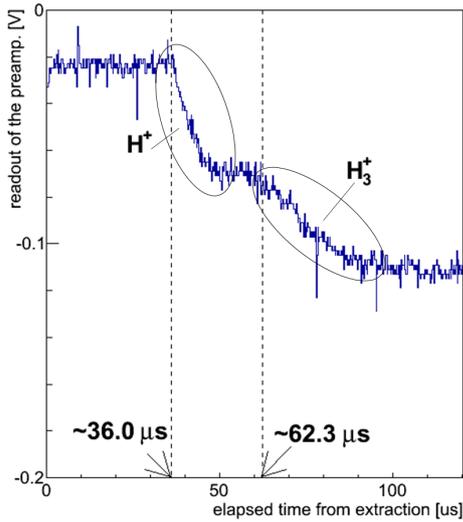


図 48 粒子数を測定するために MCPfront に接続したプリアンプの出力

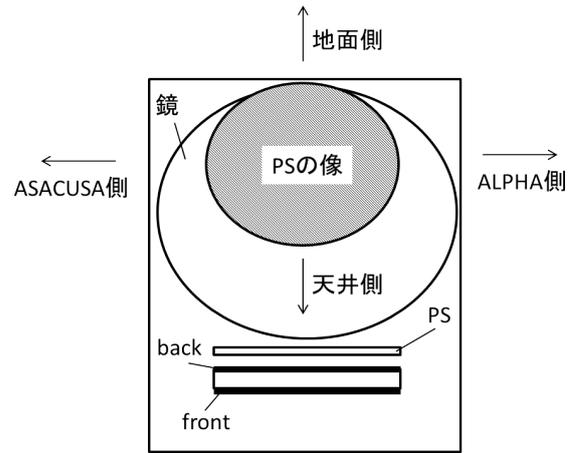


図 49 CCD で撮影した MCP 像と実際の方向の対応

■MCP の増幅率について  $H^+$  と  $H_3^+$  では MCP の増幅率が異なることが知られている [27]。front-back 間、back-PS 間の電位差が等しくなるように MCP の印加電圧を変えた時の MCP 像の変化を図 51 に示す。MUSASHI トラップのオフセット電圧は 10 V である。4.3.6 までは粒子が  $\sim 150$  eV の運動エネルギーで MCP に衝突するように MCP に印加する電圧を調整していたが、4.3.6 以降は像の見易さを考慮して 500 eV になるようにした。150 eV と 500 eV では光量は異なるが、中心の位置はそれほど差がなく、主に像の位置に注目している今回の測定では問題がないと考える。

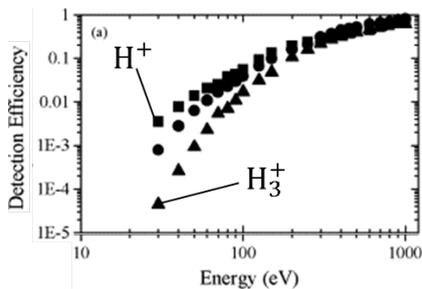


図 50 MCP の増幅率 ([27] より引用、改変)

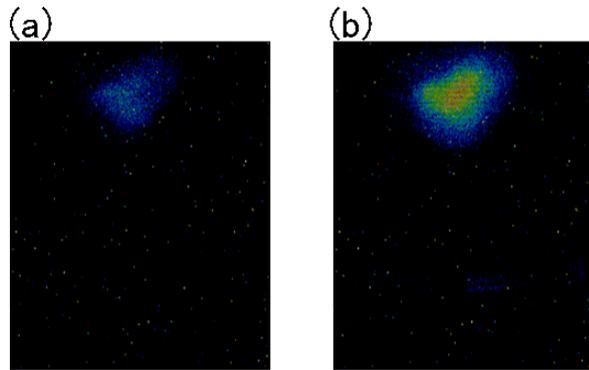


図 51 MCP 印加電圧を変えた時の像の変化。(a) 印加電圧を (front, back, PS)=(-140 V, 1560 V, 2160 V) とした場合。(b) 印加電圧を (front, back, PS)=(-490 V, 1200 V, 1800 V) とした場合。

4.2 で見たように、MUSASHI トラップオフセット電圧に対して電子銃の位置で測定した際の平均エネルギーは  $\sim 5\text{eV}$  高かったが、以下に条件を示す際には、簡単のため入射エネルギーとしてオフセット電圧分のエネルギーを表示する。また、MCP 像には白い点線でスクリーンのフチを示した。

#### 4.3.1 パルスコイル 1 による影響

まず、追加したパルスコイルによって粒子の輸送がどう変化するかを見た結果について示す。表 9 に示した条件を固定してパルスコイル 1 の電流依存性を調べた。電子銃と MCPfront それぞれで回収された粒子数の変化を図 52 に示す。MCP 像を図 53 に示す。大きな変化が見られなかった。

表 9 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 2 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	0	53	53	0

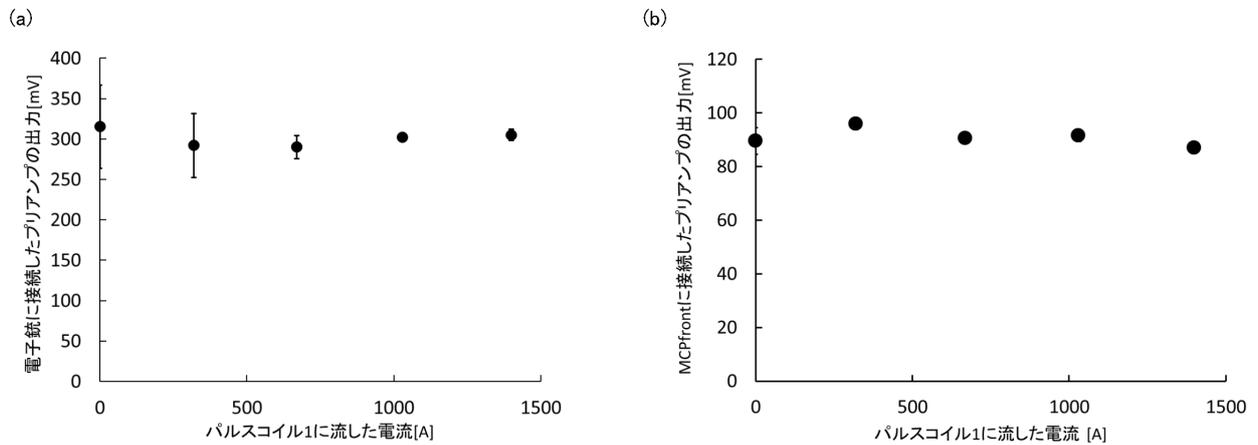


図 52 (a) 電子銃に接続したプリアンプ出力とパルスコイル 1 電流依存性、(b)MCPfront に接続したプリアンプ出力とパルスコイル 1 電流依存性。

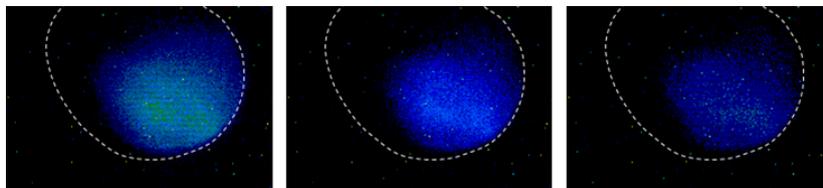


図 53 パルスコイル 1 の電流を変えた時の MCP 像の変化、電流は左から 0 A、700 A、1400 A。

### 4.3.2 パルスコイル 2 による影響

次に、パルスコイル 2 によって輸送がどう変化するかを見た結果について示す。表 10 に示した条件は固定し、パルスコイル 2 の電流のみを変化させるた時の MCP 像を図 54 に示す。像を見る際の MCP 印加電圧は front -100 V、back 1600 V、PS 2200 V とした。電流を増やした場合に、MCP の像が見えなくなった。コイルがダクトに対して傾いていることが疑われたため、パルスコイル 2 が巻き付けられているダクトのフランジとパルスコイル 2 の端との距離を 4 箇所所で測定した。すると、コイルの直径は  $\sim 30$  cm なので、コイルはダクトに対して  $\sim 4/300 = 1/75$  radian 傾いていた (図 55)。コイルが傾いていることで、軌道計算で想定した軸対称な磁場ではなくなり、MCP 像の位置が変化した可能性がある。

表 10 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
50	700	18	15	0

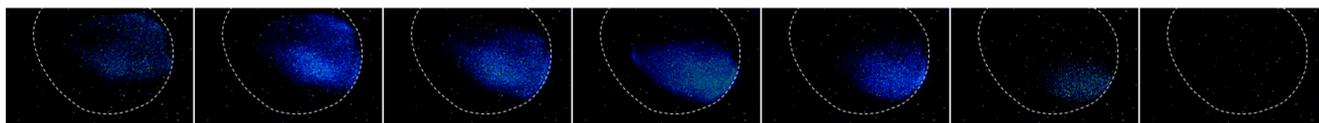
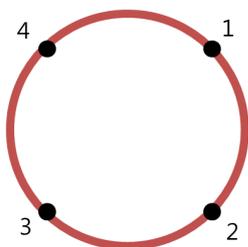


図 54 パルスコイル 2 の電流を変えた時の MCP 像の変化。電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A、1230 A。



位置	1	2	3	4
フランジ-パルスコイル 2 間距離 [mm]	13	17	15	11

図 55 カスプトラップ側から見たパルスコイル 2 の模式図と 4 点でのフランジ-パルスコイル 2 間距離

■ベローで補正を試みた場合 そこで、コイルの傾きを、コイルが巻き付けられているダクトごと傾けて補正することを試みた。パルスコイル1とパルスコイル2の間にはベローによって繋がれたフランジがあり、ボルトで6箇所を固定している(図56)。6つのボルトの位置におけるフランジと鏝の距離を調整することで、パルスコイル2が巻き付けられているダクトを上下に傾けようと試みた(図57)。表11に示した条件は固定し、パルスコイル2の電流値のみを変化させて依存性を見た。MCPfrontで回収された粒子数の変化と、MCP像の変化を示す(図58-61)。像を見る際のMCP印加電圧はfront -100 V、back 1600 V、PS 2200 Vとした。1/100 radian傾けたものの、上部を伸ばした場合は輸送効率がやや悪化し、下部を伸ばした場合と何もなかった場合では大きな変化がないという結果になった。

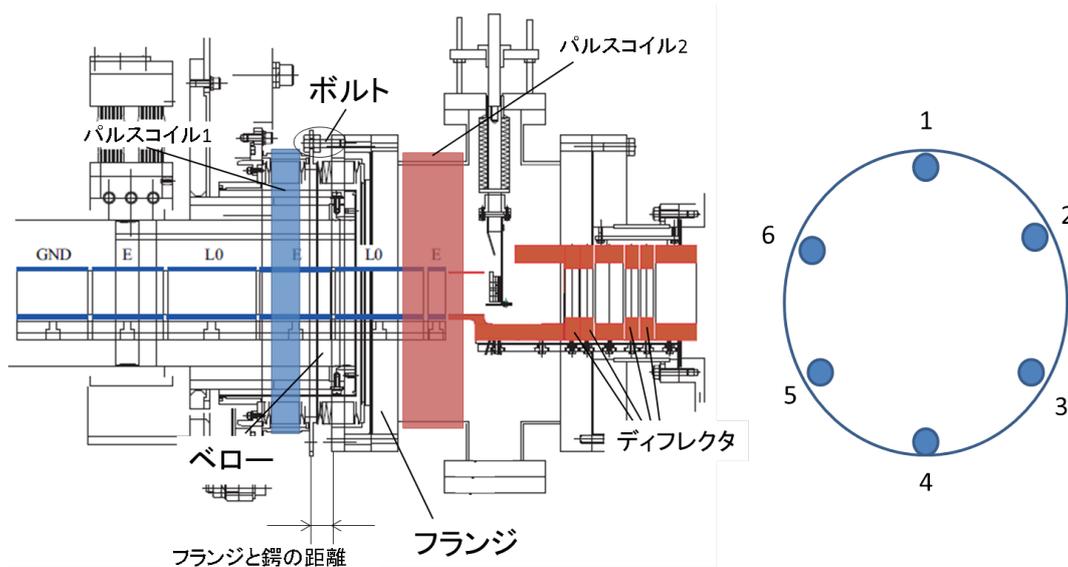


図56 左：MUSASHIトラップ出口付近の構造 ([17]より引用、改変)、  
右：カスプトラップ側から見たフランジの模式図とボルトの位置

ボルト の位置	フランジ-鏝間距離 [mm]		
	傾ける前	上部を 3mm 伸ばした場合	下部を 3mm 伸ばした場合
1	24.5	27.4	24.4
2	24.85	26.1	25.05
3	25.4	25.5	26.3
4	24.6	24.4	27.3
5	25.5	25.7	26.6
6	25.1	26.5	25.3

