

修士論文

反水素蓄積のための
カスプトラップ法の開発

平成 18 年度
広域科学専攻相関基礎科学系
学生証番号 56905
榎本 嘉範

2007/1/17

目次

第 1 章	背景 ~ 反水素を使ってできること	6
1.1	CPT 対称性の検証	6
1.2	超微細構造分裂の測定	8
1.3	磁気モーメント	12
第 2 章	反水素の合成	13
2.1	反陽子	13
2.1.1	反陽子 trap	13
2.2	陽電子	16
2.3	反水素	16
2.3.1	冷たい反水素の合成	21
2.4	反水素 trap	21
2.4.1	極小磁場配位による反水素原子の閉じ込め	23
2.4.2	cusp trap	24
2.4.3	cusp trap による反水素の合成方法	26
2.5	研究の目的	27
第 3 章	陽子源	28
3.1	簡易バージョンによる予備実験	28
3.2	陽子源の設計	32
3.2.1	真空設計	32
3.2.2	軌道計算	34
3.2.3	陽子源製作	40
3.3	陽子源の性能評価	43
3.3.1	真空度の改善	43
3.3.2	測定方法	43
3.3.3	測定結果	45
3.3.4	考察	45
3.4	He ガスによる陽子の冷却	48
第 4 章	warm bore 実験	52
4.1	装置	52
4.1.1	magnet	52
4.1.2	warm bore 用電極	52
4.1.3	分割型 Farady cup	52
4.2	電子の閉じ込め、制御実験	52
4.2.1	必要な電子数	56

4.2.2	必要な閉じ込め時間	56
4.2.3	spindle 領域での閉じ込めによる閉じ込め時間の改善	58
4.2.4	プラズマ振動の観測	60
4.2.5	回転電場によるプラズマの圧縮	63
第 5 章	cold bore 実験	68
5.1	cold bore と cold bore 用電極	68
5.1.1	cold bore の必要性	68
5.1.2	cold bore の詳細	70
5.1.3	cold bore 用電極	70
5.2	cold bore での電子の閉じ込め	73
5.2.1	spindle 領域での閉じ込め (cold bore)	73
第 6 章	まとめと展望	75
付録 A	真空関連の資料	76
付録 B	図面	78
付録 C	回路図	83

目次

1.1	今までに精密分光された水素原子の遷移周波数と、関連する CPT 対称性に関するこれまでの測定結果	9
1.2	Rabi らによる原子ビームを用いた実験の原理	10
1.3	原子ビームと磁気共鳴による反水素原子の超微細構造分裂の測定原理	11
2.1	反陽子に関連する CERN の加速器施設	14
2.2	AD の運転周期 (左) と施設の略図 (右)[44]	14
2.3	AD 内部の様子	15
2.4	RFQD と荷電粒子トラップによる反陽子の捕獲蓄積と引き出し	16
2.5	世界で初めて反水素合成に成功した実験の概略図	17
2.6	radiative recombination の反応断面積 σ_{RR} [49]	20
2.7	$\alpha_{TBR}(n_e)$ と α_{RR} の比較	20
2.8	nested penning trap による反水素の合成 scheme	22
2.9	cusp trap の磁力線と等電位面。中心領域への閉じ込め	24
2.10	cusp trap の磁力線と等電位面。spindle 領域への閉じ込め	25
2.11	cusp trap 中で合成された反水素の軌道	25
2.12	cusp trap による反水素の合成方法	26
2.13	実験の流れ	27
3.1	試作した陽子源	29
3.2	試作した陽子源の性能評価のための測定原理	29
3.3	Faraday cup の読み出し回路	29
3.4	試作した陽子源から得られた TOF スペクトル	31
3.5	引出しエネルギーを変えた際の TOF の変化	31
3.6	aperture による差動排気系	33
3.7	ミラー磁場への荷電粒子の入射	35
3.8	tricom による軌道計算 (非最適化)	38
3.9	tricom による軌道計算 (最適化)	38
3.10	V_4 を変えた時の粒子が壁に当たる z 方向の位置の変化	39
3.11	設計した陽子源およびビームラインの断面図	41
3.12	製作した陽子源とビームライン	42
3.13	差動排気を 1 段減らした構成の陽子源	43
3.14	ion 電流の測定方法	44
3.15	Faraday cup の読み出し回路	44
3.16	Faraday cup で回収された ion 電流	45
3.17	引出電圧を変えた時の測定されるイオン電流の変化	46
3.18	He 導入器の模式図	50

3.19 He 導入器	51
4.1 cusp trap の断面図	53
4.2 cusp 磁場発生用 magnet の写真	54
4.3 使っている magnet の実際の磁場勾配	54
4.4 使っている magnet の実際の磁力線	55
4.5 warm bore 用 の multi ring 電極	55
4.6 分割型 Faraday cup	56
4.7 中心付近での電子の閉じ込め時間	57
4.8 spindle 領域での電子閉じ込めのための軸上での静電ポテンシャルと磁場強度	58
4.9 spindle 領域での電子の閉じ込め時間	59
4.10 閉じ込め時間の磁場強度依存性	59
4.11 プラズマ振動の観測。ch1 は電極 F5 に加えた RF、ch2 は電極 F3 で観測された信号	61
4.12 観測されたプラズマ振動の周波数の静電ポテンシャル依存性	61
4.13 観測されたプラズマ振動の周波数の磁場強度依存性	62
4.14 回転電場によるプラズマの圧縮	64
4.15 ch1 の Faraday cup で回収された電子の割合	64
4.16 回転電場による閉じ込め時間の改善	65
4.17 回転電場によるプラズマの圧縮。回転電場の周波数依存性	66
4.18 回転電場によるプラズマの圧縮。回転電場の振幅依存性	67
4.19 回転電場によるプラズマの圧縮。閉じ込め磁場強度依存性	67
5.1 反陽子と水素分子、水素原子の反応断面積 [14]	69
5.2 cold bore の断面図。	71
5.3 cold bore 用 multi ring 電極	72
5.4 閉じ込め、排出時の静電ポテンシャルと電子の閉じ込め位置。	73
5.5 spindle 領域 (cold bore) での電子の閉じ込め時間	74
A.1 各種気体の温度による蒸気圧の変化 [72]	77
B.1 cusp 磁場発生用超伝導 magnet の図面	78
B.2 分割型 Faraday Cup の図面	79
B.3 cold bore の図面	80
B.4 陽子源とビームラインの図面	81
B.5 cold bore 用 multi ring 電極の図面	82
C.1 current amp	84
C.2 陽子入射用タイミング回路	85
C.3 陽子源、ビームラインの真空系のインターロック回路	86
C.4 ガス導入バルブ制御用回路	87

表 目 次

1.1	今までに計測された CPT 対称性に関する量 [65]	7
3.1	軌道計算に用いた陽子の初期条件	37
3.2	実験条件と lens の最適値	46
A.1	各種材料の outgas レート	76

第1章 背景～反水素を使ってできること

我々のグループでは、ASACUSA コラボレーションの一員として、CERN (欧州素粒子原子核研究機関) の AD (Antiproton Decelerator) から供給される 5.3MeV の反陽子ビームを用いて、反水素原子合成と反水素原子の基底状態での超微細構造分裂の精密測定による CPT 対称性の検証を目的として研究を行っている。

1.1 CPT 対称性の検証

現在最も広く信じられている標準理論では、ローレンツ対称性と CPT 対称性は自然の最も基本的な対称性であると考えられている。それらは CPT 定理として次のように述べられる。

CPT 定理 点状の粒子に対する全ての局所的相対論的場の理論は *CPT* 変換に対して対称である

この CPT 定理から次のことが導かれる

- 粒子と反粒子の寿命は等しい
- 粒子と反粒子の質量は等しい
- 粒子と反粒子の磁気モーメントの大きさは等しい

CPT 定理に関しては $e^+ - e^-$ 、 $p - \bar{p}$ 、 $\mu^+ - \mu^-$ 、 $\pi^+ - \pi^-$ を初めとした様々な粒子の電荷、質量、磁気モーメント等の比較により世界中で検証が行われてきている (表 1.1)。

特に K_0 , \bar{K}_0 の崩壊から質量の違いを求める実験 [58] では、相対精度 10^{-18} という非常に高い精度に達している。

今のところ CPT 対称性が破れているという明確な証拠は見つかっていないが、CPT 定理は必ず成り立つという保証はなく、絶えず実験的検証が要求される。

当然予想されることだが、仮に CPT 対称性が破れているとしてもその破れは非常に小さいと考えられる。この破れがどれ程の大きさかということは、具体的にはもちろん分かっていない。しかし検証実験の可能性を考える上では、破れの大きさを見積もることができれば便利である。一つの可能性として次のように考えてみることもできる [7]

表 1.1: 今までに計測された CPT 対称性に関する量 [65]

$(m_{W^+} - m_{W^-})/m_{average}$	-0.002 ± 0.007
$(m_{e^+} - m_{e^-})/m_{average}$	$< 8 \times 10^{-9}, \text{CL}=90\%$
$ q_{e^+} + q_{e^-} /e$	$< 4 \times 10^{-8}$
$(g_{e^+} - g_{e^-})/g_{average}$	$(-0.5 \pm 2.1) \times 10^{-12}$
$(\tau_{\mu^+} - \tau_{\mu^-})/\tau_{average}$	$(2 \pm 8) \times 10^{-5}$
$(g_{\mu^+} - g_{\mu^-})/g_{average}$	$(2.6 \pm 1.6) \times 10^{-8}$
$(m_{\pi^+} - m_{\pi^-})/m_{average}$	$(2 \pm 5) \times 10^{-4}$
$(\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-})/\tau_{average}$	$(6 \pm 7) \times 10^{-4}$
$(m_{K^+} - m_{K^-})/m_{average}$	$(-0.6 \pm 1.8) \times 10^{-4}$
$(\tau_{K^+} - \tau_{K^-})/\tau_{average}$	$(0.11 \pm 0.09)\%(\text{S}=1.2)$
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ rate difference/average	$(-0.5 \pm 0.4)\%$
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ rate difference/average	$(0.8 \pm 1.2)\%$
δ in $K^0 - \bar{K}^0$ mixing	
real part of δ	$(2.9 \pm 2.7) \times 10^{-4}$
imaginary part of δ	$(0.02 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
$ m_{K^0} - m_{\bar{K}^0} /m_{average}$	$< 10^{-18}, \text{CL}=90\%$
$(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0})/m_{average}$	$(8 \pm 8) \times 10^{-18}$
phase difference $\phi_{00} - \phi_{+-}$	$(0.2 \pm 0.4)^\circ$
$Re(\frac{2}{3}\eta_{+-} + \frac{1}{3}\eta_{00}) - \frac{\delta_1}{2}$	$(-3 \pm 35) \times 10^{-6}$
$A_{CPT}(K^\mp \pi^\pm)$ in $D^0 \rightarrow K^- \pi^+, \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	0.008 ± 0.008
$(m_p - m_{\bar{p}})/m_p$	$1.0 \times 10^{-8}, \text{CL}=90\%$
$(\frac{q_{\bar{p}}}{m_{\bar{p}}} - \frac{q_p}{m_p}) / \frac{q_p}{m_p}$	$(-9 \pm 9) \times 10^{-11}$
$ q_p + q_{\bar{p}} /e$	$1.0 \times 10^{-8}, \text{CL}=90\%$
$(\mu_p + \mu_{\bar{p}})/\mu_p$	$(-2.6 \pm 2.9) \times 10^{-3}$
$(m_n - m_{\bar{n}})/m_n$	$(9 \pm 5) \times 10^{-5}$
$(m_\Lambda - m_{\bar{\Lambda}})/m_\Lambda$	$(-0.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}(\text{S}=1.6)$
$(\tau_\Lambda - \tau_{\bar{\Lambda}})/\tau_\Lambda$	-0.001 ± 0.009
$(\tau_{\Sigma^+} - \tau_{\bar{\Sigma}^-})/\tau_{\Sigma^-}$	$(-0.6 \pm 1.2) \times 10^{-3}$
$(\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\bar{\Sigma}^-})/\mu_{\Sigma^-}$	0.014 ± 0.015
$(m_n - m_{\bar{n}})/m_n$	$(1.1 \pm 2.7) \times 10^{-4}$
$(\tau_{\Xi^-} - \tau_{\bar{\Xi}^+})/\tau_{\Xi^-}$	0.02 ± 0.18
$(\mu_{\Xi^-} + \mu_{\bar{\Xi}^+})/ \mu_{\Xi^-} $	0.01 ± 0.05
$(m_{\Omega^-} - m_{\bar{\Omega}^+})/m_{\Omega^-}$	$(-1 \pm 8) \times 10^{-5}$
$(\tau_{\Omega^-} - \tau_{\bar{\Omega}^+})/\tau_{\Omega^-}$	-0.002 ± 0.040

1. 標準理論では平坦な空間を扱っており、重力による時空のひずみは考慮されていない。
2. よって強い力や電磁力に対して重力の効果が無視できない領域では、標準理論が成り立たない可能性がある。
3. 例えば陽子-陽子間に働く電磁相互作用による力の大きさは

$$f_q = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \frac{\hbar c}{r^2} = \alpha \frac{\hbar c}{r^2} \sim \frac{1}{137} \frac{\hbar c}{r^2} \quad (1.1)$$