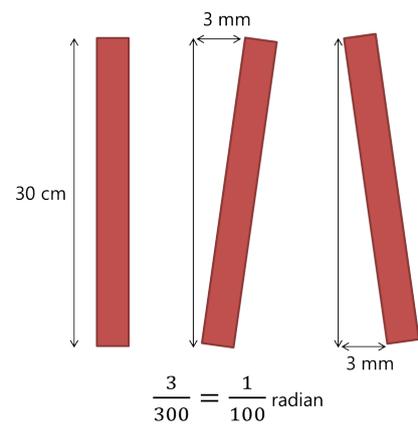


図57 フランジ-鏝間距離と傾きの模式図

表 11 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
50	700	18	15	0

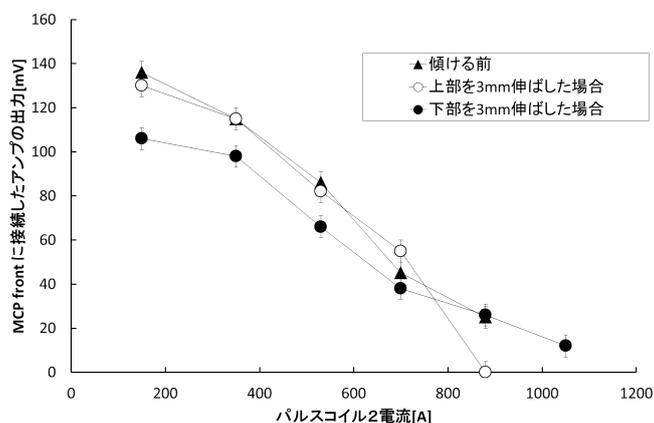


図 58 MCPfront に接続したプリアンプ出力のパルスコイル 2 の電流依存性

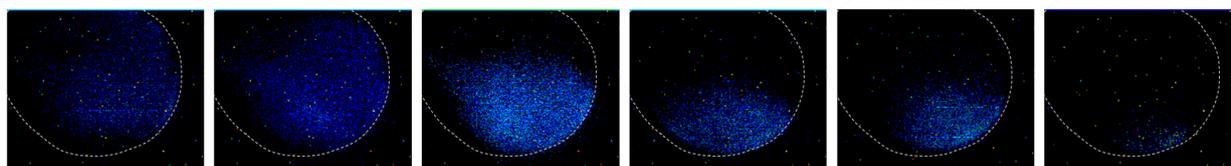


図 59 パルスコイル 2 の電流を変えた時の MCP の像の変化 (傾ける前)。  
電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A。

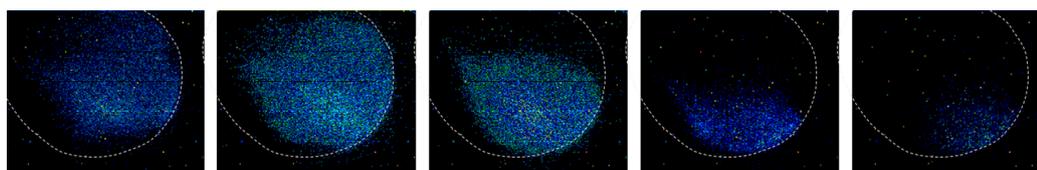


図 60 パルスコイル 2 の電流を変えた時の MCP の像の変化 (上部を 3 mm 伸ばした場合)。  
電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A。

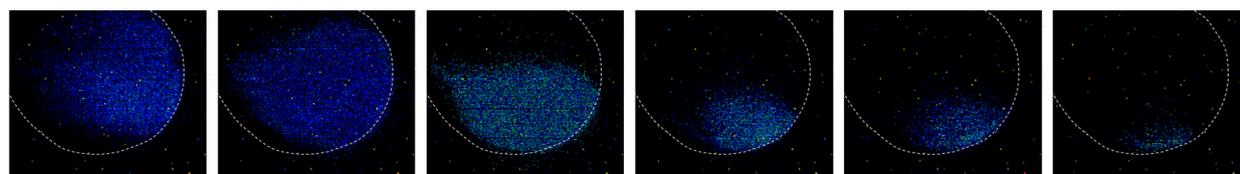


図 61 パルスコイル 2 の電流を変えた時の MCP 像の変化 (下部を 3 mm 伸ばした場合)。  
電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A。

■パルスコイル 2 を巻き直した場合　そこで今度は、パルスコイルの傾きを改善するためパルスコイル 2 を巻き直した。巻き直した後に図 55 と同じ測定をしたところ、傾きは  $\sim 1/300$  radian となり、改善した (表 12)。ここで再び表 10 に示した条件を固定して再びパルスコイル 2 の電流のみを変えながら測定を行ったところ、改善が見られたが (図 62、63)、電流を増やすと輸送効率が低下する傾向は残った。

一方で、軸上を直進していた粒子がパルスコイル 2 の位置で軌道が曲げられ直進したとしても、パルスコイル-MCP 間距離は  $\sim 1.4$  m なので直径 4 cm の MCP に収まるのは  $1/70$  radian までである。したがって、パルスコイル 2 の傾きのみが原因ではない可能性がある。

表 12 フランジ-パルスコイル 2 間距離

位置	1	2	3	4
フランジ-パルスコイル 2 間距離 [mm]	14	13	13	13

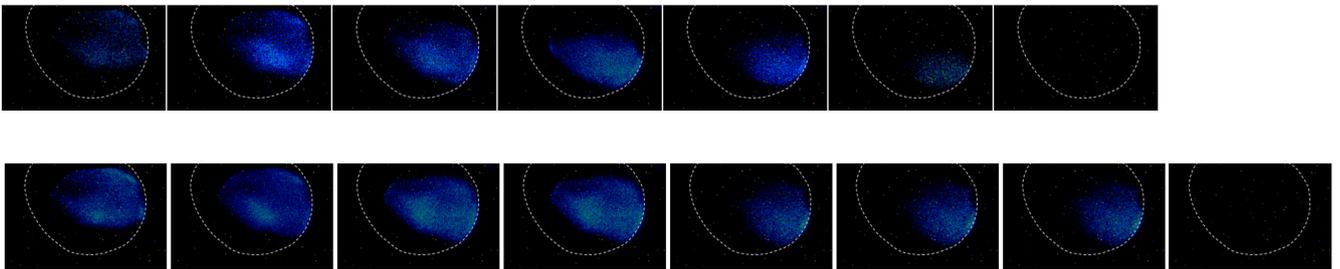


図 62 上：パルスコイル 2 の電流を変えた時の MCP 像の変化 (巻き直し前)。

電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A、1230 A。(図 54 に同じ)。

下：パルスコイル 2 の電流を変えた時の MCP 像の変化 (巻き直し後)。

電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A、1230 A、1400 A。

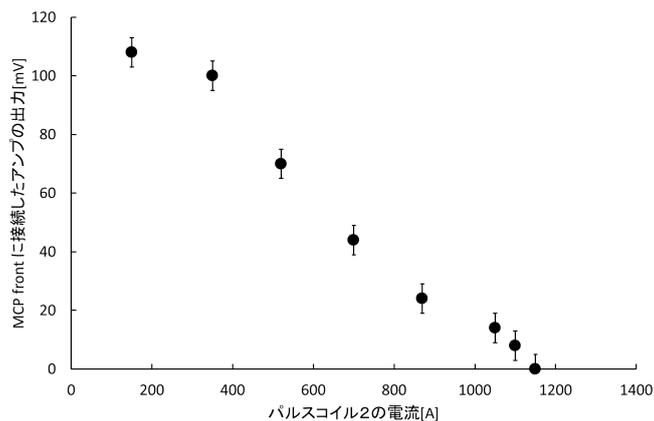


図 63 MCPfront に接続したプリアンプ出力のパルスコイル 2 電流依存性 (巻き直し後)

■入射エネルギーを変えた時 次に、入射エネルギーに対する依存性について述べる。表 13 に示した条件でパルスコイル 2 電流依存性を見た。MCP 像の変化を図 64 に示す。入射エネルギーが 50 eV の時には電流が 700 A 程度で像が見づらいのに対し、10 eV の時には 1050 A でも像を見ることが出来る。このことから、粒子の軌道が軸方向に対して曲がっている可能性が考えられる。粒子の速度が速いと曲がった方向に進みやすいのに対し、遅いものは磁力線に沿いやすいためである。一方でパルスコイルの電流を上げて像の中心が一度見やすくなっているのは、MUSASHI トラップ出口の磁場の発散を抑えているためと考えられる。

表 13 輸送条件

入射 エネルギー [eV]	新パルス コイル 1 電流 [A]	輸送コイル A1, A2, B 電流 [A]	MCP front 印加電圧 [V]	MCP back 印加電圧 [V]	MCP PS 印加電圧 [V]
10	700	43	-140	1560	2160
30	700	43	-120	1580	2180
50	700	43	-100	1600	2200

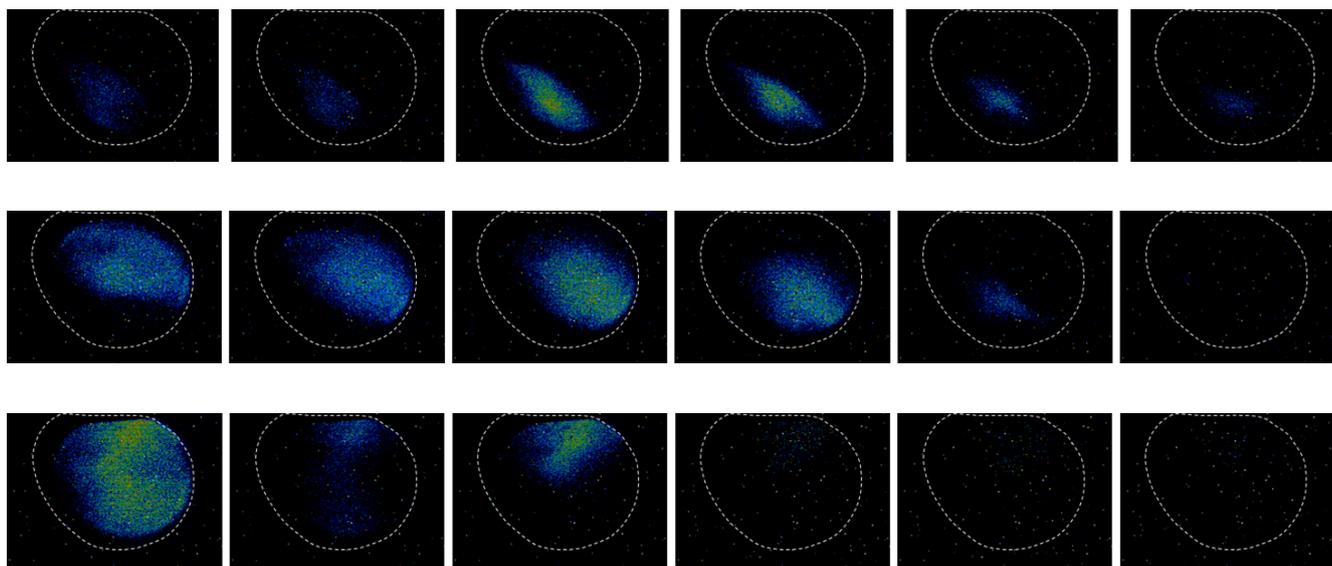


図 64 パルスコイル 2 に流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。上：入射エネルギーが 10 eV の時。電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A。中：入射エネルギーが 30 eV の時。電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A。下：入射エネルギーが 50 eV の時。電流は左から 150 A、350 A、530 A、700 A、880 A、1050 A。

### 4.3.3 斜めに傾いたコイルを追加して補正を試みた場合

次に、パルスコイル 2 の上から、故意に傾けて新たに銅線を 5 周巻き付け (図 65)、旧パルスコイルの制御回路を転用してパルスコイルとして使用し、輸送がどう変化するかを見た結果について示す。

■パルスコイル 1 は使用し、パルスコイル 2 は使用しない場合 表 14 に示した条件は固定し、斜めコイルの電流依存性を見た。MCPfront で回収された粒子数の変化と、MCP 像の変化を示す (図 66、67)。像を見る際の MCP 印加電圧は front -490 V、back 1310 V、PS 1910 V とした。200 A 流した時にやや増加し、さらに電流を増やすと減少している。

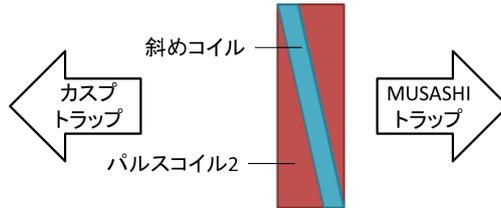


図 65 斜めに傾けたコイル

表 14 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	新パルスコイル 2 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	1400	0	53	53	0

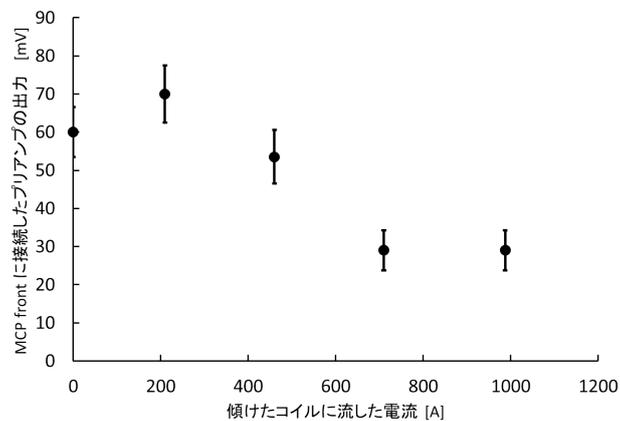


図 66 MCPfront に接続したプリアンプ出力の斜めコイル電流依存性

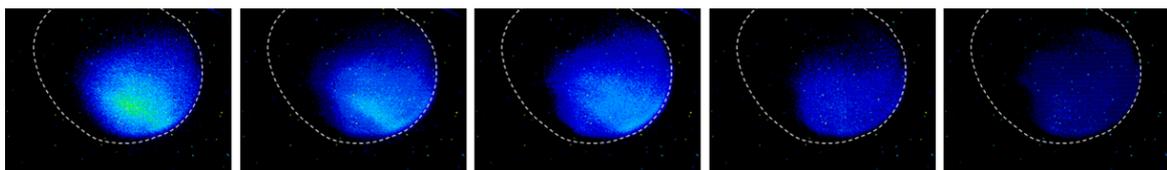


図 67 傾けたパルスコイルに流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。電流値は左から 0 A、220 A、460 A、700 A、980 A。

次に、斜めコイルの傾きを変えて同様の測定を行った (図 68)。表 15 に示した条件は固定し、斜めコイルの電流依存性を見た。MCPfront で回収された粒子数の変化と、MCP 像の変化を示す (図 69、70)。像を見る際の MCP 印加電圧は front -490 V、back 1310 V、PS 1910 V とした。電流を増やすと輸送効率は下がっている。これらの結果より、粒子の軌道が中心軸上から上下方向にずれている可能性が考えられる。

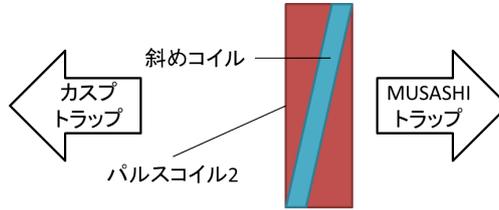


図 68 斜めに傾けたコイル

表 15 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	新パルスコイル 2 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	1400	0	53	53	0

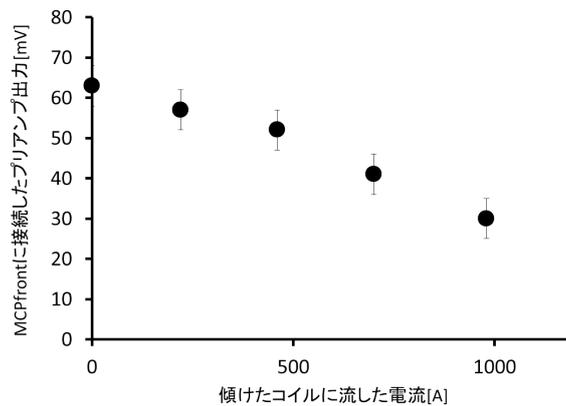


図 69 MCPfront に接続したプリアンプ出力の斜めコイル電流依存性

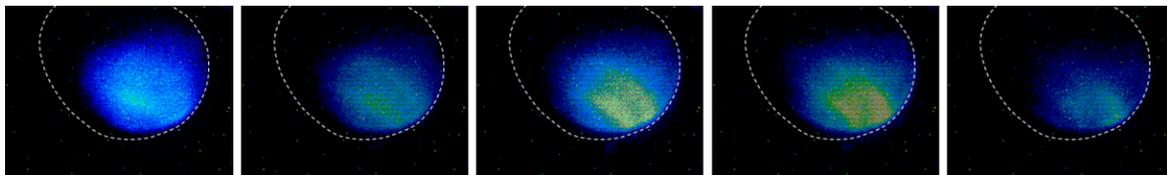


図 70 斜めコイルに流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。  
電流値は左から 0 A、220 A、460 A、700 A、980 A。

■パルスコイル 1、2 共に使用した場合 斜めコイルの傾きは図 65 の通りとし、パルスコイル 1、2 の電流を固定して、斜めコイルの電流依存性を見た。輸送条件は表 16 の通りである。MCPfront で回収された粒子数の変化と、MCP 像の変化を示す (図 71、72)。像を見る際の MCP 印加電圧は front -490 V、back 1310 V、PS 1910 V とした。1000 A 流した場合にはやや輸送効率の改善がみられ、像の中心が ASACUSA 側かつ地面側に移動したものの、大きな変化はなかった。また、通電時にパルスコイルが動くことの無いよう支えを入れて固定した場合の測定も行ったが、大きな差は見られなかった。

表 16 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	新パルスコイル 2 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	1400	1400	53	53	0

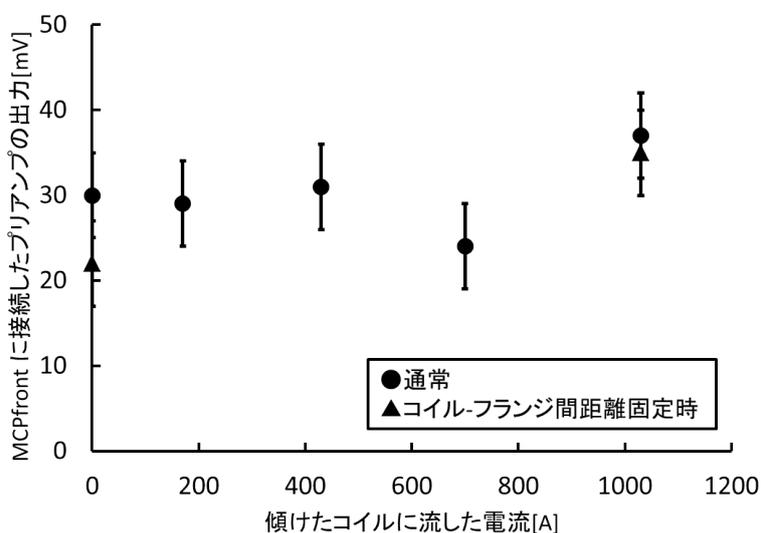


図 71 MCPfront に接続したプリアンプ出力の傾けたコイル電流依存性

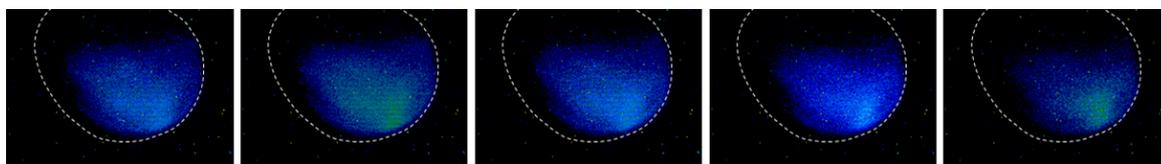


図 72 傾けたパルスコイルに流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。  
電流値は左から 0 A、170 A、430 A、700 A、1030 A。

■斜めコイルを使用してパルスコイル 2 の電流を変えた場合 斜めコイルの傾きは図 65 の通りとし、斜めコイルの電流値を固定して、パルスコイル 2 の電流依存性を見た。輸送条件は表 17 の通りである。MCPfront で回収された粒子数の変化と、MCP 像の変化を示す (図 73、74)。像を見る際の MCP 印加電圧は front -490 V、back 1210 V、PS 1810 V とした。1250 A 流した場合にやや輸送効率の改善がみられ、電流を増やすと像の中心は ALPHA 側かつ天井側に移動しているが、大きな変化はなかった。

表 17 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	輸送コイル 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	旧パルスコイル B の電流 [A]	斜めコイル 電流 [A]
10	1400	53	53	0	1000

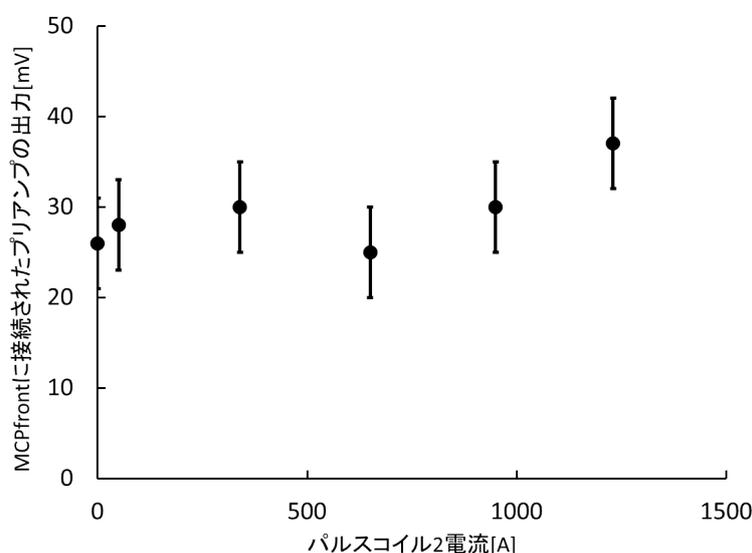


図 73 MCPfront に接続したプリアンプ出力のパルスコイル 2 電流依存性

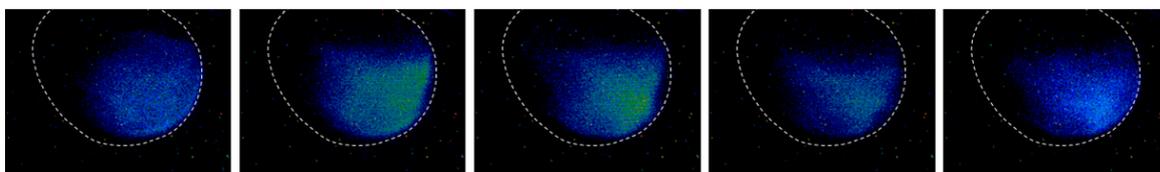


図 74 新パルスコイル 2 に流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。  
電流値は左から 55 A、350 A、660 A、950 A、1250 A。

#### 4.3.4 ディフレクタによる補正を試みた場合

表 18 に示した条件を固定し、パルスコイル 2 の電流のみを変化させて電子銃の位置で粒子数を見ると、MCP の位置で見た場合に減ったのに対してむしろ増加傾向にある (図 75)。したがってパルスコイル 2 と MCP の間で粒子が失われたと考えられる。そこでパルスコイル 2 の下流に設置されたディフレクタ (図 56) による影響を見た。ディフレクタの構造を図 76 に模式的に示す。粒子を軸と平行に移動させたところ、より多くの粒子が MCP に衝突するようになり、丸みを帯びた像になっていることが分かる (図 77)。印加した電圧から、ディフレクタの位置に来たときに粒子の軌道がディフレクタの中心に対して ALPHA 側かつ上側にあったと考えられる。また、輸送ライン付近にはターボポンプと光電子増倍管の磁気シールドが設置されている。磁気シールドによって磁場が影響を受けることを懸念し、取り去って測定を行ったが、MCP 像から大きな変化は読み取れなかった。

表 18 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	1400	53	53	0

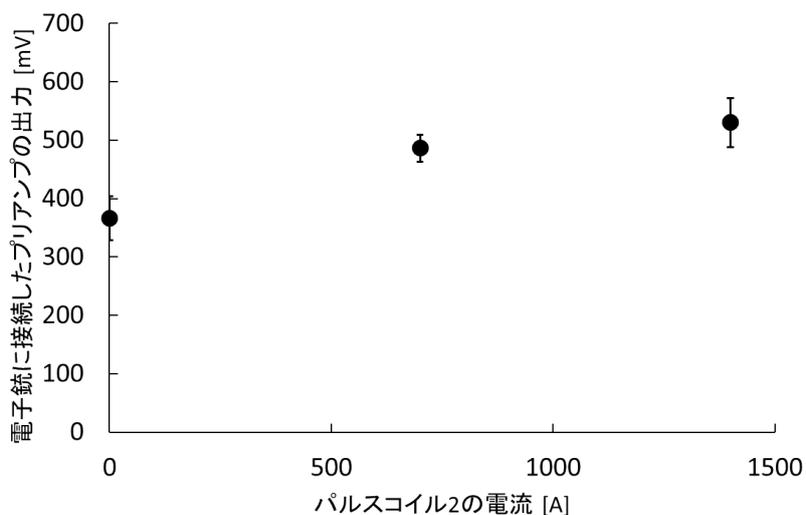


図 75 電子銃に接続したプリアンプ出力のパルスコイル 2 電流依存性

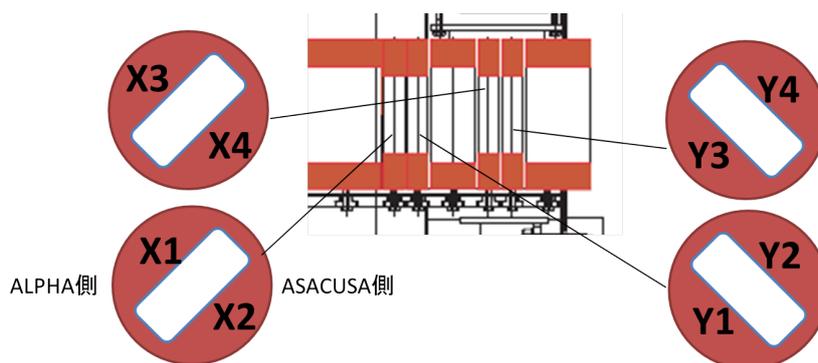


図 76 ディフレクタの模式図

表 19 ディフレクタに印加した電圧

ディフレクタ 電極	番号									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
X1,4	0 V	1 V	2 V	5 V	-5 V	0 V	0 V	0 V	0 V	5 V
X2,3	0 V	-1 V	-2 V	-5 V	5 V	0 V	0 V	0 V	0 V	-5 V
Y1,4	0 V	0 V	0 V	0 V	0 V	-5 V	5 V	7 V	3 V	3 V
Y2,3	0 V	0 V	0 V	0 V	0 V	5 V	-5 V	-7 V	-3 V	-3 V