であり、一方重力相互作用による力の大きさは

$$f_g = \frac{Gm_p^2}{\hbar c} \frac{\hbar c}{r^2} = \alpha_g \frac{\hbar c}{r^2} \sim 5.9 \times 10^{-39} \frac{\hbar c}{r^2} \quad (1.2)$$

である。したがって m_p がプランク質量 $M_{pl} = \sqrt{\hbar c/G} = 10^{19}[\text{GeV}]$ 程度になると $f_q \sim f_g$ となる。

4. ゆえにこのエネルギー領域での実験を行えば何らかの情報が得られる。
5. あるいは逆に $10^{-19}[\text{GeV}]$ の違いがわかる精密な実験を行えば何らかの情報が得られる。

残念なことに現在 CERN で建設中の世界最高エネルギーの加速器 (LHC; Large Hadron Collider) でも $10^4[\text{GeV}]$ までしか粒子を加速できない。そのため 4 の方針でこの問題に挑戦するのは相当困難である。

一方で、近年水素原子の精密分光は大きな進歩をとげ、図 1.1 に示すような結果が得られている。1S-2S 間の遷移は光周波数コムを使った実験によって、 $10[\text{Hz}]$ の精度で求められている [51]。2S-2P は 2P 状態の寿命が短いため、精度は $10[\text{kHz}]$ しかないが、1S 状態の hyperfine splitting に関しては maser を利用して $10^{-3}[\text{Hz}]$ という非常に高い精度で求められている [30, 19]。また図中で赤の矢印は理論計算による精度を表わしており、2S-2P を除いて実験値のほうが大幅に精度がよいことがわかる。さらに青のバーはそれぞれの遷移周波数を反水素で測って、水素と比べた際に、CPT 対称性の破れの検証に関係する物理量のこれまでの測定精度を表わしている¹。

ここで $1[\text{Hz}] = 4.136 \times 10^{-15}[\text{eV}]$ であることから、1S-2S の遷移周波数の測定値の絶対精度は $10^{-14}[\text{eV}] = 10^{-23}[\text{GeV}]$ 、同じく 1S の hyperfine splitting は $10^{-18}[\text{eV}] = 10^{-27}[\text{GeV}]$ である²。

したがって上の検討からは 5 の方針が有望であると考えられる。さらに標準理論を CPT 対称性の破れと、Lorentz 対称性の破れを許す形で拡張した Kostelecký らのモデルによれば、CPT 対称性の破れの効果は 1S-2S 間の遷移では主要項がキャンセルされてしまうのに対し、hyperfine splitting ではキャンセルが起こらないことが予想されている [8]。

以上の見積もりから、反水素原子の hyperfine splitting の測定による CPT 対称性の検証は、きわめて有効な測定になることが期待されている。

1.2 超微細構造分裂の測定

水素原子の hyperfine splitting は 1930 年代以来、精密測定が行われてきている。その間に以下に述べるような方法が開発されてきている。

¹例えば hyperfine splitting の測定からは、(反)陽子の磁気モーメント $\mu_p(\mu_{\bar{p}})$ を求めることができる、 $\Delta CPT(\mu_p) = (\mu_p - \mu_{\bar{p}})/\mu_p$ であり、この相対精度が 10^{-3} であることを青のバーは表わしている。ここで注意しなければならないのは、反水素の分光はまだ誰も成功しておらず、この値は他の実験から得られたものである。したがって反水素による分光によって青いバーを伸ばすことができるような測定を行う必要がある。

²一方 K_0 の質量の測定は絶対精度でいうと $10^{-18}[\text{GeV}]$ である。

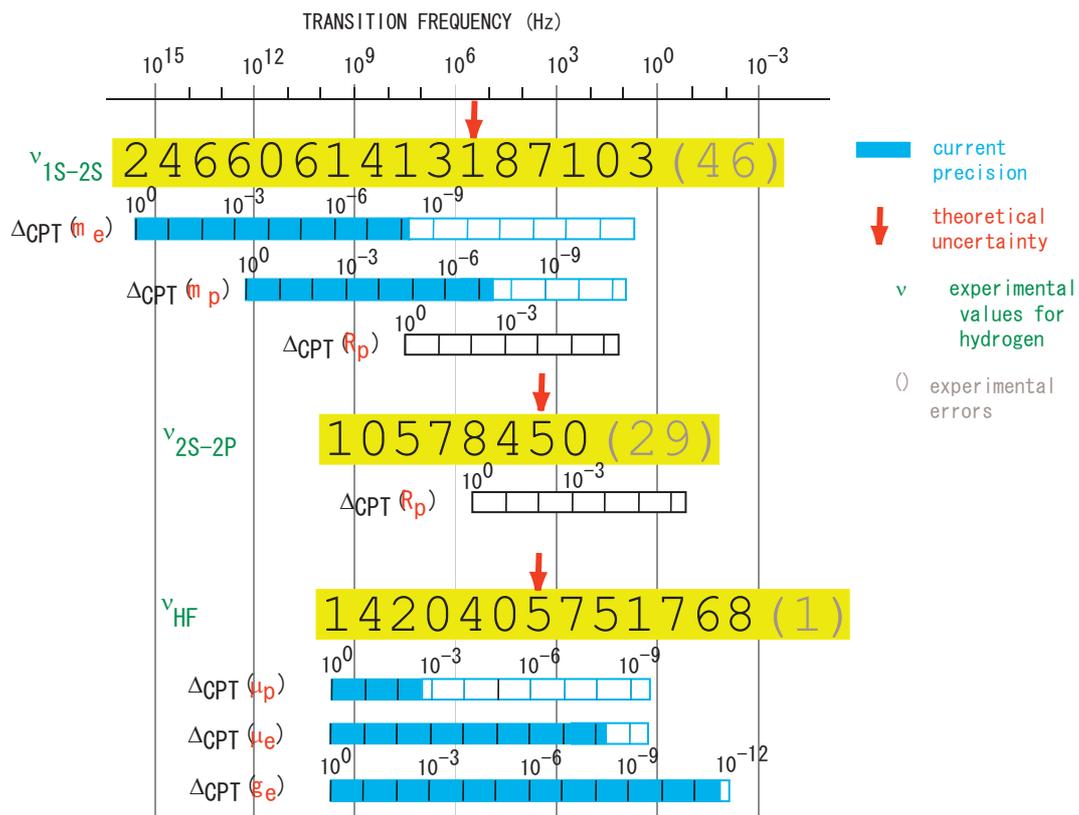


図 1.1: 今までに精密分光された水素原子の遷移周波数と、関連する CPT 対称性に関するこれまでの測定結果

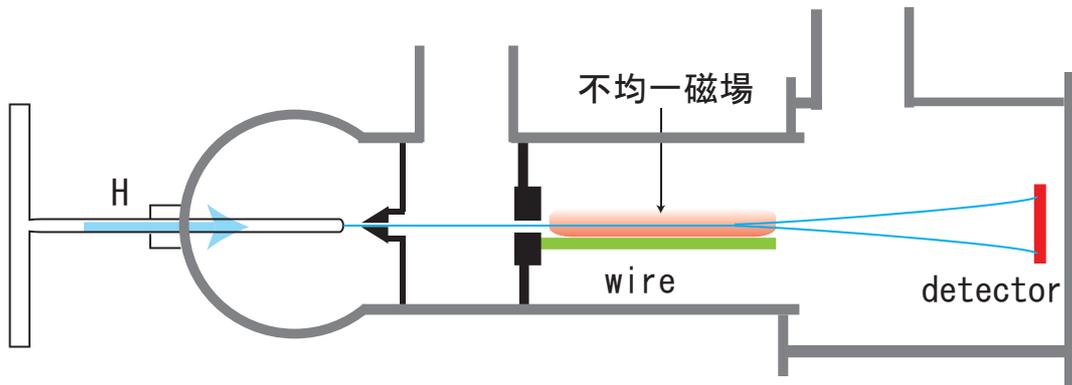


図 1.2: Rabi らによる原子ビームを用いた実験の原理。スリットを通ったビームは、電流を流したワイヤーの作る不均一磁場によって軌道を曲げられる。その際角運動量の向きと、磁場の向きが平行か反平行かによって曲げられる向きが異なるため、ディテクター上の 2 つの位置に signal が現れる。この 2 つの位置の間隔から hyperfine splitting の大きさを知ることができる。

原子ビームを利用した方法

Rabi [40, 57] らは水素原子のビームを不均一磁場中を通し、その軌道が角運動量の状態によって分裂することを利用した Stern-Gerlach タイプの実験 (図 1.2) を行った。このときの精度は $\nu_{HF} = 1421.3 \pm 0.2$ [MHz] である。

Nafe と Nelson[50] はさらに磁気共鳴を利用した改良を行い、Prodell と Kusch[56] は $\nu_{HF} = 1420.4051 \pm 0.0002$ [MHz] の精度に到達した。この精度は現在の理論の精度をすでに上回っている。この方法は比較的簡単な装置で実験を行うことができる。測定精度は原子の速度分布または、原子が磁気共鳴用のキャビティ内を通過する時間によって制限される。

trap を利用した方法

磁気トラップ中に中性原子を捕獲し磁気共鳴を行う方法が開発されている [45]。中性原子をトラップするには不均一磁場が必要である。一方、ゼーマン効果により磁場中では各状態のエネルギー準位がシフトする。捕獲されている原子は温度に応じた熱運動をしており、空間的に広がりを持っている。そのため各原子が受けるエネルギーシフトの量はまちまちである。したがって、この方法では測定精度を上げることが困難である

maser による方法

水素原子 maser[28] を利用した測定により

$$\nu_{HF} = 1420405751.7667 \pm 0.0009[\text{Hz}] \quad (1.3)$$

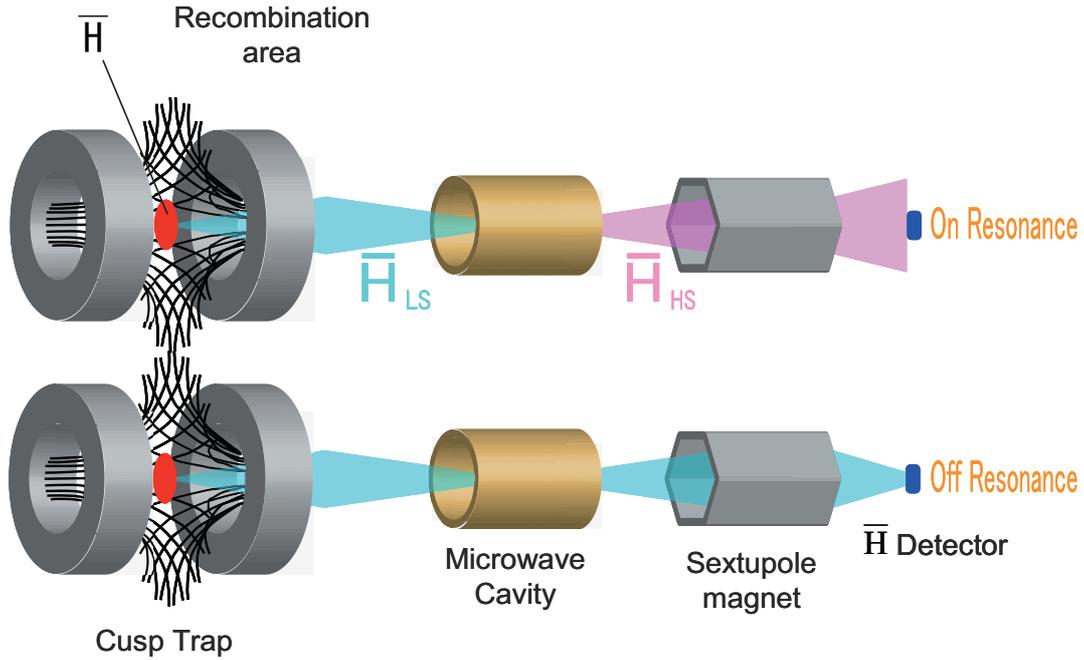


図 1.3: 原子ビームと磁気共鳴による反水素原子の超微細構造分裂の測定原理。
 cusp trap で合成された反水素は偏極ビームとして引き出さる。キャビティの周波数が ν_{HF} と一致するとスピンの反転し sextupole magnet での収束条件が変わるため detector に到達する原子数が変化する。

という値が得られている [30, 19]。この方法は最も精度の高い方法であるが、容器に入った水素原子が出てくるまでに壁と 10^4 回程度衝突するため [41]、物質と衝突すると対消滅してしまう反水素では利用できない。

我々のグループの方針

これらのことから我々のグループでは原子ビームと磁気共鳴を利用した方法を採用することになっている。図 1.3 に測定原理を示す。cusp trap で合成された反水素はスピン偏極した (low field seeking 状態の) ビームとして磁場勾配によって、収束されながら引き出される。次のマイクロ波キャビティにて、キャビティの周波数が ν_{HF} が一致するとスピンが反転し、high field seeking 状態になる。この状態で sextupole magnet を通ると発散する軌道となり、ディテクターに到達する原子数は減少する。一方マイクロ波キャビティの周波数が ν_{HF} と一致しないときは、sextupole magnet を通ると収束する軌道となり、ディテクターに到達する原子数が増える。したがって、マイクロ波キャビティの周波数を変化させながら、ディテクターに到達した原子数を観測していれば、 ν_{HF} を知ることができる。

我々の実験で得られる測定精度はキャビティ内を原子が通過する時間で制限されると考えられ、半値幅は $\delta\nu = 2.2[\text{kHz}] \sim 10^{-20}[\text{GeV}]$ 程度だと見積もられている [63]。

1.3 磁気モーメント

実験で測定される量は反水素原子の 1S 状態の hyperfine splitting である。しかし CPT 対称性について議論するには (反) 粒子の基本的な定数を比較する必要がある。本実験では反陽子の磁気モーメントを陽子の磁気モーメントと比較することを目指している。

陽子の磁気モーメントと水素原子の 1S 状態の hyperfine splitting の主要項は

$$\nu_F = \frac{16}{3} \left(\frac{M_p}{M_p + m_e} \right)^3 \frac{M_p \mu_p}{m_e \mu_N} \alpha^2 c R y \quad (1.4)$$

で結び付けられる。ここで Winkler ら [64] によって電子と陽子の g 因子の比の測定から得られた陽子の磁気モーメントの値 [13]

$$\mu_p = 2.792847386(63) \mu_N \quad (1.5)$$

$$\mu_N = 7.66225914 \text{ MHz/T} \quad (1.6)$$

を式 1.4 の右辺に代入して ν_F を求め、直接測定された $\nu_F(exp)$ と比較すると

$$\frac{\nu_F(exp) - \nu_F}{\nu_F(exp)} \simeq 1000 \text{ ppm} \quad (1.7)$$

と大きくずれている。そこで相対論的效果や輻射補正等の QED を取り入れたより精密な計算を行うと

$$\frac{\nu_F(exp) - \nu_F(QED)}{\nu_F(exp)} = 32.55(10) \text{ ppm} \quad (1.8)$$

まで改善する。

さらに Zemach 補正と呼ばれる補正を含めると

$$\frac{\nu_F(exp) - \nu_F(th)}{\nu_F(exp)} = 3.5 \pm 0.9 \text{ ppm} \quad (1.9)$$

となる [39]。

このずれは陽子の半径や電気、磁気分布等の核構造に関する測定の限界から制限を受けている [39]。

すなわち現状では水素原子の 1S の hyperfine splitting から陽子の磁気モーメントを求める際には、4ppm 程度の精度が限界である。

反陽子の磁気モーメントに関しては Kreissl らによる $\bar{p}Pb^{207}$ を使った実験 [42] により

$$\mu_{\bar{p}} = -2.8005(90) \mu_N \quad (1.10)$$

と求められている。³

またこの結果から現在のところ

$$\frac{(\mu_p + \mu_{\bar{p}})}{\mu_p} = (-2.6 \pm 2.9) \times 10^{-3} \quad (1.11)$$

が (反) 陽子の磁気モーメントに関する CPT 対称性の検証実験の最も精密な値として知られている。

³particle data group の値はその他の実験も考慮した平均値として $\mu_{\bar{p}} = 2.800 \pm 0.008$ が示されている

第2章 反水素の合成

反水素は自然には存在しないが、反陽子と陽電子を再結合させることによって作ることができる。

この章では材料である反陽子と陽電子について、また反水素の合成と閉じ込めについて述べる。

2.1 反陽子

反陽子は1955年にChamberlain, Segre, Wiegand, Ypsilantis, らによってBevatronで発見された[10]。反陽子を使った様々な実験に関しては[18]のreviewに詳しくまとめられている。現在CERNに低速反陽子を供給する施設があり、我々のグループを含めて4つのグループが実験を行っている。

図2.1にCERNの加速器施設のうち反陽子に関連する部分を示す。

PS(Proton Synchrotron)によって26[GeV/c]に加速された陽子はAD(Antiproton Decelerator)入口付近に設置されているIrターゲットとの衝突により



の対生成反応を起こす。この際にできた反陽子のうち生成効率が最大となる3.5[GeV/c]の反陽子をmagnetic hornで集めてADに入射する。

ADではstochastic cooling及びelectron coolingと呼ばれる手法により反陽子を冷却し、それを減速して、最終的には100[MeV/c](=5.3[MeV])の反陽子がパルスとして実験エリアに供給される。供給される反陽子のパルスは90[sec]程度の周期で、1パルスあたり約 $2 \sim 3 \times 10^7$ [個]の反陽子を含んでいる。図2.2にADの運転周期とADの略図を示す。また図2.3にAD内部の写真を示す。

2.1.1 反陽子 trap

我々のグループではADから供給される反陽子を効率的に捕獲するためにRFQD(radio frequency quadrupole decelerator)を利用している。このRFQDによりADからの5.3[MeV]の反陽子を100[keV]まで減速することができる。さらに反陽子をtrap入口に設置されたfoilと衝突させることにより減速し最終的にはトラップの両端の電極に10[kV]の電圧をかけることによって、反陽子を超伝導ソレノイドとmulti ring電極からなるトラップ内に捕獲する(図2.4)[66]。この方法はADからの反陽子を直接foilに衝突させて減速する他のグループ(ATRAP,ALPHA)の方法に比べfoilの厚さを薄くすることができ、foil中で消滅する反陽子が少なくなるため、より効率的に反陽子を捕獲することができる。これまでに我々のグループではADからの1パルス当たり 10^6 [個]の反陽子の捕獲蓄積に成功している[43]これは他のグループに比べ50-100倍程度高い効率である。

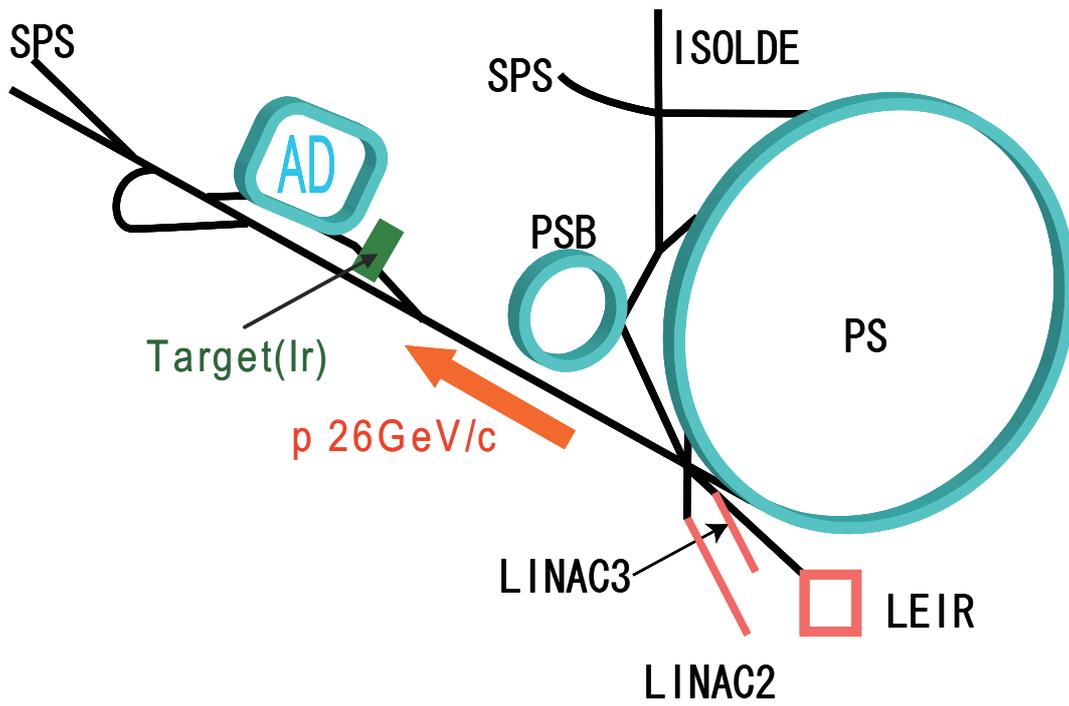


図 2.1: 反陽子に関連する CERN の加速器施設

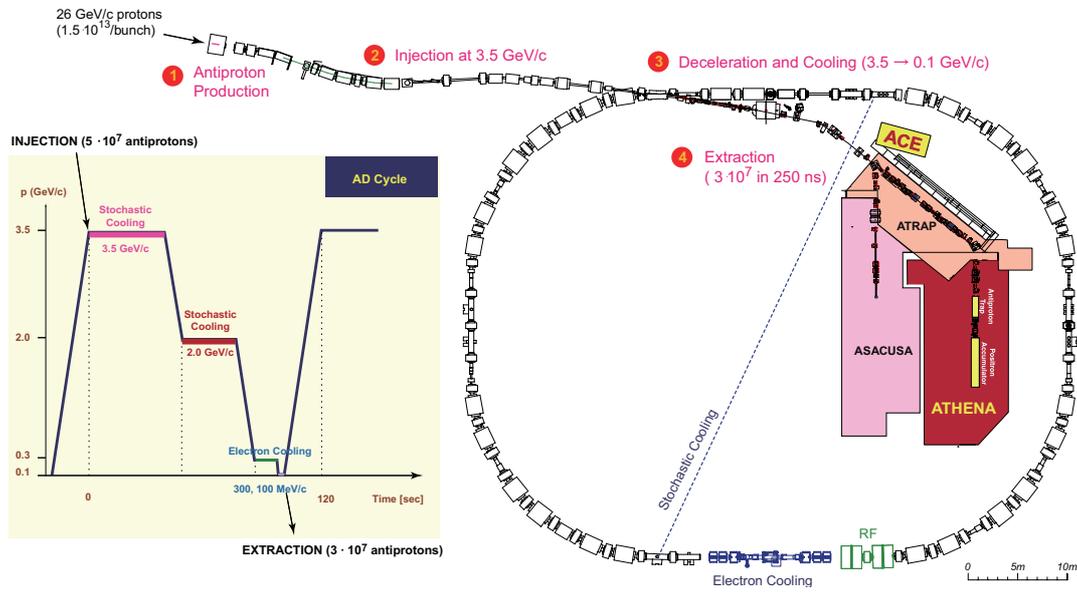


図 2.2: AD の運転周期 (左) と施設の略図 (右)[44]

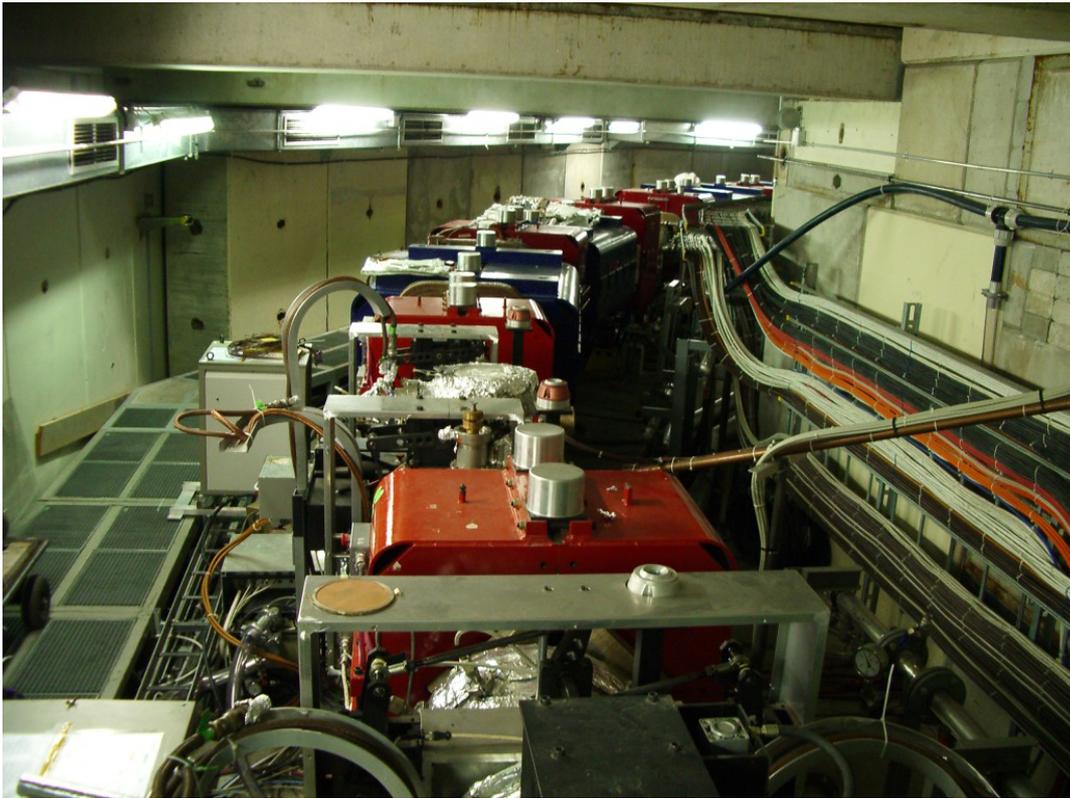


図 2.3: AD 内部の様子

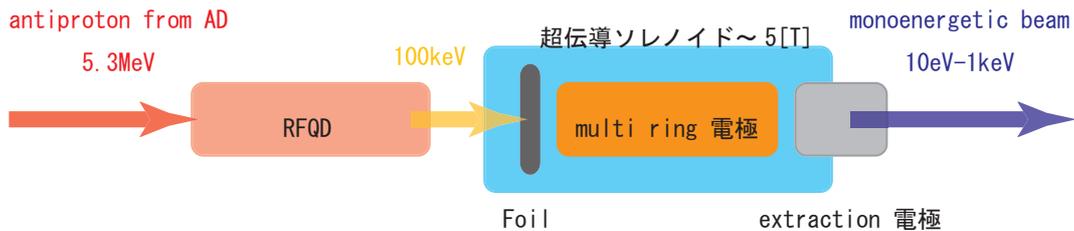


図 2.4: RFQD と荷電粒子トラップによる反陽子の捕獲蓄積と引き出し

また捕獲された反陽子は trap 中で electron cooling によって冷却され、単色ビームとして引き出すことができるようになっている。

反水素の合成にはこの trap からの反陽子ビームを利用する。

2.2 陽電子

効率的な反水素の合成には、いかに低温高密度な陽電子を用意できるかが非常に重要である¹。陽電子源としては ^{22}Na を利用する方法が一般的である。しかしこのままで高エネルギーの陽電子が飛び出していただけであり、反水素の合成には利用できない。そのため出てきた陽電子を一度専用の trap に捕獲して冷却後、パルス化して反水素合成トラップに入射する必要がある。