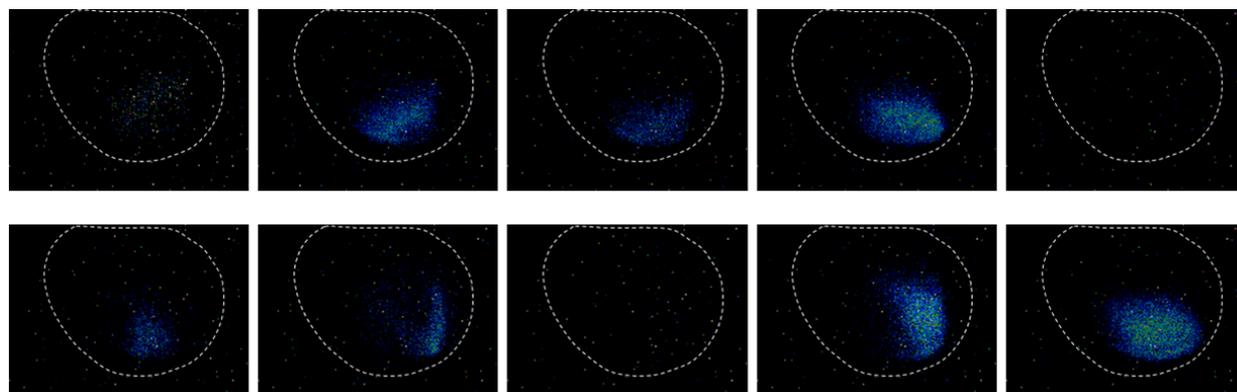


図 77 ディフレクタによる MCP 像の変化

上段左から表 19 の 0、1、2、3、4 に、下段左から 5、6、7、8、9 にそれぞれ対応

#### 4.3.5 輸送コイルによる影響

次に、輸送コイルによって輸送がどう変化するかを見た結果について示す。表 20 に示した条件は固定し、輸送コイルの電流値のみを変化させて依存性を見た。MCPfront で回収された粒子数の変化と、MCP 像の変化を示す (図 78、79)。像を見る際の MCP 印加電圧は front -140 V、back 1560 V、PS 2160 V とした。電流を増やすと、大きな変化は見られなかったが、やや像の中心が ALPHA 側かつ天井側にずれた。

表 20 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	新パルスコイル 2 電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	700	1400	0

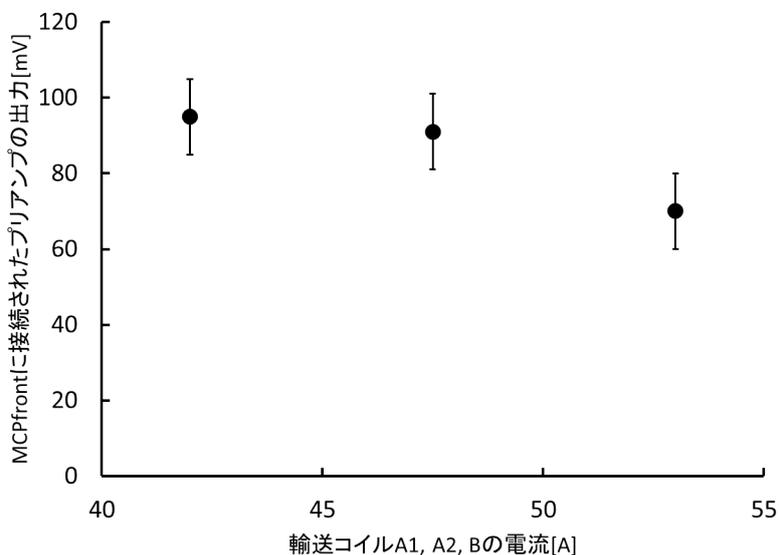


図 78 MCPfront に接続したプリアンプ出力の輸送コイル電流依存性

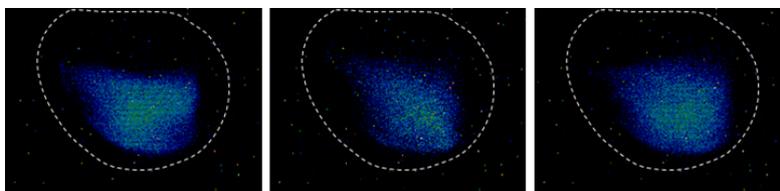


図 79 輸送コイルに流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。  
電流値は左から 43 A、48 A、53 A。

#### 4.3.6 旧パルスコイルによる影響

次に、旧パルスコイルによって輸送がどう変化するかを見た結果について示す。表 21 に示した条件は固定し、旧パルスコイルの電流値のみを変化させて依存性を見た。MCPfront で回収された粒子数の変化と、MCP 像の変化を示す (図 80、81)。像を見る際の MCP 印加電圧は front -140 V、back 1560 V、PS 2160 V とした。900 A 流した時の像を見ると、像の中心が ASACUSA 側かつ地面側にずれている。

表 21 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	新パルスコイル 2 電流 [A]	輸送コイル A1, A2, B 電流 [A]
10	1400	1400	53

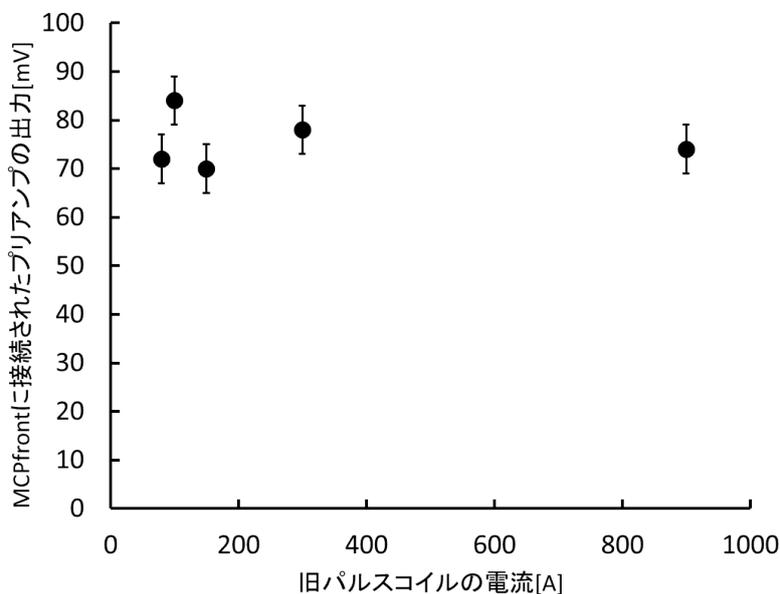


図 80 MCPfront に接続したプリアンプ出力の旧パルスコイル電流依存性

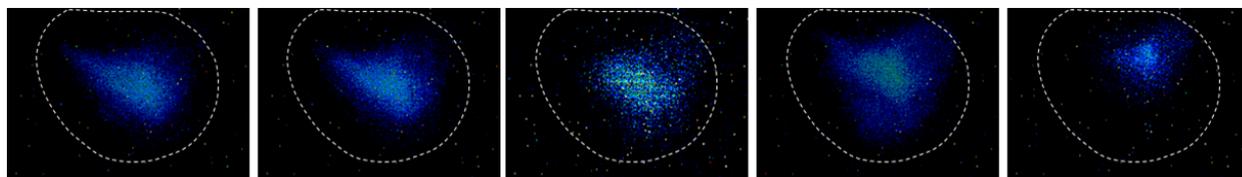


図 81 旧パルスコイルに流す電流値を変えた時の MCP 像の変化。  
電流値は左から 80 A、100 A、150 A、300 A、900 A。

#### 4.3.7 MUSASHI トラップの超伝導コイル軸で補正を試みた場合

次に、MUSASHI トラップの超伝導コイルの軸の位置によって輸送がどう変化するかを見た結果について示す。MUSASHI トラップには、先が超伝導コイルに接している 4 本の棒が備え付けられており、外部に突き出ている部分の長さを変えることでコイルの位置を外部から微調整することが出来る (図 82)。トラップ電極の軸に対して超伝導コイルによる磁場の軸が傾いていると、プラズマは不安定になることが知られている。荷電粒子をトラップ、圧縮した後、そのまま一定時間待ってトラップから放出し、電子銃で回収された数を測定することを考える。軸が合っていてプラズマが安定しているほど、時間が経過しても回収される粒子数が変化しづらい。これを利用すれば電極の軸と磁場の軸の傾きを合わせることが出来る。また、磁場の軸が電子銃の中心と一致しているほど多くの粒子が回収されることを利用して、ダクトの中心と磁場の軸を合わせることが出来る。

表 22 に示した条件を固定し、電子で軸合わせを行った場合と、MCP で回収される数が増えるように超伝導コイルの軸を調整した場合を比較した。電子を用いたのは、 $H^+$  よりも質量が小さく磁場の影響を受けやすいためである。結果を表 23 に示す。MCP で回収される数が増えるように調整した場合、電子銃の位置で回収される粒子数が減った。平行移動させているので、トラップ電極の軸と超伝導コイルの軸の傾きは合ったままであり、超伝導コイルの軸をパルスコイル 2 が作る磁場の軸と合わせると、トラップ電極の軸とは平行にずれている可能性が考えられる。

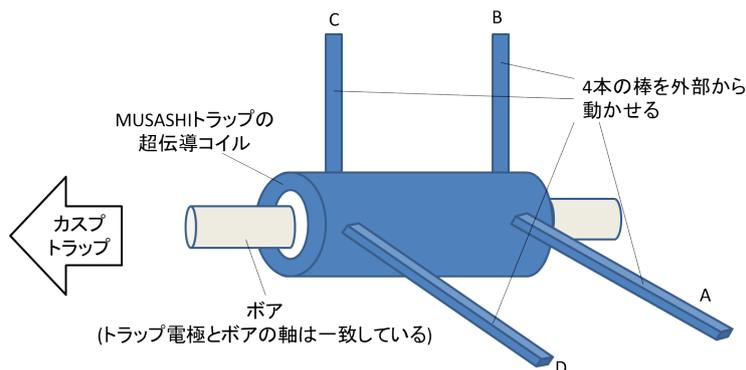


図 82 MUSASHI トラップ超伝導コイルの軸調整機構の模式図

表 22 輸送条件

入射エネルギー [eV]	新パルスコイル 1 電流 [A]	新パルスコイル 2 電流 [A]	輸送コイル A1、A2 の電流 [A]	輸送コイル B の電流 [A]	旧パルスコイル 電流 [A]
10	1400	1400	53	53	900

表 23 MUSASHI トラップ超伝導コイルの位置と粒子数の関係

条件	超伝導コイルの位置 [mm]				電子銃に接続した プリアンプ出力 [mV]	MCPfront に接続した プリアンプ出力 [mV]
	A	B	C	D		
電子で軸合わせを行った場合	8.5	8.5	8.0	8.3	508	50
MCPfront での数を最大化した場合	10.0	10.0	9.5	9.8	396	123

■まとめ パルスコイル 2 を巻き直したことで改善はしたが、電流を増やした場合に輸送効率が下がる傾向は残った。MUSASHI トラップの超伝導コイルの軸を調整した場合とディフレクタを使用した場合に改善が見られたこと、パルスコイル 2 を使用しない場合の斜めコイル依存性からも、超伝導コイルが作る磁場とパルスコイル 2 が作る磁場の軸がずれていると考えられる。

■輸送効率の比較 表 24 は、各輸送条件の下で MCPfront に接続したプリアンプの出力を比較したものである。パルスコイルにほぼ最大電流を流して使用した場合の輸送効率は、使用しなかった場合に対して五分の一程度になってしまっている。

表 24 輸送効率の比較

入射エネルギー [eV]	10	10	150	150
パルスコイル 1 電流 [A]	0	1400	0	0
パルスコイル 2 電流 [A]	0	1400	0	0
輸送コイル A1、A2 電流 [A]	53	53	18	18
輸送コイル B 電流 [A]	53	53	15	15
静電レンズ	無	無	無	有
MCPfront に接続したプリアンプの出力 [mV]	120	22	97	186

■誘導電流 図 56 に示したように、パルスコイルの直下には静電レンズとして用いられているエクストラクタ電極がある。図 56 における 3 つの E と示された電極を、上流側から E1、E2、E3 とし、2 つの L0 と示された電極を上流側から L0-1、L0-2 とする。各電極を一巻のコイルと考え、一様に電流が流れると仮定して、電極に流れる誘導電流を見積もることを考える。各電極に対し、パルスコイルによる誘導起電力と電極の抵抗、自己インダクタンスから、電極同士の相互インダクタンスを無視して微分方程式をたてると、

$$\begin{aligned}
 0 &= R_{E3}I_{E3} - M_{coil1 \rightarrow E3}\dot{I}_{coil1} - M_{coil2 \rightarrow E3}\dot{I}_{coil2} - L_{E3}\dot{I}_{E3} \\
 0 &= R_{L0-2}I_{L0-2} - M_{coil1 \rightarrow L0-2}\dot{I}_{coil1} - M_{coil2 \rightarrow L0-2}\dot{I}_{coil2} - L_{L0-2}\dot{I}_{L0-2} \\
 0 &= R_{E2}I_{E2} - M_{coil1 \rightarrow E2}\dot{I}_{coil1} - M_{coil2 \rightarrow E2}\dot{I}_{coil2} - L_{E2}\dot{I}_{E2} \\
 0 &= R_{L0-1}I_{L0-1} - M_{coil1 \rightarrow L0-1}\dot{I}_{coil1} - M_{coil2 \rightarrow L0-1}\dot{I}_{coil2} - L_{L0-1}\dot{I}_{L0-1} \\
 0 &= R_{E1}I_{E1} - M_{coil1 \rightarrow E1}\dot{I}_{coil1} - M_{coil2 \rightarrow E1}\dot{I}_{coil2} - L_{E1}\dot{I}_{E1} \\
 0 &= R_{GND}I_{GND} - M_{coil1 \rightarrow GND}\dot{I}_{coil1} - M_{coil2 \rightarrow GND}\dot{I}_{coil2} - L_{GND}\dot{I}_{GND}
 \end{aligned}$$