Surko らは N_2 バッファーガス冷却による陽電子蓄積装置を開発した [60]。ATHENA ではこのタイプの装置を使用している。[2] しかしこの方法では真空度が悪いいため直接反水素合成用の超高真空 trap とは接続できない。

Oshima らは高密度の電子プラズマによって陽電子の冷却を行う超高真空の陽電子蓄積装置を開発した [52]。

我々のグループでは超高真空 trap と直接接続でき、高効率な新たな方式 (RF 電場による減速) の陽電子源の開発を進めている。

2.3 反水素

初めての反水素の合成は 1996 年に CERN の LEAR (Low Energy Antiproton Ring) で Baur らによって行われた [62]。これは LEAR の中を周回する $1.94[\text{GeV}/c]$ の反陽子に対して Xe ガスを衝突させ、対生成によってポジトロニウムを生成し、そのうち一部の反陽子が陽電子を捕獲して反水素ができるという実験である。原理を図 2.5 に示す。この実験は反水素が存在できるということを示した意義は大きかったが、できた反水素は光速の 90% の速さであり、 $20[\text{ns}]$ 程度しか存在せず²、数も 9 ± 1 個しかなかったため CPT 対称性の検証を初めとした精密な実験を行える状況ではなかった。

一方で精密実験を目標に trap 中での“冷たい反水素”の大量合成を目指す試みも 1980 年代から行われてきていた [26]。trap 中では適切な条件で陽電子と反陽子を混合することによって反水素を合成することができる。これまでに様々な反水素の合成方法が提案されているが、

¹次節の反応レートを参照

²detector までの到達時間

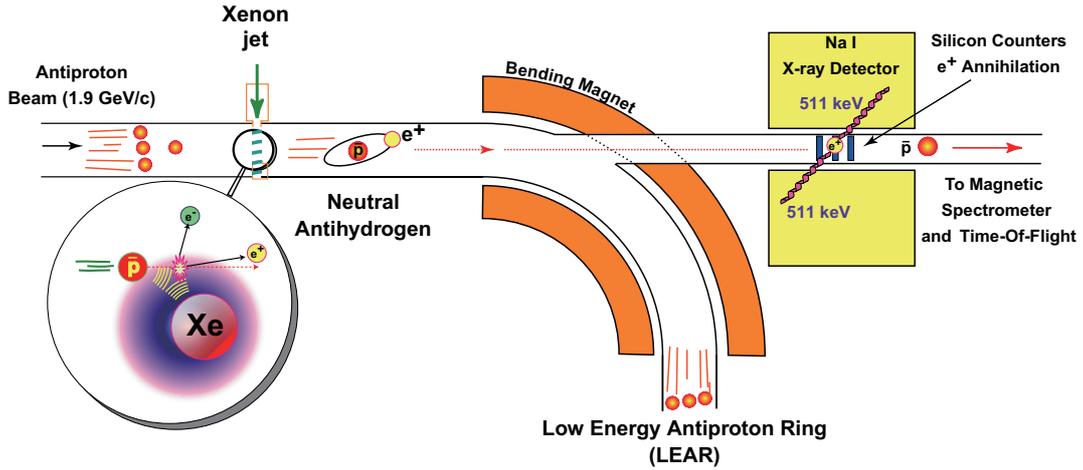


図 2.5: 世界で初めて反水素合成に成功した実験の概略図。LEAR を回る反陽子に Xe のガスジェットを交差させ反水素原子を作る。できた反水素はリングのベンディングマグネットのところで反陽子と分離され検出器に飛び込む

radiative recombination と three body recombination の二つの過程が主な合成方法として考えられている。³⁴

1. $\bar{p} + e^+ \rightarrow \bar{H}(n, l) + h\nu$ radiative recombination
2. $\bar{p} + e^+ + e^+ \rightarrow \bar{H}(n, l) + e^+$ three body recombination

1 radiative recombination(放射性再結合)

反陽子と陽電子が衝突する際に光子を出して、余計なエネルギーをこの光子に負わせることによって反水素が合成される。これは photo ionization の逆過程にあたり、radiative recombination(放射性再結合)と呼ばれる

反陽子と陽電子の重心系でのエネルギーを E_{cm} 、反水素原子の基底状態の陽電子に対する束縛エネルギーを E_0 、Bohr 半径を a_0 、微細構造定数を α とすれば、主量子数 n の反水素がこの過程によって合成される時の反応断面積は、近似的に

$$\sigma_{RR}(n, E_{cm}) = \frac{2^5 \pi \alpha^3 a_0^2 E_0}{3\sqrt{3} n E_{cm} (1 + n^2 E_{cm}/E_0)} \quad (2.2)$$

で与えられる [6]。
値を代入すると

$$\sigma_{RR}(n, E_{cm}) = \frac{2^5 \times 10^{-22} E_0}{n E_{cm} (1 + n^2 E_{cm}/E_0)} \quad (2.3)$$

となる。式からわかるようにこの過程は n が小さい反水素ほどできやすい。また全断面積は

$$\sigma_{RR}(E_{cm}) = \sum_{n=1}^{n_{cut}} \sigma^{RR}(n, E_{cm}) \quad (2.4)$$

³反陽子と陽電子の 2 体だけでは運動量と運動エネルギーを同時に保存できないため反水素は合成されない

⁴反水素の合成と反水素の物理に関しては [11, 37, 44, 11, 36, 3]

と表される。ここで n_{cut} はできた反水素が陽電子との衝突によるイオン化や、フェールドイオン化を起こさない上限である。 $n_{cut} = 2000$ としたときの $\sigma^{RR}(E_{cm})$ を図 2.6 に示す [49]。

陽電子の密度を $n_e(\vec{r})$ 、反陽子の密度を $n_p(\vec{r})$ 相対速度 v 、相対速度の分布関数が $f(\vec{v})$ 、反応断面積が $\sigma(v)$ とおくと、反応レート R は一般に

$$R = \int \int n_e(\vec{r}) n_p(\vec{r}) \sigma(v) v f(\vec{v}) d^3 v d^3 r \quad (2.5)$$

と表される。但しここで $f(\vec{v})$ は、簡単のため \vec{r} によらないと仮定した。さらに反応係数 α を

$$\alpha(v_r) = \int \sigma(v) v f(\vec{v}) d^3 v \quad (2.6)$$

と定義すれば、

$$R = \alpha(v_r) \int n_e(\vec{r}) n_p(\vec{r}) d^3 r \quad (2.7)$$

となる。Bell らによれば [5]、 $f(\vec{v})$ が球対称で Maxwell-Boltzmann 分布のとき radiative recombination の反応レートは

$$\alpha_{RR} = 1.92 \times 10^{-13} \sqrt{\frac{1}{kT_e}} \left[\ln \left(\frac{5.66}{\sqrt{kT}} \right) + 0.196 (kT)^{\frac{1}{3}} \right] [\text{cm}^3/\text{sec}] \quad (2.8)$$

と表される。⁵

2 three body recombination(三体再結合)

反陽子と陽電子が衝突する際近くに他の陽電子があると、その陽電子に結合の際に放出される余計なエネルギーを負わせることにより反水素が合成される。この過程は electron impact ionization の逆過程にあたり、three body recombination(三体再結合) と呼ばれている。反応レート R は

$$R = \int \int \alpha_{TBR} n_e(\vec{r})^2 n_p(\vec{r}) d^3 v d^3 r \quad (2.9)$$

と表される。反応には 2 つの陽電子がかかわることから、レートは $n_e(\vec{r})^2$ に依存する。また 3 体問題のため断面積を考えることはできない。

Pajek ら [53] によれば、主量子数 n の反水素ができる反応係数 $\alpha_{TBR}(n)$ は、 $f(\vec{v})$ が球対称で Maxwell-Boltzmann 分布のとき

$$\alpha_{TBR}(n) = 2 \times 10^{-29} \left(\frac{1}{kT_e} \right) n^6 [\text{cm}^6/\text{sec}] \quad (2.10)$$

と表される。

⁵この式は $n_{cut} = \infty$ の時のもの。

radiative recombination の時と違い、 n が大きくなると急速に $\alpha_{TBR}(n)$ が大きくなるのは重要な点である。

一方あまりに n が大きい、すなわち束縛エネルギーが小さい状態は、たとえ反水素が合成されたとしても、すぐに他の陽電子との衝突によるイオン化や、フィールドイオン化をおこしてしまう。この再イオン化が起こらない上限値 n_{max} は

$$n_{max} \sim \sqrt{\frac{13.6}{2kT_e}} \quad (2.11)$$

で与えられる。したがって、three body recombination では反水素は多くがこの n_{max} の状態にいと合成されると考えられる。

トータルの反応係数 α_{TBR} は、 $\alpha_{TBR}(n)$ を 1 から n_{max} まで足し合わせればよく、

$$\alpha_{TBR} = \frac{2 \times 10^{-29}}{7} \left(\frac{1}{kT_e} \right) n_{max}^7 [\text{cm}^6/\text{sec}] \quad (2.12)$$

$$= 2.3 \times 10^{-27} \left(\frac{1}{kT_e} \right)^{4.5} [\text{cm}^6/\text{sec}] \quad (2.13)$$

と表される。

three body 対 radiative

前節、前々節で α_{TBR} 、 α_{RR} の具体的な形を求めたので、ここでは kT_e に数値を代入して、2つの係数を比較してみることにする。但し式 2.5、式 2.9 からわかるように α_{TBR} と α_{RR} を直接比較することはできない。そこで α_{TBR} に陽電子の密度 n_e をかけた値を $\alpha_{TBR}(n_e) = \alpha_{TBR} n_e$ と定義して、この $\alpha_{TBR}(n_e)$ と α_{RR} を比べることにする。

図 2.7 にいくつかの n_e に対する $\alpha_{TBR}(n_e)$ 、 α_{RR} の温度依存性を示す。図からわかるように、我々の目標とする温度領域 (1meV 以下) では three body recombination が支配的である。したがって多くの反水素は高励起状態にできると考えられる。

磁場の影響、実験との比較

前節までで求めた反応係数はいずれも速度分布として、等方的な Maxwell-Boltzman 分布を仮定している。一方実際の実験は強い磁場のかかった trap 中で行われる。荷電粒子は一般に磁場があると磁力線に巻きつく螺旋運動をするが、このことは粒子の軌道に制約を加えることになる。したがって等方的な Maxwell-Boltzman 分布という仮定は成り立たなくなる。この場合特に α_{TBR} は小さくなることが知られている [27]。しかし磁場の効果を取り入れた計算は難しく、現在まであまり行われていない。

最近 ATHENA から反水素の生成レートの温度依存性が発表された。陽電子の温度が低いほど合成される反水素の数が増えるという定性的な傾向は確認されているが、定量的には前節までの単純な見積もりとは大きくずれている [1]。

反陽子と陽電子の再結合という一見簡単に思えるこの現象は全体として分かっていないことが非常に多い。また cusp trap は非一様磁場のため、さらに状況は複雑になる。したがって本研究で合成される反水素の合成レートを正確に見積もることは困難である。そのため少しでも合成される反水素を増やすために、陽電子の冷却と圧縮による密度の向上を可能な限り行う必要がある。

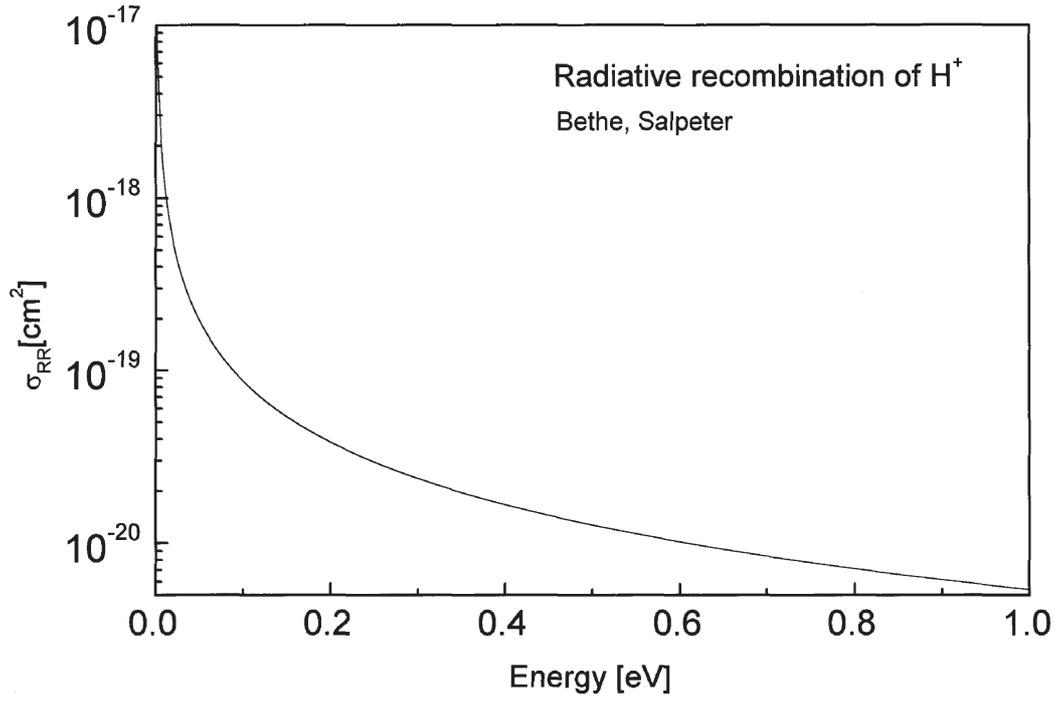


図 2.6: radiative recombination の反応断面積 σ_{RR} [49]

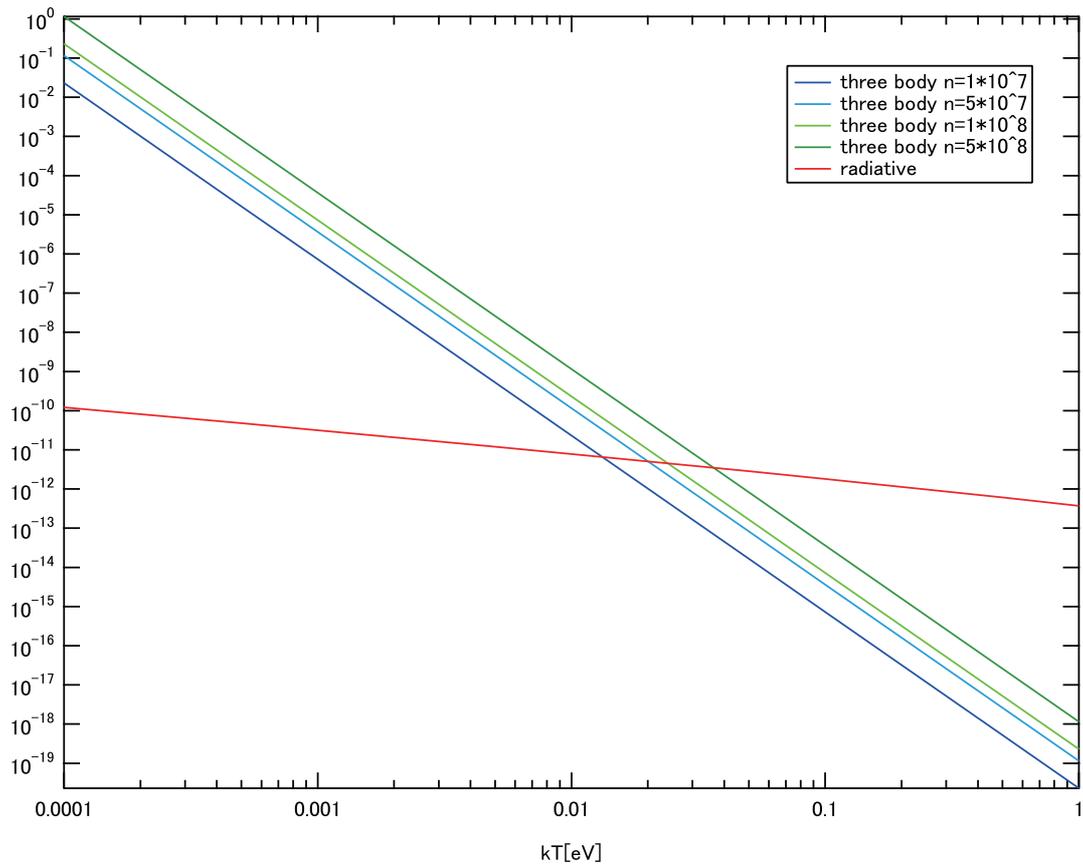


図 2.7: $\alpha_{TBR}(n_e)$ と α_{RR} の比較

2.3.1 冷たい反水素の合成

2002年にATHENA[4]、ATRAP[24]がnested Penning trapというtrapを用いて、trap中での反水素の合成に成功した。nested Penning trapによる反水素の合成方法とATHENAの検出方法を図2.8に示す。

nested Penning trapはMalmberg-Penning trapの応用型で、multi ring電極によって図2.8(下)のような入れ子になったポテンシャルをつくることにより、電荷の符号が反対の粒子を同時に閉じ込める(z方向)ことができる。またr方向は通常のMalmberg-Penning trapと同様にz方向の一樣磁場によって閉じ込めを行う。

反水素を合成するには、あらかじめ陽電子を入射冷却しておき、そこへ反陽子を入射する。入射された反陽子は陽電子との衝突によって、冷却され、逆に陽電子は温められる。しかし陽電子はシンクロトロン放射によってすぐに冷却される[32, 25]。これを繰り返すと徐々に反陽子、陽電子ともに冷却されていき、十分に冷えたところで再結合が起こり反水素が合成される。

できた反水素は電磁場による閉じ込め力が働かなくなるため、電極とぶつかり、そこで対消滅を起こす。その際に反陽子は π^0, π^\pm を放出し、陽電子は γ 線を放出する。これらの検出位置から消滅点を再構成し、反陽子と陽電子が同じ場所で同じ時間に消滅した痕跡から反水素ができていたことを知ることができる。

この方法によってtrap中で反陽子、陽電子の再結合から反水素が合成できることが示された。

しかしnested Penning trapではできた反水素を閉じ込めておくことはできず、消滅信号しか検出できない。そのためnested Penning trapでは反水素の精密分光を行うことはやはりできない。

このような背景から次の目標として反陽子、陽電子、反水素の同時閉じ込めができるようなtrapの研究が近年盛んに行われてきている。

2.4 反水素 trap

反水素を使って精密な実験を行うためには、低温で基底状態の反水素が必要である。しかし前節の議論から合成された反水素は多くが高励起状態である。そのため合成された反水素が脱励起するまでの間反水素を閉じ込めておく必要がある⁶。また基底状態になった反水素を使ってレーザー分光やビーム実験を行う際にも反水素を閉じ込めておくか、ビームとして引き出す必要がある。

反水素は壁(物質)とぶつかると消滅してしまうため、壁から電磁場で浮かして保持しなければならない。これまでにいくつかの電磁場配位が提案・検討されている[16, 47, 21, 59, 20]が、我々のグループではcusp trapを採用している。反水素 trapでは材料となる反陽子、陽電子(荷電粒子)と生成された反水素(中性原子)を同時に閉じ込めなければならない。このうち中性粒子は次節で述べるように一樣磁場では閉じ込めることができない。そのため必然的に非一樣磁場を使うことになる。一方、荷電粒子の安定な閉じ込めには、磁場の軸対称性が重要であることが指摘されている[17]。軸対称一樣磁場下では正準運動量の θ 成分が保存量となり、理想的には無限の閉じ込め時間が得られることが示されている[17]。そのため非中性プラズマの閉じ込め実験は、これまでほとんどが軸対称一樣磁場下で行われてきた。したがって、中性原子の閉じ込めのために非一樣磁場でありながら、軸対称性は犠牲にしない磁場配位を目指す

⁶レーザーにより特定の準位に選択的に反水素を合成する方法も提案されている

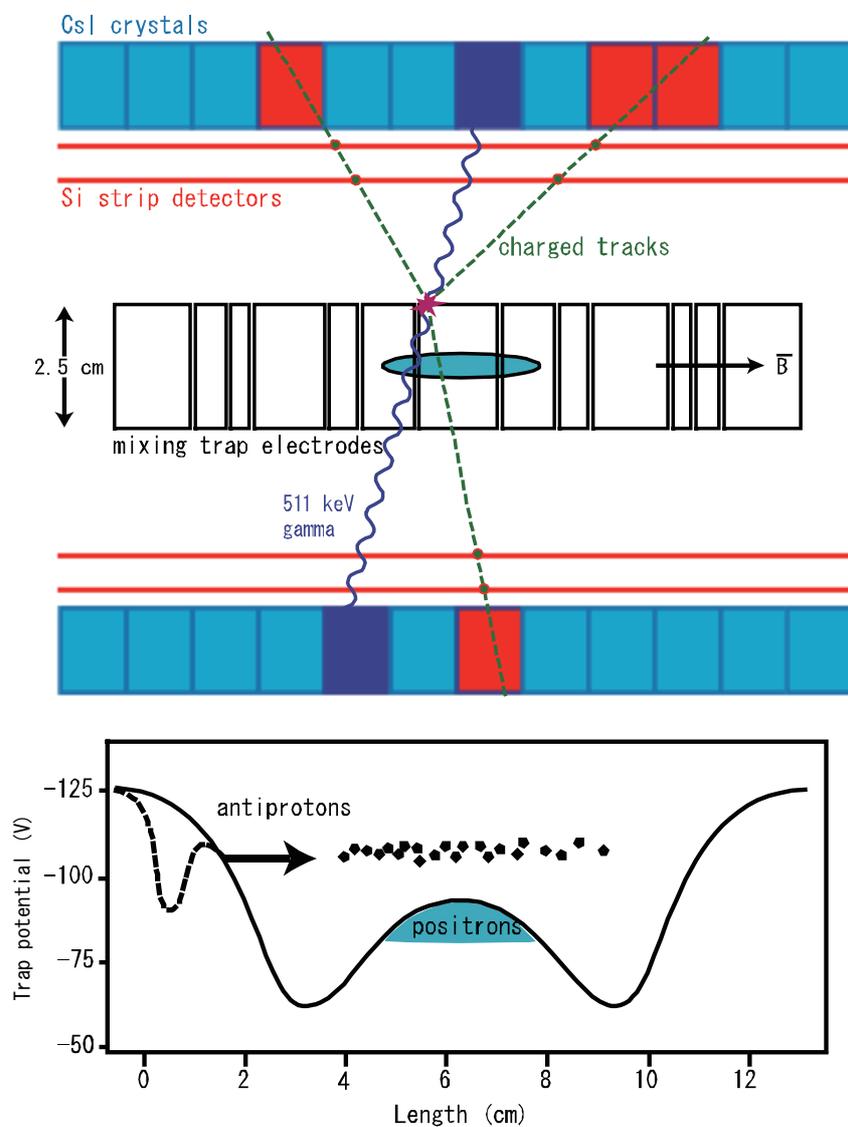


図 2.8: nested penning trap による反水素の合成 scheme。
ATHENA の反水素検出方法 (上) と nested Penning trap 中の静電ポテンシャル (下)

のが最も有望な方法だと考えられる。そのため我々のグループではこの要求を満たすことができる、cusp 磁場を使った trap を採用している。

いずれにして非一様磁場下で、しかも質量が大きく異なり、電荷の符号が反対の粒子を同時に閉じ込めるということ自体大きなチャレンジであり、反物質と切り離して考えたとしても興味深い実験である。

2.4.1 極小磁場配位による反水素原子の閉じ込め

中性粒子である反水素は電場や一様磁場で閉じ込めたり軌道を制御したりすることはできない。しかし磁気モーメントをもつ原子は磁場勾配によって

$$F = -\mu\nabla B \quad (2.14)$$

という力を受ける。そのため、磁場の極小点を作ることができれば磁気モーメントが磁場と平行な原子 (LF, Low Field Seeking state) は閉じ込めることができる。また磁気モーメントが磁場と平行な原子に関しても磁場勾配から受ける力によって軌道を制御することができる。