となる。パルスコイルのみを励磁したときに各電極の中心に作る磁束からパルスコイルと電極の相互インダクタンスを計算し、パルスコイル 1 と電極の相互インダクタンス [H] を

$$\begin{aligned}
 M_{coil1 \rightarrow E3} &= 2.13 \times 10^{-8}, M_{coil1 \rightarrow L0-2} = 4.09 \times 10^{-8}, M_{coil1 \rightarrow E2} = 6.95 \times 10^{-8}, \\
 M_{coil1 \rightarrow L0-1} &= 4.75 \times 10^{-8}, M_{coil1 \rightarrow E1} = 1.84 \times 10^{-8}, M_{coil1 \rightarrow GND} = 6.91 \times 10^{-9}
 \end{aligned}$$

とし、パルスコイル 2 と電極の相互インダクタンス [H] を

$$\begin{aligned}
 M_{coil2 \rightarrow E3} &= 1.68 \times 10^{-7}, M_{coil2 \rightarrow L0-2} = 1.69 \times 10^{-7}, M_{coil2 \rightarrow E2} = 8.14 \times 10^{-8}, \\
 M_{coil2 \rightarrow L0-1} &= 2.8 \times 10^{-8}, M_{coil2 \rightarrow E1} = 9.07 \times 10^{-8}, M_{coil2 \rightarrow GND} = 3.25 \times 10^{-9}
 \end{aligned}$$

とした。また、自己インダクタンス [H] を

$$L_{E3} = 4.87 \times 10^{-8}, L_{L0-2} = L_{L0-1} = 2.36 \times 10^{-8}, L_{E2} = L_{E1} = L_{GND} = 2.79 \times 10^{-8}$$

とし、抵抗 [ $\Omega$ ] を

$$R_{E3} = 5.3 \times 10^{-5}, R_{L0-2} = R_{L0-1} = 1.1 \times 10^{-5}, R_{E2} = R_{E1} = R_{GND} = 1.3 \times 10^{-5}$$

とした。パルスコイル 1 に流れた電流 [A] は

$$I_{coil1} = -1.3 \times 10^4 + 8.1 \times 10^6 \cdot t - 1.6 \times 10^9 \cdot t^2 + 1.5 \times 10^{11} \cdot t^3 - 4.9 \times 10^{12} \cdot t^4$$

で、パルスコイル 2 に流れる電流 [A] は

$$I_{coil2} = 27.5 + 6.6 \times 10^5 \cdot t - 1.1 \times 10^8 \cdot t^2 + 6 \times 10^9 \cdot t^3 - 7.5 \times 10^{10} \cdot t^4$$

で近似した (図 83)。このもとで微分方程式を解いて、粒子を引き出すタイミングにおける誘導電流と、各電極の中心における実効的な磁場強度を見積もった結果は表 25 のようになる。ただし、誘導電流を考慮せずにパルスコイル 1 と 2 が各電極の中心に作る磁場強度を 1 としたときの割合として示した。入射エネルギーを 15 eV としてパルスコイルを用いずに軌道計算を行うと、用いた場合に比べて輸送効率が半分程度に下がることから、誘導電流によって実効的な磁場強度が弱まることは輸送効率低下の一因となりうるが、一方でパルスコイル 2 電流の依存性については説明しきれないと考えられる。

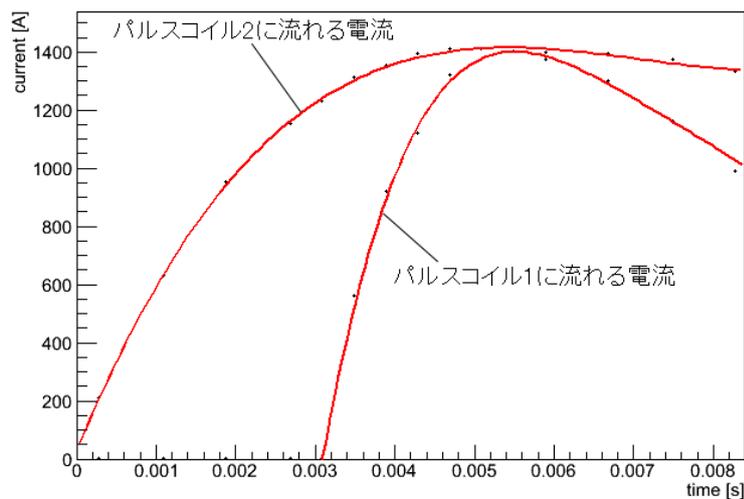


図 83 パルスコイル 1、2 に流れる電流 (点はオシロスコープから読み取った値、赤線は近似した関数)。

表 25 誘導電流と実効的な磁場強度

電極	誘導電流 [A]	実効的な磁場の割合
E3	-230	0.95
L0-2	-2880	0.5
E2	-2180	0.5
L0-1	-1590	0.3
E1	-480	0.4
GND	-180	0.4

#### 4.4 カスプトラップにおけるエネルギー分布測定

次に、カスプトラップへ輸送後の  $H^+$  の軸方向エネルギー分布測定について述べる。測定方法は、

- U5 電極に電圧を印加して電位障壁を設ける、
- $H^+$  が MUSASHI トラップから入射される直前にカスプトラップ入口 (U9 電極) を大きく開ける、
- 電位障壁を超えるエネルギーを持った  $H^+$  はさらに下流へ進んでいき、失われる、
- 電位障壁を超えない  $H^+$  は、障壁で跳ね返されるので、その  $H^+$  が再び U9 に到達する前にカスプトラップの入口を閉めることでトラップされる、
- カスプトラップの上流側に Micro Channel Plate (MCP) を挿入する、
- カスプトラップから MCP に向けて  $H^+$  を放出する、
- MCP で増幅され PS に到達した二次電子を回収し、プリアンプで増幅した出力をオシロスコープでモニターする、
- 電位障壁の高さを変えて測定を繰り返す、

とした (図 85)。Phosphor Screen で増幅後の二次電子を回収したのは、4.3 で述べたように輸送効率が低い  
うえ、カスプトラップでのトラップ効率を最適化しきれず、MCPfront に直接プリアンプを接続して粒子  
数を測定することが出来なかったためである。

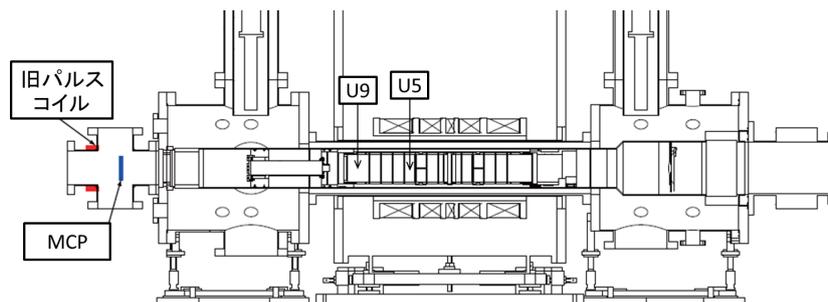


図 84 カスプトラップ内 U5、U9 電極と MCP の配置

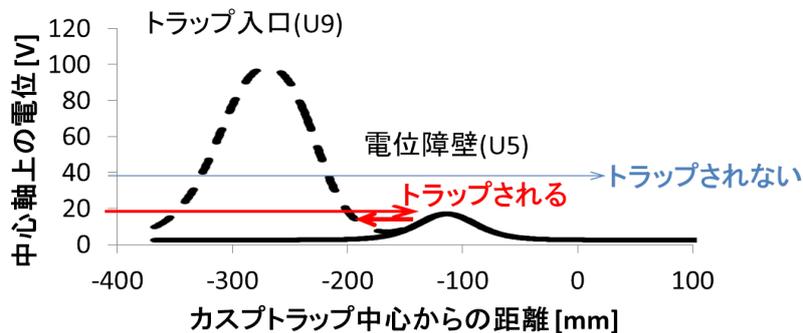


図 85 カスプトラップにおけるエネルギー分布測定の模式図

#### 4.4.1 MCP の応答について

ここで MCP の応答について言及しておく。印加電圧を一定にした場合に  $H^+$  入射個数に対する MCP 増幅率の依存性を図 86 に示す。応答はほぼ線形とみなせるため、増幅後であってもプリアンプの出力と粒子数を対応させてエネルギー分布の測定を行うことが可能であるといえる。

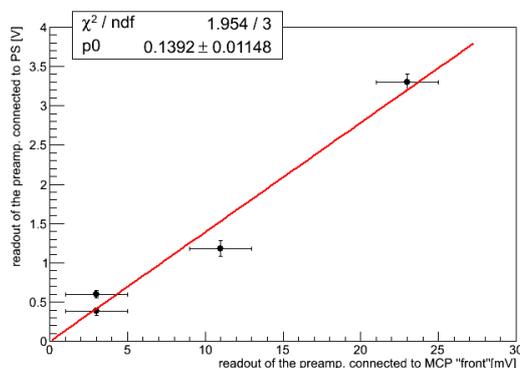


図 86 MCP の増幅率と  $H^+$  入射個数の関係 (front、back、PS に -350 V、850 V、1450 V を印加した時)

#### 4.4.2 測定結果

次に、測定結果について述べる。まず測定条件をまとめる。

case1' MUSASHI トラップのオフセット電圧が 10 V で新パルスコイルを用いた場合、

case2' MUSASHI トラップのオフセット電圧が 20 V で新パルスコイルを用いた場合、

case3' MUSASHI トラップのオフセット電圧が 150 V で静電レンズを用いた場合、

の 3 条件でエネルギー分布を比較したい。エネルギー分布測定の結果を図 88 に示す。ただし、MUSASHI トラップのオフセット電圧を 150 V とした場合は、U5 電極のみで電位障壁とするのが困難なため、U4 電極にも U5 電極と同じ電圧を印加して電位障壁とした。式 2.2 を使ってフィッティングを行った場合のパラメータを表 26 にまとめた。

$\sigma$  の値に注目すると、case1' では完全に断熱的な輸送とはなっていないものの MUSASHI トラップ直下の値の  $\sim 1.5$  倍に収まっている一方で、case3' では  $\sim 8$  倍となりエネルギー分布の幅が大きく広がっていることが分かる。また、 $\mu$  の値に注目すると MUSASHI トラップ直下の値よりも低くなっている。理由としては、完全に断熱的ではないために径方向の運動量が増加したこと、電位は径方向に電極に近づくほど高くなっており径方向に広がっていた粒子が軸上の障壁よりも高い障壁を感じたこと、が考えられる。図 87 は U5 電極の位置での径方向の電位分布を示している。障壁の高さが高いほど径方向距離に対して電位が大きく変化するため、見かけ上のエネルギー分布がなだらかなる可能性があるが、後述の軌道計算によれば、U5 電極の位置での粒子の中心軸からの距離は  $\sim 3$  mm に収まっており (図 93)、電位の変化は 1V 以下である。

表 26 輸送前と輸送後の軸方向エネルギー分布の比較

条件	輸送条件			MUSASHI トラップ直下での測定		カスプトラップでの測定	
	MUSASHI オフセット電圧	静電 レンズ	新パルス コイル	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
case1'	10 V	無	有	$16.2 \pm 0.4 \text{ eV}$	$2.3 \pm 0.5 \text{ eV}$	$11.4 \pm 0.8 \text{ ev}$	$3.7 \pm 0.7 \text{ ev}$
case2'	20 V	無	有	$25.5 \pm 0.5 \text{ ev}$	$3.2 \pm 0.5 \text{ eV}$	$22.1 \pm 0.5 \text{ ev}$	$6.3 \pm 0.3 \text{ ev}$
case3'	150 V	有	無	$153.7 \pm 0.3 \text{ eV}$	$3.2 \pm 0.5 \text{ eV}$	$145 \pm 2 \text{ ev}$	$24 \pm 2 \text{ ev}$

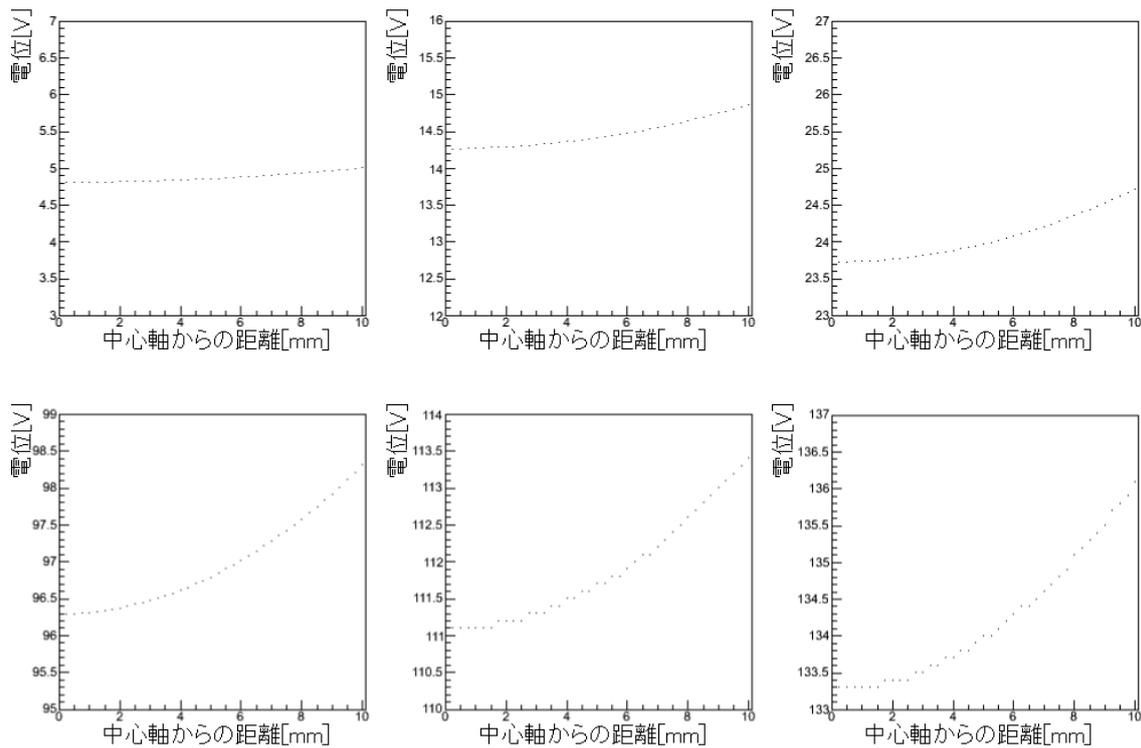


図 87 U5 電極の位置での電位の径方向距離依存性、(a)U5 電極に 10 V を印加して障壁とした場合、(b)U5 電極に 30 V を印加して障壁とした場合、(c)U5 電極に 50 V を印加して障壁とした場合、(d)U4、U5 電極に 130 V を印加して障壁とした場合、(e)U4、U5 電極に 150 V を印加して障壁とした場合、(f)U4、U5 電極に 180 V を印加して障壁とした場合。

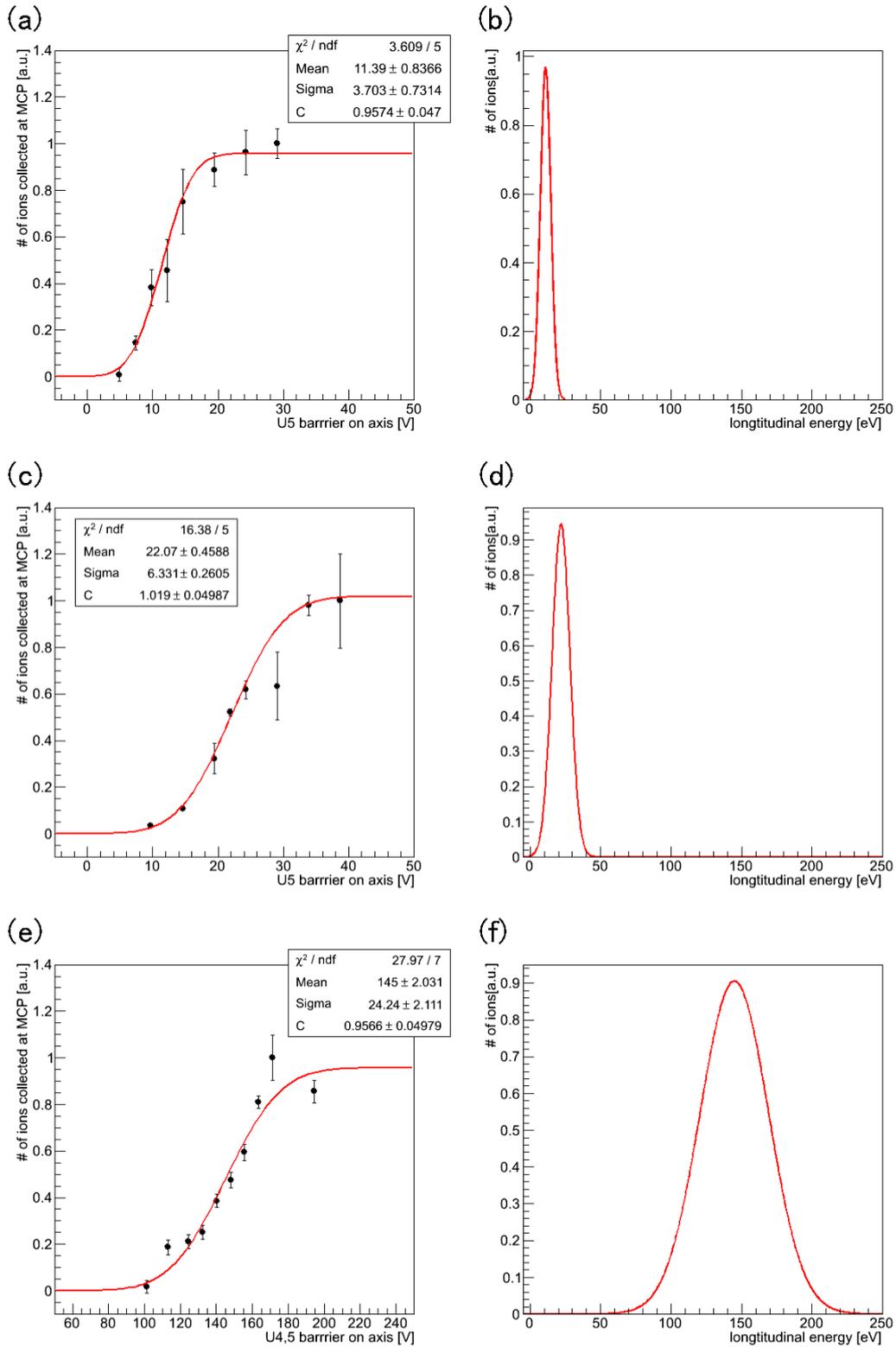


図 88 カスプトラップの U5 電極で測定した H<sup>+</sup> の軸方向のエネルギー分布。(a)case1' の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング結果 (赤線)。(b)(a) のフィッティング結果の正規分布。(c)case2' の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング結果 (赤線)。(d)(c) のフィッティング結果の正規分布。(e)case3' の場合の測定結果と正規分布の累積分布関数によるフィッティング結果 (赤線)。(f)(e) のフィッティング結果の正規分布。

### 4.4.3 軌道計算との比較

ここで測定データと軌道計算の結果を比較する。

図 43 の測定結果から、径方向の初期運動量を 2.5 eV の Maxwell-Boltzman 分布に従うとし、軸方向の初期エネルギー分布の幅を 2.5 eV としたときの軌道計算を行い、実験データと比較した (図 89)。粒子数は 5000 とした。低エネルギーの場合ほどエネルギー分布の広がりや抑えられ、155 eV では大きく広がるという傾向は、測定データと軌道計算の結果で一致している。一方で低エネルギーの場合に比べて 155 eV の場合の軌道計算の結果と測定データが合っていない。

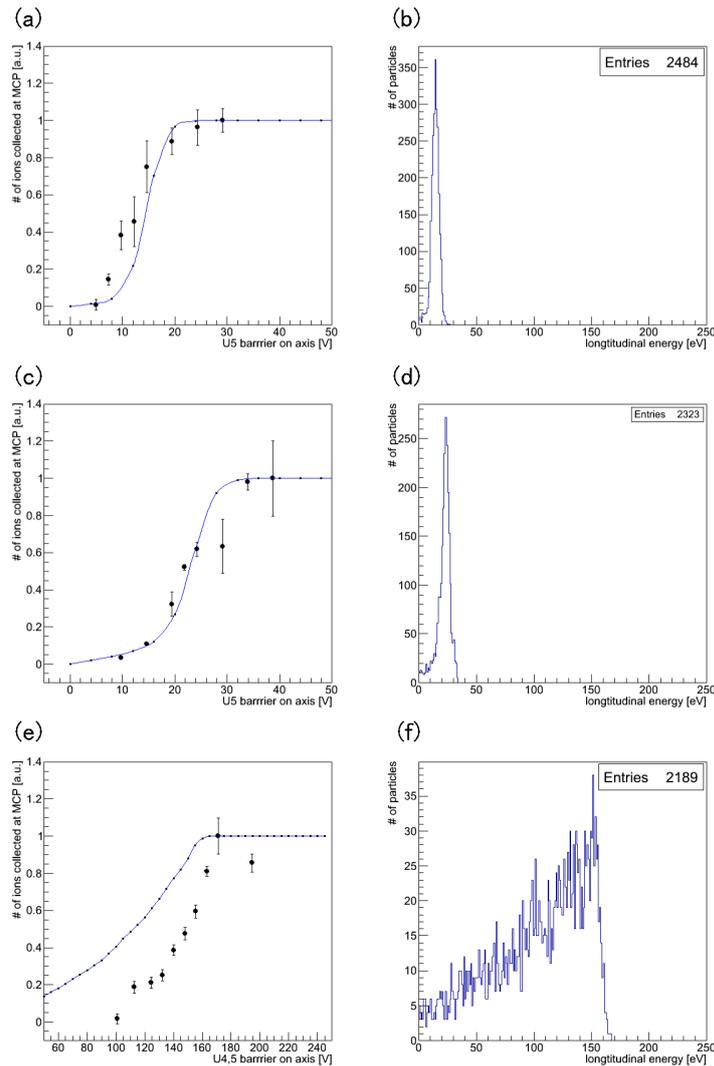


図 89 カスプトラップで測定した軸方向エネルギー分布と軌道計算との比較。(a)case1' の場合のエネルギー分布測定結果と (b) の累積分布 (青線) との比較。(b) 初期の軸方向平均エネルギーを 15 eV とした場合の軌道計算の結果。(c)case2' の場合のエネルギー分布測定結果と (d) の累積分布 (青線) との比較。(d) 初期の軸方向平均エネルギーを 25 eV とした場合の軌道計算の結果。(e)case3' の場合のエネルギー分布測定結果と (f) の累積分布 (青線) との比較。(f) 初期の軸方向平均エネルギーを 155 eV とした場合の軌道計算の結果。

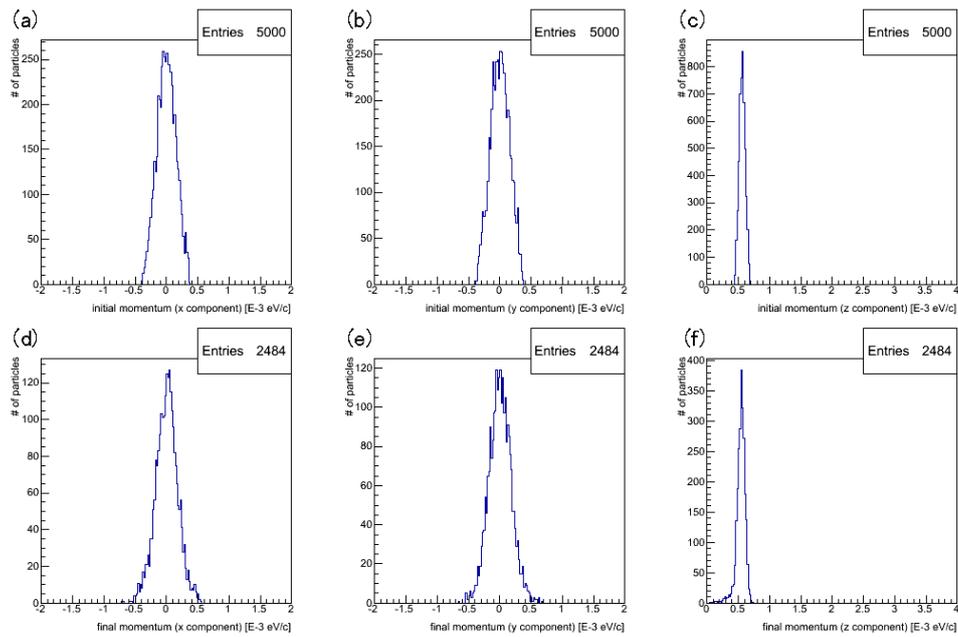


図 90 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 15 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