しかし、この磁場による閉じ込めポテンシャルは基底状態の反水素原子に対しては

$$U = \mu B = 0.67B[\text{K}] = 5.8 \times 10^{-2}B[\text{meV}] \quad (2.15)$$

であり、電磁場による荷電粒子の閉じ込め力に比べて非常に弱い。例えば、5[T] の超伝導磁石を使ったとしても、基底状態の反水素原子に対しては閉じ込めポテンシャルは 3.4[K] (=0.29[meV]) 程度でありこれ以上の温度の原子は閉じ込めることができない。したがって、基底状態で数 [K] 以下の温度をもつ反水素を作る必要がある。

ところで、2.3 での考察より、低温での反水素の合成は three body recombination が支配的であり、合成された反水素の多くは初め、高励起状態にある。高励起状態の原子の多くは大きな磁気モーメントをもっており、それに伴って閉じ込めポテンシャルは深くなり、温度の高い原子も捕獲される。Pohl ら [55] によればこのような高励起状態の原子が非一様磁場中で脱励起する場合、LF 状態の原子は磁場の強いところで脱励起しやすいため、脱励起に伴って冷却される可能性が指摘されている。たとえば 4[T] の cusp 磁場中で T=15[K]、主量子数 $n_0 = 44$ 、磁気量子数 $m_0 = 43$ の状態でできた反水素は最終的には 0.4[K] まで冷却されることが示されている。したがって閉じ込め可能な条件は幾分緩和され、必ずしも初めから 0.67B[K] 以下の反水素しか閉じ込めることができない、というわけではない。それでも数十 [K] (=数 [meV]) 以下の反水素を作る必要があり、材料となる反陽子、陽電子を十分冷却しておくことは必須である。

2.4.2 cusp trap

cusp trap⁷ はアンチヘルムホルツコイルによる cusp 磁場

$$(B_r, B_\theta, B_z) = \left(-B_0 \frac{r}{2L}, 0, B_0 \frac{z}{L}\right) \quad (2.16)$$

$$(A_r, A_\theta, A_z) = \left(0, \frac{B_0}{2L} rz, 0\right) \quad (2.17)$$

と multi ring 電極による電場によって反陽子、陽電子、反水素を閉じ込める trap である (図 2.9)。

カusp磁場は古くから中性プラズマの実験で使用されてきた [29, 12, 33, 31, 34]。軸対称であるため閉じ込め特性が良いことが期待されたが、中心で $B=0$ となるため磁気モーメントが保存せず、高温の中性プラズマでは磁力線に添って粒子が出て行ってしまふことが難点だった。

しかし非中性プラズマの場合は状況が大きく異なる。磁力線のはしからもれてくる粒子を跳ね返すような電場を重畳することによって、粒子を完全に閉じ込めることができる [48](図 2.9)。また multi ring 電極による電場を工夫することによって図 2.10 のように、spindle 領域と呼ばれる磁場の強い部分に荷電粒子を閉じ込めることもできる。

合成された反水素は磁場勾配によって中心付近に閉じ込められる。中心では全ての方向に対して磁場が増加する、したがって中心は磁場の極小点になっている。さらに温度によっては図 2.11 に示すようにフォーカスさせて引き出すことができ、偏極ビームとしてビーム実験に使うことができる。

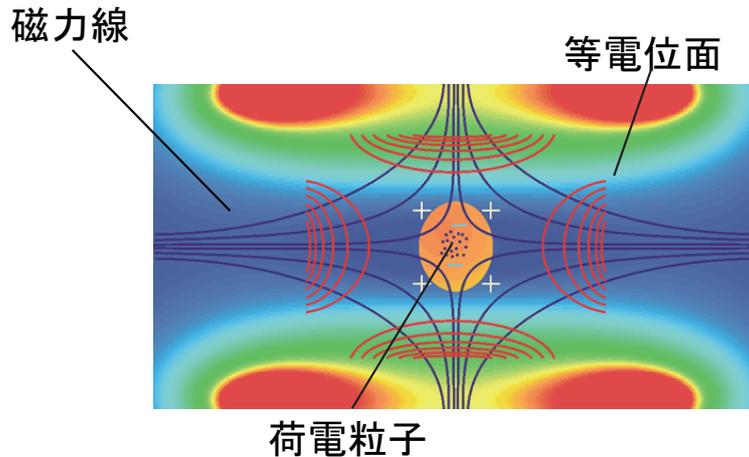


図 2.9: cusp trap の磁力線と multi ring 電極が作る電場の等電位面。中心への閉じ込めの場合。

⁷初期の cusp trap を使った非中性プラズマの実験は [48]

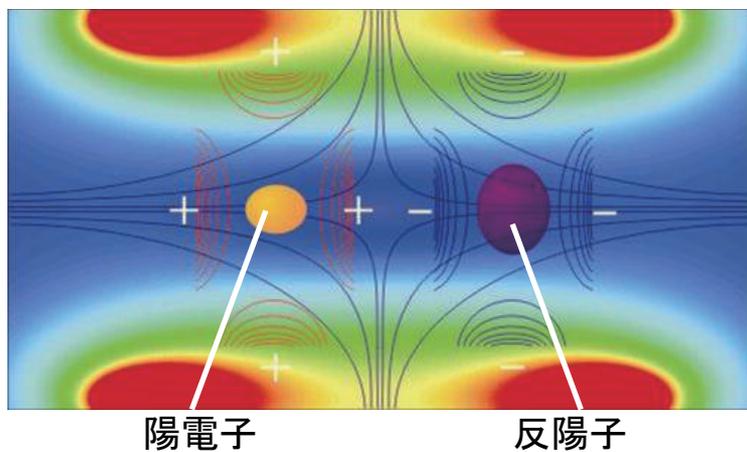


図 2.10: cusp trap の磁力線と multi ring 電極が作る電場の等電位面。spindle 領域への閉じ込めの場合。

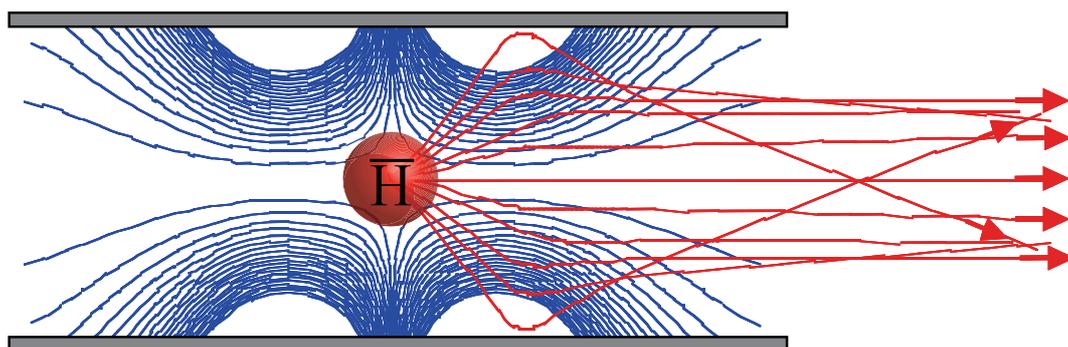


図 2.11: cusp trap 中で合成された反水素の軌道 $(F, M_m)=(1,1), E=0.223[\text{meV}]$. 青のラインは磁力線を表す。

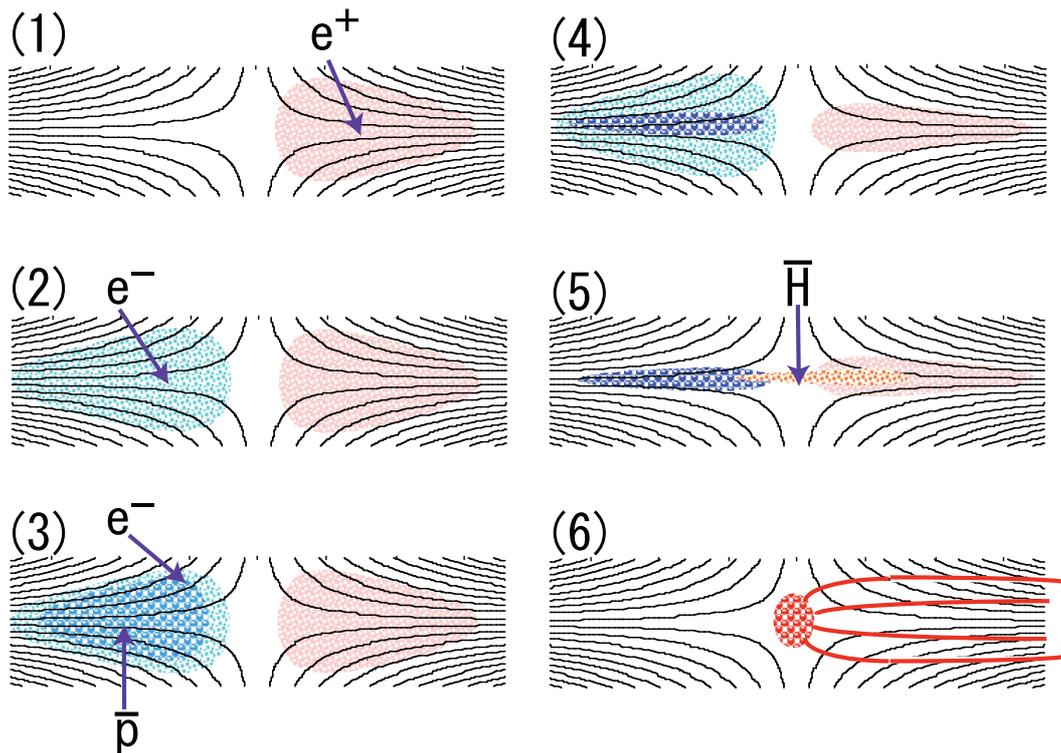


図 2.12: cusp trap による反水素の合成方法

2.4.3 cusp trap による反水素の合成方法

現在想定されている cusp trap 中での反水素の具体的な合成方法を図 2.12 に示す。

1. 陽電子を片側の spindle 領域に入射、蓄積、冷却する。
2. 電子を反対側の spindle 領域に入射、蓄積、冷却する。
3. 反陽子を電子と同じ側に入射、蓄積する。
4. 陽電子を回転電場で圧縮する。反陽子を電子で冷却し、冷却後電子を kick out する
5. 陽電子を反陽子に向かってリークし中心付近で反水素を合成、蓄積する。
6. できた反水素を引き出す。あるいはリークしてくるのを待つ。

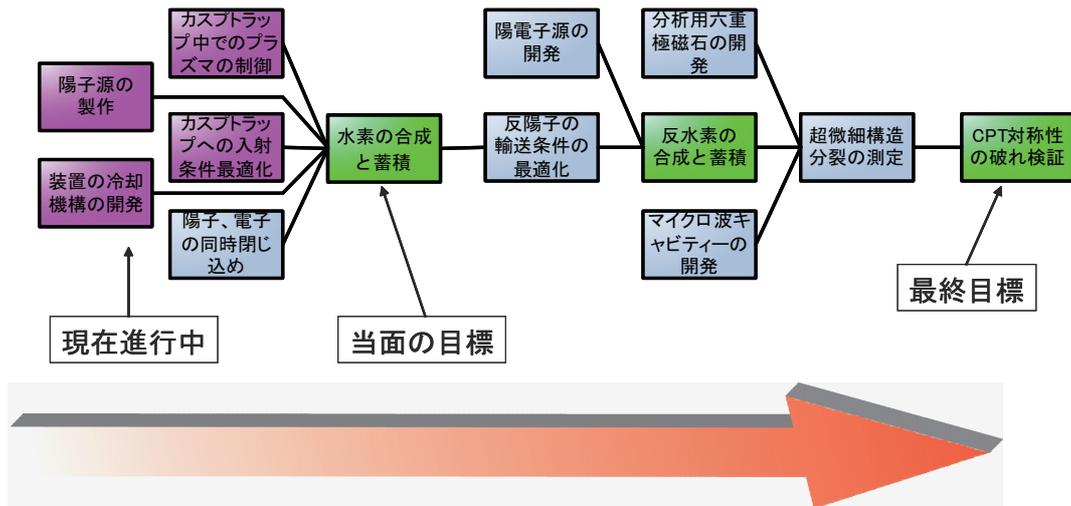


図 2.13: 実験の流れ。反水素を合成し CPT 対称性を検証するためには多くの装置開発とテスト実験が必要である

2.5 研究の目的

本研究の最終目的は cusp trap を用いて反水素を合成し、合成された反水素の超微細構造分裂を測定することによって CPT 対称性を検証することである。しかしながら、そこまでの道のりは図 2.13 に示すように非常に長いものである。実験はまだ始まったばかりで、これから幾つもの装置開発と、テスト実験が必要になる。

また反陽子は大変貴重なうえ、非一様磁場下での荷電粒子の閉じ込めは理論、実験ともに少なく不明な点も多い。さらに反陽子、陽電子の再結合過程についても実験は始まったばかりである。したがって陽子と電子によるテスト実験は非常に重要である。