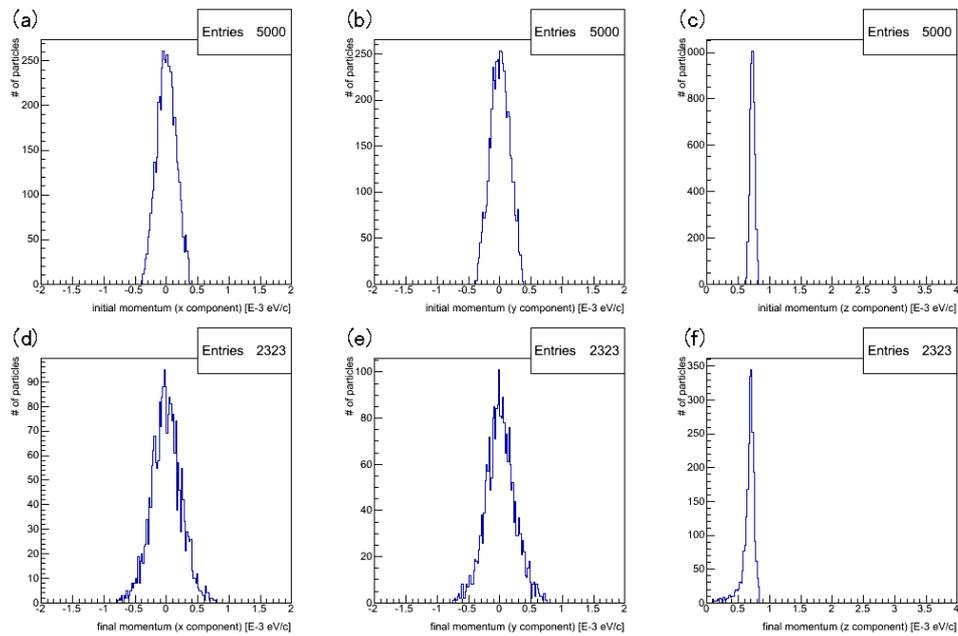


図 91 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 25 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

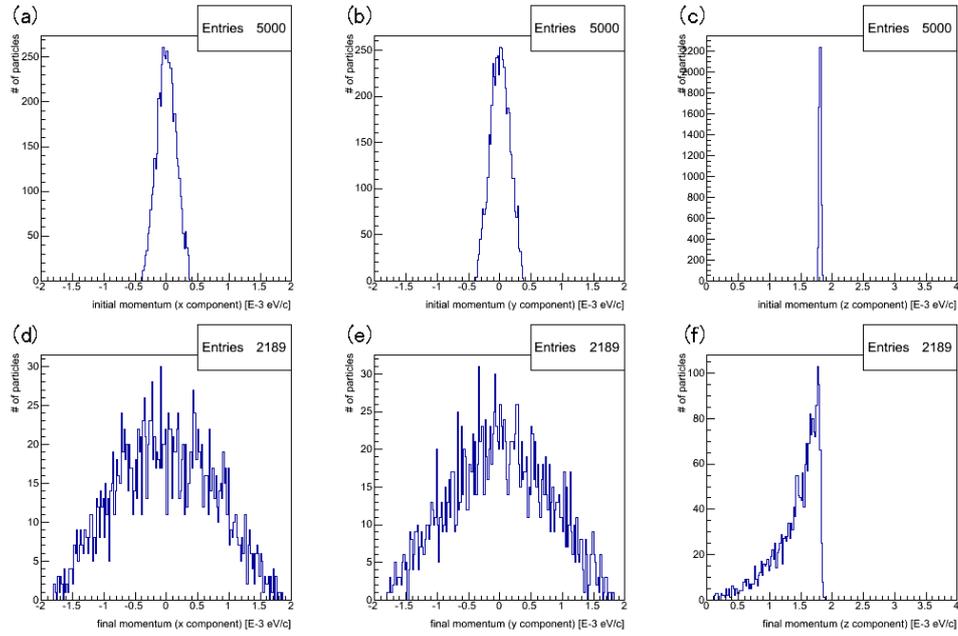


図 92 運動量分布の軌道計算の結果 (初期の軸方向平均エネルギーが 155 eV の場合)。輸送前の分布の (a)x 方向成分、(b)y 方向成分、(c) 軸方向成分。輸送後の分布の (d)x 方向成分、(e)y 方向成分、(f) 軸方向成分。

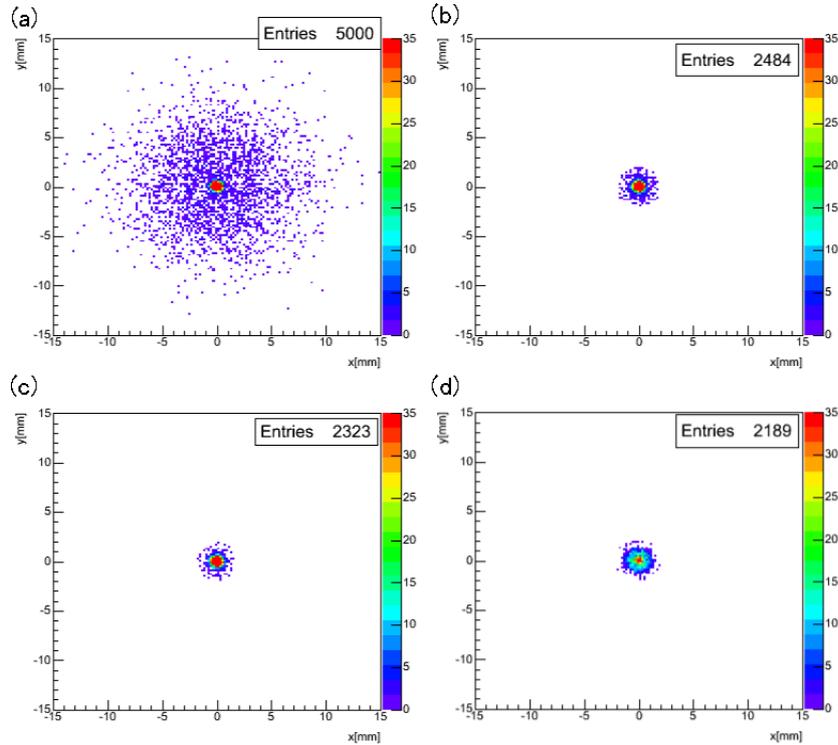


図 93 粒子の位置分布、(a) 初期分布、(b) 初期の軸方向芸金エネルギーが 15 eV の場合の輸送後の位置分布、(c) 初期の軸方向芸金エネルギーが 25 eV の場合の輸送後の位置分布、(d) 初期の軸方向芸金エネルギーが 155 eV の場合の輸送後の位置分布。

そこで、軌道計算の結果において、粒子の初期位置分布における径方向の距離によってプロットし直した結果を図 94-96 に示す。初期の軸方向平均エネルギーを 155 eV とした場合には依存性が特に大きいことが分かる。これは軸から離れているほど磁力線の変化が大きいためと考えられる。磁力線がダクト内でつながっていれば、軸方向のエネルギーが低い時には磁力線に沿って輸送されるが、軸方向のエネルギーが高い場合には磁力線には沿いきれない。また、初期の軸方向平均エネルギーを 155 eV とした場合には、MUSASHI トラップにおいて中心部付近の粒子のみが到達したと考えた方が軌道計算の結果と測定データの分布が合っていることが分かる。理由として初期位置分布の中心が軸からずれていた可能性が考えられる。粒子の径方向分布の中心がずれていると、相対的に中心軸からの距離の割合が変化し、かつエネルギーが高いほど磁力線に沿いきれないためである。また、初期の軸方向平均エネルギーを 15 eV とした場合に、25 eV とした場合に比べて軌道計算の結果よりも測定データの分布がやや広がっている。理由としては、今回の軌道計算では粒子同士の相互作用を考慮していないが、実際には空間電荷効果によって輸送中の軌道が計算結果よりも径方向に広がっていた可能性が考えられる。これは、エネルギーが低く輸送にかかる時間が長いほど影響が大きくなると予想され、径方向の広がりとは 4.4.2 で述べたように見かけのエネルギー分布の幅の広がりにつながりうる。

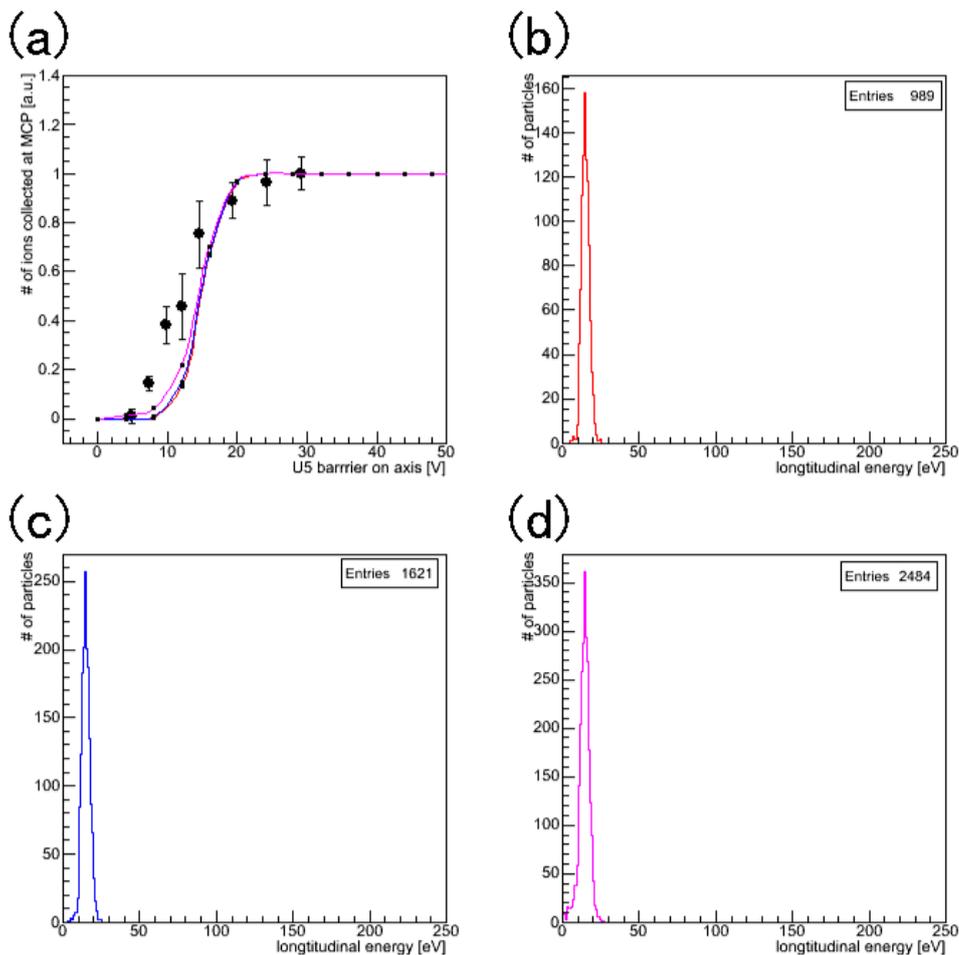


図 94 測定データと軌道計算との比較 (a) 測定データと (b)-(d) の累積分布の比較。(b) 図 89b の分布の内、初期の径方向の距離が 0.27 mm 以内の粒子。(c) 図 89b の分布の内、初期の径方向の距離が 0.4 mm 以内の粒子。(d) 図 89b の分布。

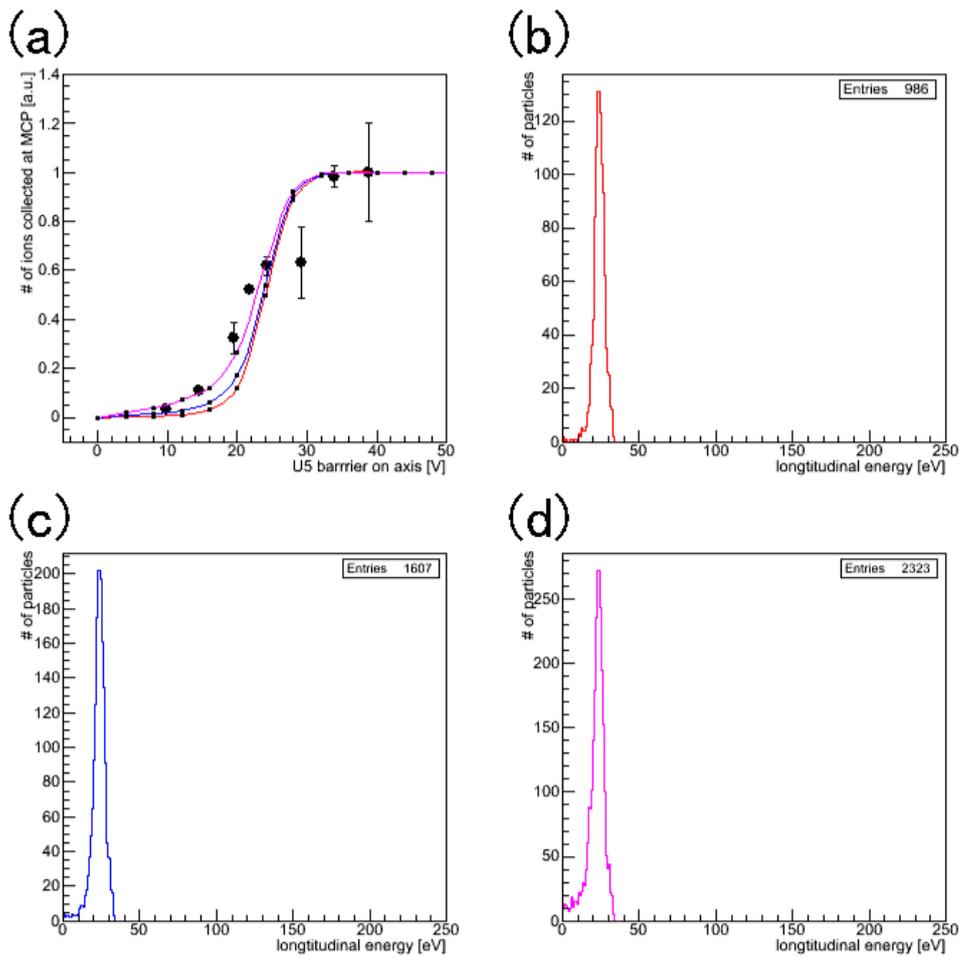


図 95 測定データと軌道計算の結果の比較 (a) 測定データと (b)-(d) の累積分布の比較。(b) 図 89d の分布の内、初期の径方向の距離が 0.27 mm 以内の粒子。(c) 図 89d の分布の内、初期の径方向の距離が 0.4 mm 以内の粒子。(d) 図 89d の分布。