本論文では cusp trap 中での反水素の合成を目指して、

- 陽子プラズマの閉じ込め実験に使うための陽子源の開発
- 電子プラズマの閉じ込め実験

について述べる

第3章 陽子源

反陽子は大変貴重であるため、電子-陽子によるテスト実験を十分行う必要がある。このうち電子は電子銃を使って簡単に得られるが、陽子を得るにはイオン源が必要である。陽子源としては一般に水素ガスに放電を起こして陽子を得る方法がある。しかしこの方法では外部からガスを導入するため、イオン源付近の真空度はどうしても悪化してしまい超高真空の trap との接続には問題がある¹。そこで外部からガスを導入する必要がなく、構造も簡単でコンパクトな電子衝撃脱離式のイオン源 [67] を製作することにした。このイオン源は水素化ナトリウム (NaH, 粉末状) に電子を 100[eV] から数 100[eV] のエネルギーでぶつけることによって、NaH が解離し陽子が出てくるとい仕組みである。

3.1 簡易バージョンによる予備実験

この方式のイオン源の性能評価のために、まず簡易的なバージョンを試作した。図 3.1 に試作したイオン源を示す。

このイオン源を用いて生成されたイオンの TOF スペクトルを観測した。図 3.2 に測定原理を示す。測定は、まず電子銃で NaH を衝撃し、イオンを生成しておく。次に引き出し電極にパルスを加えてイオンを引き出し、約 15cm 離れた Faraday cup で TOF を観測することにより行った。Faraday cup は正イオンを回収するために -38[V] にバイアスしてある。イオン電流は抵抗で電圧に変換し、コンデンサーでバイアス分をカットして、ゲイン 100 倍の電圧アンプで増幅したあとオシロスコープにて観測した。図 3.3 に Faraday cup のバイアス及び信号の読み出し回路を示す。

測定したスペクトルを図 3.4 に示す。色の違いは引出しエネルギー (V_{NaH}) の違いを表わしている。また黒のラインは引出電極にかけた電圧 (V_{mesh}) を表わしており、トリガーとして使っている。

測定したスペクトルの立ち上がりは 1-2[μsec] 程度で、TOF に対して十分早いとは言えない、そのため、TOF としてはピークではなく、立ち上がり始める時間を取った²。

図 3.4 の結果から引出しエネルギーに対する TOF の変化をプロットしたものを図 3.5 に示す。また飛行距離を L [m]、飛行時間を t [sec]、陽子の質量を m [kg] とすれば

$$t = L \sqrt{\frac{m}{2eV_{NaH}}} \quad (3.1)$$

$$= 7.22 \times 10^{-5} L \sqrt{\frac{1}{V_{NaH}}} \quad (3.2)$$

¹ trap の真空度については 5.1 を参照

² Faraday Cup からの信号を抵抗で電圧に変換して計測すると、一般に Faraday cup の信号源インピーダンスが大きいため、ケーブル容量によって立ち上がりがなまってしまう。50[Ω] 系の同軸ケーブルでは一般に 100[pF/m] 程度の容量がある。図 3.3 からわかるように、今回は 10[k Ω] の抵抗で電流-電圧変換を行ったため、立ち上がり時間は $\tau = 10[k\Omega] \times 100[pF] = 1[\mu sec]$ となり測定値とほぼ一致する。

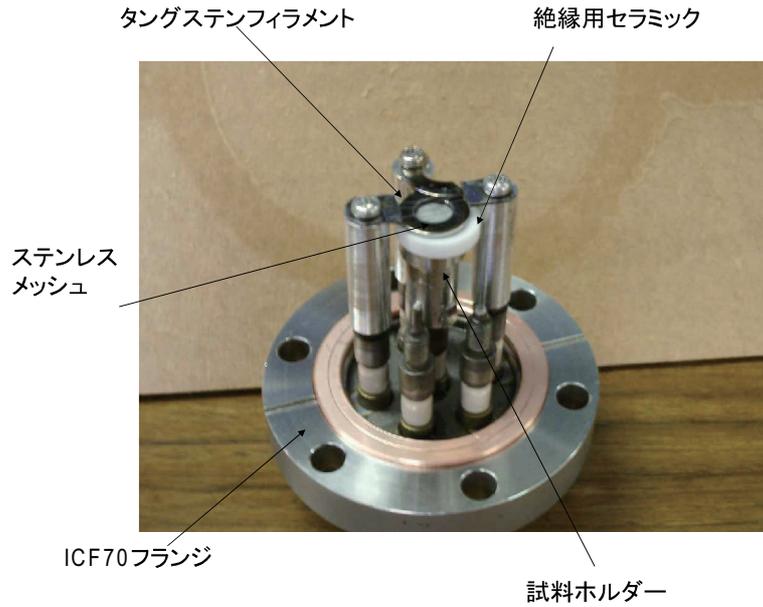


図 3.1: 試作した陽子源

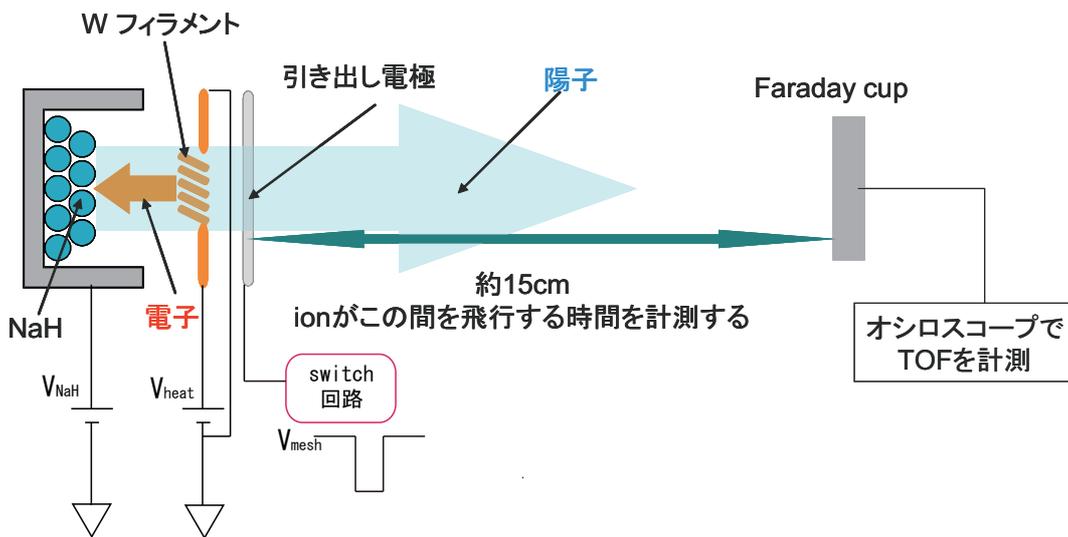


図 3.2: 試作した陽子源の性能評価のための測定原理

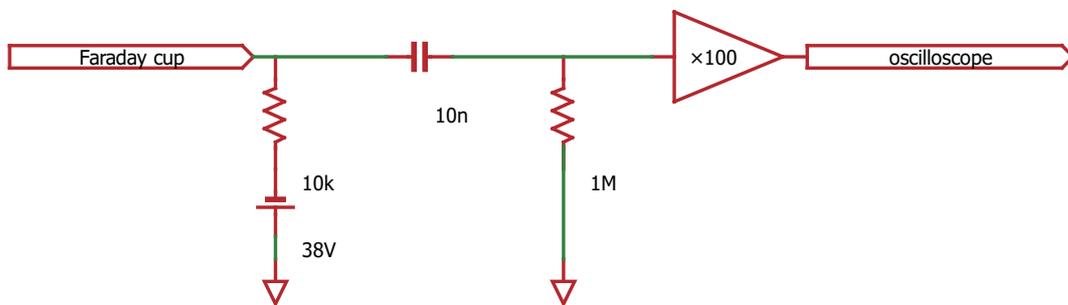


図 3.3: Faraday cup の読み出し回路

今回は $L=0.15[m]$ なので式 3.2 に代入すると

$$t = \frac{10.8 \times 10^{-6}}{\sqrt{V_{NaH}}} [sec] \quad (3.3)$$

となる。図 3.5 中の直線は計算値であり、実験結果はこの値とよく一致していることがわかる。
 $\frac{q}{m}$ が 1 のイオン (中性子が一つもない) は陽子しかなくこの結果から陽子が引き出されていることが確認できた。

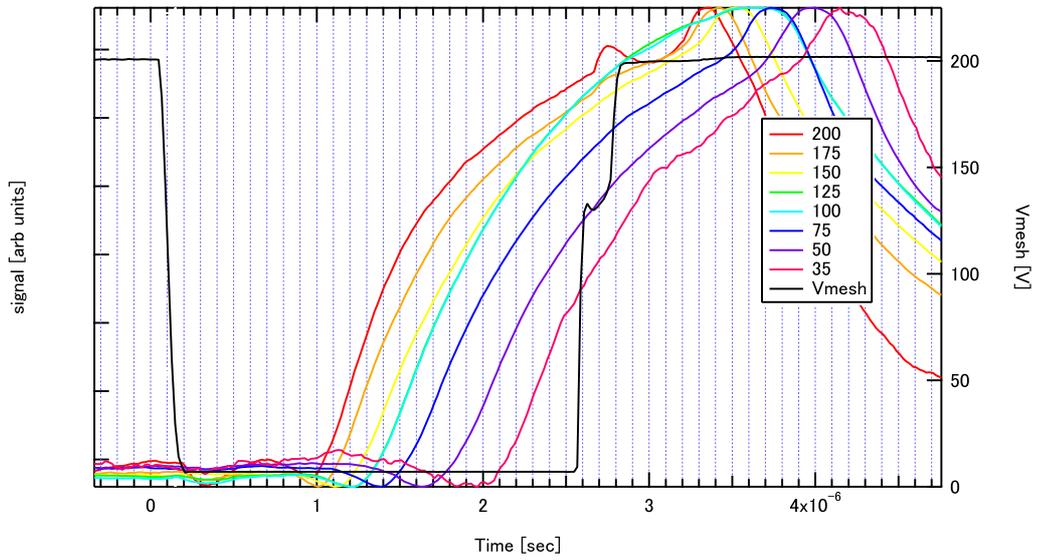


図 3.4: 試作した陽子源から得られた TOF スペクトル

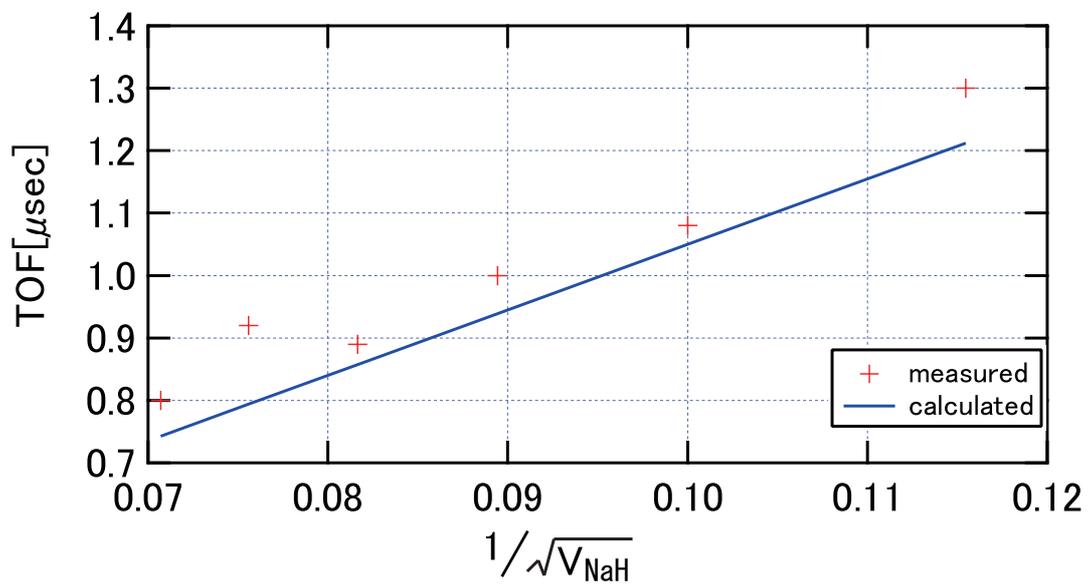


図 3.5: 引出しエネルギーを変えた際の TOF の変化

3.2 陽子源の設計

簡易バージョンによる測定から、実際にこの方法で陽子が得られることが分かった。また装置を運転中の真空度は 10^6 [Torr] 台であることも分かった。これらを踏まえて cusp trap に接続するイオン源と差動排気を兼ねたビームラインを設計製作した。

荷電粒子を弱い磁場の領域から強い磁場の領域に入射する際に、磁力線と垂直方向に大きな運動量を持った粒子は磁気ミラー効果によって跳ね返されてしまう。そのため、陽子の軌道制御用に静電レンズを配置する設計とし、シュミレーションソフトによる陽子の軌道計算を行い、効率的に trap 中に陽子を入射する条件を調べた。

また我々のグループでは現在反陽子 trap と衝突実験用の gas jet chamber(真空度は 10^6 [Torr] 台) を接続して実験を行っているが、この chamber と trap の間には差動排気を行いつつ反陽子を輸送するビームラインを設置している [22, 23]。今回の設計ではこのビームラインを参考にした。