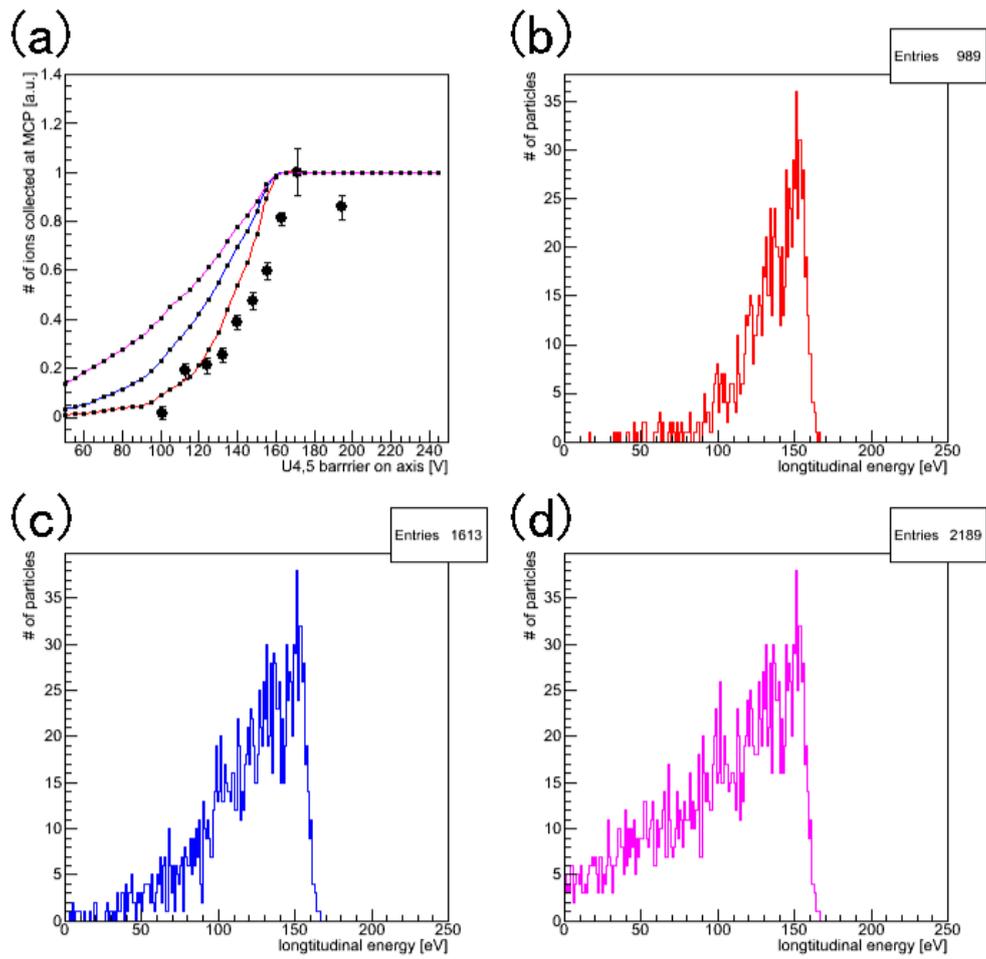


図 96 測定データと軌道計算の結果の比較 (a) 測定データと (b)-(d) の累積分布の比較。(b) 図 89f の分布の内、初期の径方向の距離が 0.27 mm 以内の粒子。(c) 図 89f の分布の内、初期の径方向の距離が 0.4 mm 以内の粒子。(d) 図 89f の分布。

## 5 結論

直接入射法で反水素を高効率で生成するためには、反陽子の軸方向のエネルギー分布の幅を狭く保つ必要がある。2012年ビームタイム中にはカスプトラップでの反陽子の軸方向のエネルギー分布を実際に測定し、 $\sim 20$  eVの幅と見積もった。輸送前のMUSASHIトラップで見積もられたエネルギー分布の幅は0.3 eVであるのに対して、大きく広がっていることになる。反陽子の軌道計算を行ったところこの傾向が再現し、解決策として、MUSASHIトラップからの引き出しエネルギーを下げ、パルスコイルを追加して断熱的な輸送を行うことを提案した。軌道計算では断熱的な輸送によってエネルギー分布の幅を狭く保てることが示された。そこで、パルスコイルを製作し、 $H^+$ を用いて実際に断熱的な輸送が可能かどうかテストした。 $H^+$ を用いたのは反陽子ビームを使用することが出来ないためであるが、 $H^+$ で実現できれば、原理的には反陽子に適用できるはずである。MUSASHIトラップにおける輸送前のエネルギー分布と、カスプトラップにおける輸送後のエネルギー分布をそれぞれ測定し、比較した。その結果、エネルギー分布の幅を狭く保ったまま輸送することに成功したことが示された。MUSASHIトラップでの測定結果を反映した初期分布を用いて軌道計算を行ったところ、測定結果とおおむね一致した。したがって断熱的な輸送を反陽子に適用することで、反水素の高効率生成につながると考えられる。

ただし現在の課題として、従来の輸送法に比べて輸送効率が下がったことが挙げられる。原因を突き止めるためにコイルを傾けたり、軸を動かしたりして依存性を調べた結果、磁場の軸がずれていることが原因だと推測される。また、MUSASHIトラップからの引き出し方を変えた場合にエネルギー分布測定を行ったところ、引き出し方によってエネルギー分布が異なることも示された。反水素の高効率生成のためには最適なポテンシャル操作の開発も必要である。

## 謝辞

本研究テーマを与えてくださった山崎泰規教授に深く感謝致します。先生には終始適切な助言を賜り、丁寧にご指導いただきました。また、海外の滞在に関しても多大なご支援をいただきました。指導教官である松田恭幸准教授には、いつも温かく見守っていただくと同時に何度も鋭いご指摘をいただきました。また、豊富な知識をもとに貴重なご意見を賜りました。ここに感謝の意を表します。また、鳥居寛之助教には研究だけでなく海外での生活に関してもアドバイスをいただきとても参考になりました。

黒田直史助教にはコイル製作、実験装置の扱いから実験の方針に至るまであらゆる面でご指導いただきました。また初めての海外での一人暮らしに関しても様々なことを教えていただきました。氏にご支援いただかなければこの論文をまとめることは不可能だったと思います。ここに感謝致します。金井保之博士には装置の扱いに関して多くを教えていただきました。また、深夜にも実験エリアにいらしてくださり相談にのっていただきました。ここに感謝致します。檜垣浩之准教授には、製作されたコイルを活用させていただいたほか、実験に関してもご助言をいただきました。永田祐吾博士には輸送効率の低下に関して悩まされている時に助けていただきました。ありがとうございました。

榎本嘉範博士にはコイルの制御回路、軌道計算に関して大変お世話になりました。また、田中香津生氏には実際のコイルの製作について多くを教えていただいたほか、細かい相談にもものっていただきました。お二人のご協力なしにはコイルの製作にはもっと時間がかかってしまったと思います。ここに感謝致します。

ASACUSA メンバーの方々には実験だけでなく研究生活に至るまでいつも暖かく見守っていただきました。特に Simon Van Gorp 博士には、氏の実験でも使用する装置を共有させていただきました。また Daniel James Murtagh 博士、Balint Radics 博士には私のつたない英語にも耳を傾けていただき、いつも気遣っていただきました。また、大塚未来さん、藤居甲基氏、高木聡氏、長濱弘季氏、水谷丈洋氏、樋口嵩氏、石川彰一郎氏ら研究室の皆様には日々お世話になり、また励ましていただきました。理化学研究所山崎原子物理研究室の秘書でいらっしゃる井澤真知子さん、和田ひとみさんには海外の滞在に関する手続きでいつもお世話になりました。ありがとうございました。

最後になりましたが、精神的にも経済的にも私を支えてくださった家族に深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] LEHNERT Ralf (山崎泰規訳), 島村勲. 反水素研究の意義. プラズマ・核融合学会誌, 第 80 巻, 第 12 号, 2004.
- [2] O. W. Greenberg. *CPT* Violation Implies Violation of Lorentz Invariance. *Physical Review Letters*, 89(23):231602, 2002.
- [3] A. D. Sakharov. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 5(1):24, 1967.
- [4] Christian G. Parthey *et al.* Improved Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency. *Physical Review Letters*, 107(20):203001, 2011.
- [5] H. Hellwig *et al.* Measurement of the Unperturbed Hydrogen Hyperfine Transition Frequency. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, IM-19(4):200, 1970.
- [6] L. Essen, R. W. Donaldson, M.J. Bangham, and E. G. Hope. Frequency of the Hydrogen Maser. *Nature*, 229(5280):110, 1971.
- [7] Robert Bluhm, V. Alan Kostelecký, and Neil Russell. *CPT* and Lorentz Tests in Hydrogen and Antihydrogen. *Physical Review Letters*, 82(11):2254, 1999.
- [8] <https://espace.cern.ch/acc-tec-sector/default.aspx>, 22/12/2013.
- [9] Stanley J. Brodsky, Carl E. Carlson, John R. Hiller, and Dae Sung Hwang. Constraints on Proton Structure from Precision Atomic-Physics Measurements. *Physical Review Letters*, 94(2):022001, 2005.
- [10] Cahl E. Carlson. New evaluation of proton structure corrections to hydrogen hyperfine splitting. *Canadian Journal of Physics*, 85(5):429, 2007.
- [11] ASACUSA collaboration. Atomic Spectroscopy and Collisions Using Slow Antiprotons. Technical report, CERN-SPSC 2005-002, 2005.
- [12] J. DiSciaccia *et al.* One-Particle Measurement of the Antiproton Magnetic Moment. *Physical Review Letters*, 110(13):130801, 2013.
- [13] J. E. Nafe and E. B. Nelson. The hyperfine structure of hydrogen and deuterium. *Physical Review*, 73(7):718, 1948.
- [14] G. Gabrielese, S. L. Rolston, L. Haarsma, and W. Kells. Antihydrogen Production Using Trapped Plasmas. *Physics Letters A*, 129(1):38, 1988.
- [15] 黒田直史. 反陽子の大量捕捉と超低速反陽子ビームの生成. PhD. thesis, 東京大学, 2004.
- [16] Y. Enomoto *et al.* Synthesis of cold antihydrogen in a cusp trap. *Physical Review Letters*, 105(24):243401, 2010.
- [17] 榎本嘉範. カスプトラップ中での反水素の合成. PhD. thesis, 東京大学, 2010 年度.
- [18] N. Kuroda *et al.* A source of antihydrogen for in-flight hyperfine spectroscopy. *Nature Communications*, 5:3089, doi: 10.1038/ncomms4089, 2013.
- [19] N. Kuroda, H. A. Torii, M. Shibata, Y. Nagata, D. Barna, M. Horii, D. Horvath, A. Mohri, J. Eades, K. Komaki, and Y. Yamazaki. Radial Compression of an Antiproton Cloud for Production of Intense Antiproton Beams. *Physical Review Letters*, 100(20):203402, 2008.

- [20] J. D. Jackson. 西田稔訳. 電磁気学 (下) 原書第 3 版. 吉岡書店, 2003, p. 867-869.
- [21] H. Tawara, Y. Itikawa, H. Nishimura, and M. Yoshino. Cross Sections and Related Data for Electron Collisions with Hydrogen Molecules and Molecular Ions. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 19(3):617, 1990.
- [22] <http://www.sii.co.jp/jp/segg/products/preamplifier-eneqy-spectroscopy/414/>, 01/01/2014.
- [23] 永田祐吾. 超低速反陽子の操作と原子衝突への適用. PhD. thesis, 東京大学, 2008.
- [24] Jung-Sik Yoon, Mi-Young Song, Jeong-Min Han, Sung Ha Hwang, Won-Seok Chang, BongJu Lee, and Yukikazu Itikawa. Cross Sections for Electron Collisions with Hydrogen Molecules. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 37(2):913, 2008.
- [25] 黒田直史. 反陽子プラズマの電子冷却と制御法の開発. Master's thesis, 東京大学, 2001.
- [26] B. R. Beck, J. Fajans, and J. H. Malmberg. Temperature and anisotropic temperature relaxation measurements in cold, pure electron plasmas. *Physics of Plasmas*, 3(4):1250, 1996.
- [27] B. L. Peko, T. M. Stephen. Absolute detection efficiencies of low energy H, H<sup>-</sup>, H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup> and H<sub>3</sub><sup>+</sup> incident on a multichannel plate detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 171(4):597, 2000.