3.2.1 真空設計

簡易バージョンの測定からイオン源運転中の真空度は 10^{-6} [Torr] 程度である。一方接続相手の cusp trap は bore 中心付近の冷却された部分は 10^{-13} [Torr] それ以外の常温部分は 10^{-10} [Torr] 台を目標に設計されている。したがって約 4 桁の差動排気が必要である。

そのため薄い円盤に小さな円形の穴をあけたアパーチャーを使ってチャンバーを区切り、差動排気を行うことにした。効率的に差動排気を行うためには穴の径はなるべく小さいほうがよいが、一方で生成された陽子はこの穴を通過して trap に入射しなければならない。そのため要求される真空度を保ちつつ、どこまで穴を広げられるかを見積もることにした。

この節では以下の記号を使う

$$\begin{aligned} C &= \text{コンダクタンス [m}^3/\text{sec]} \\ Q &= \text{流量 [Pa m}^3/\text{sec]} \\ \Delta P &= \text{圧力差 [Pa]} \\ &\simeq \text{低真空側の圧力} \\ P_\infty &= \text{高真空側の到達圧力 [Pa]} \\ \bar{v} &= \text{残留ガスの平均速度} \\ &= 1760 \text{ [m/sec] (300K の H}_2\text{の値)} \\ S &= \text{ポンプの排気速度} \\ &= 0.07 \text{ [m}^3/\text{sec] (実験に使う turbo pump の値)} \\ A &= \text{穴の断面積 [m}^2\text{]} \\ a &= \text{穴の直径 [mm]} \\ P_0 &= \text{ポンプの到達圧力} \\ &= 2 \times 10^{-8} \text{ [Pa] (実験に使う turbo pump の値)} \end{aligned}$$

アパーチャーを介して 2 つの真空槽が接続されており、それぞれがターボポンプで排気されている図 3.6 のような状況を考える。薄板に円形の穴が開いたアパーチャーのコンダクタンスは [69, 68]

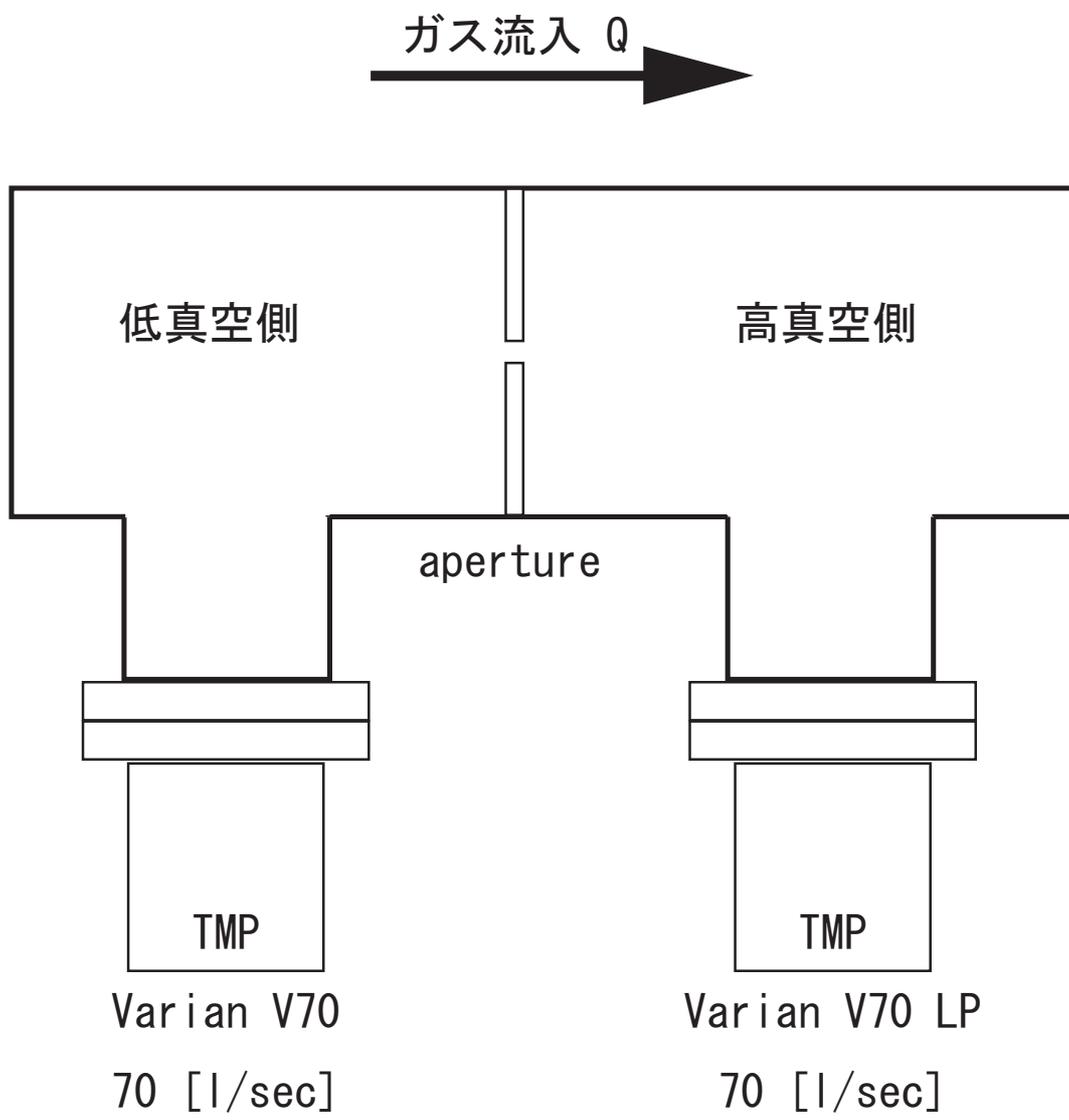


図 3.6: aperture による差動排気系

$$C = \frac{\bar{v}A}{4} [\text{m}^3/\text{sec}] \quad (3.4)$$

低真空側から高真空側へのガス流入量は

$$Q = C\Delta P [\text{Pa m}^3/\text{sec}] \quad (3.5)$$

よって高真空側の到達圧力は

$$P_\infty = P_0 + \frac{Q}{S} = P_0 + \frac{\bar{v}A}{4S}\Delta P [\text{Pa}] \quad (3.6)$$

実際の値を代入すると

$$P_\infty = 2 \times 10^{-8} + 2.76 \times 10^{-2}a^2\Delta P [\text{Pa}] \quad (3.7)$$

簡単のために第1項は小さいとして無視すると

$$\frac{P_\infty}{\Delta P} = 1.97 \times 10^{-2}a^2 \quad (3.8)$$

となる。

アパーチャー 1 枚で 4 桁の差動排気を実現しようとする、 $a=0.1[\text{mm}]$ となり組み立て時の軸の精度を考えると現実的ではない。一方あまり多段とすると必要なポンプの数が増え、費用スペースともにかさんでしまう。そのため今回は $a=1[\text{mm}]$ のアパーチャーを 2 枚使うことにした。

3.2.2 軌道計算

ミラー磁場への荷電粒子の入射 ミラー比の大きな非一様磁場へ荷電粒子を入射すると、磁力線に垂直方向に大きな速度を持った粒子は、磁気ミラー効果によって跳ね返されてしまう [71]。以下この効果を検討してみる。荷電粒子は+z 方向へ入射するものとし、磁場の大体の方向が z 方向で、z 方向に強さの変化する図 3.7 のような磁場を考える。磁場は軸対称だとする。したがって $B_\theta = 0, \frac{\partial B}{\partial \theta} = 0$

$\nabla \cdot B = 0$ より

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (3.9)$$

$\frac{\partial B_z}{\partial z}$ が r とともにあまり大きく変化しないとすると

$$rB_r = \int_0^r r \frac{\partial B_z}{\partial z} dr \simeq -\frac{1}{2}r^2 \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (3.10)$$

$$B_r = -\frac{1}{2}r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (3.11)$$

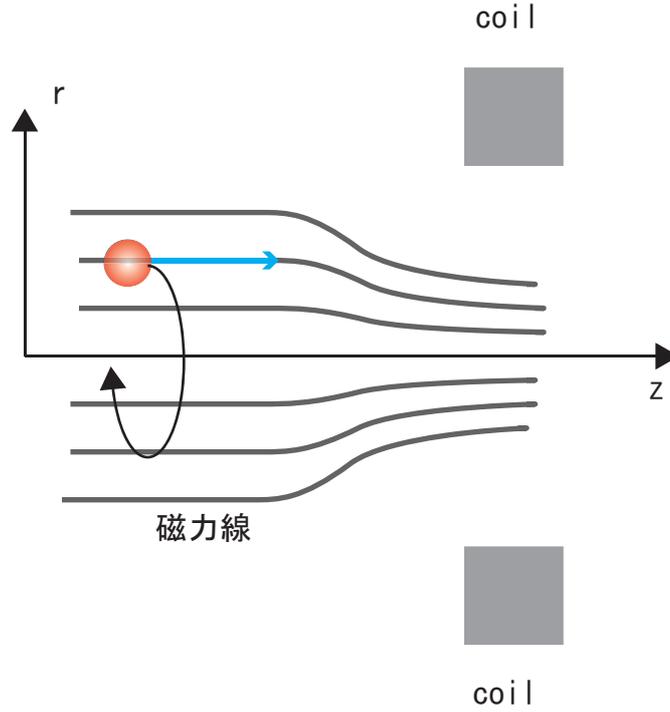


図 3.7: ミラー磁場への荷電粒子の入射

と近似できる。一方荷電粒子に働くローレンツ力は円筒座標で

$$F_r = q(v_\theta B_z - v_z B_\theta) \quad (3.12)$$

$$F_\theta = q(-v_r B_z + v_z B_r) \quad (3.13)$$

$$F_z = q(v_r B_\theta - v_\theta B_r) \quad (3.14)$$

と表せる。

B_r, B_θ を代入すると

$$F_r = qv_\theta B_z \quad (3.15)$$

$$F_\theta = -q \left(v_r B_z + v_z \frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \right) \quad (3.16)$$

$$F_z = qv_\theta \frac{1}{2} r \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (3.17)$$

ここで注目すべき点は式 3.17 である。z 方向への力は粒子を入射方向に対して加速または減速する力である。この力が減速方向へ働き、十分大きければ、粒子はある地点で跳ね返されてしまう。 F_z に関して、Larmor 運動の 1 周期にわたって平均を取ると

$$\bar{F}_z = \frac{1}{2} q v_\perp r_L \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} = -\frac{1}{2} \frac{m v_\perp^2}{B} \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (3.18)$$

ただし v_\perp は粒子の速度の磁力線に垂直な成分、 r_L は Larmor 半径で

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_c} = \frac{m v_\perp}{q B} \quad (3.19)$$

ここで磁気モーメント μ を次のように定義する。

$$\mu = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \frac{1}{B} \quad (3.20)$$

この μ はサイクロトロン周波数 ω_c に対して、粒子が感じる磁場の変化の速さが小さければ保存量である。サイクロトロン周波数と磁場の強さは比例するから、この条件はサイクロトロン周波数の変化がサイクロトロン周波数に比べて小さいということができる。式で書けば

$$\frac{|\omega_c(t_0) - \omega_c(t_0 + \frac{2\pi}{\omega_c(t_0)})|}{\omega_c(t_0)} \leq 1 \quad (3.21)$$

ただしここで $\omega_c(t_0)$ は、ある時刻 t_0 でのサイクロトロン周波数 μ を使って \bar{F}_z を書きなおすと

$$\bar{F}_z = -\mu \left[\frac{\partial B_z}{\partial z} \right]_{r=0} \quad (3.22)$$

すなわち荷電粒子を磁場の弱い領域から強い領域へ入射しようとする、進行方向と反対向き ($-z$ 方向) の力を受ける。

ではどのような初期条件ならこの力に打ち勝って粒子を入射することができるだろうか。

磁気モーメント μ が保存量となり始める点での磁場を B_0 、粒子のエネルギー E 、速度の磁場に垂直成分 $v_{\perp 0}$ 、速度の磁場に並行成分 $v_{\parallel 0}$ 、粒子の磁場に並行方向の速度が 0 になる点 (跳ね返される点) での磁場を B_1 、その点での粒子の磁場に垂直方向の速度を $v_{\perp 1}$ とする、また考えている粒子の軌道上で最も磁場が強い点での磁場 B_{max} とする。まず μ の不変性より

$$\mu = \frac{m v_{\perp 0}^2}{2 B_0} = \frac{m v_{\perp 1}^2}{2 B_1} \quad (3.23)$$

運動エネルギー保存より

$$E = \frac{1}{2} m (v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2) = \frac{1}{2} m v_{\perp 1}^2 \quad (3.24)$$

これらを合わせると

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp 1}^2} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2} \quad (3.25)$$

よって

$$B_1 = B_0 \frac{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2}{v_{\perp 0}^2} \quad (3.26)$$

磁場の最も強い点を乗り越えるには $B_{max} < B_1$ であればよいから

$$B_{max} < B_0 \frac{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2}{v_{\perp 0}^2} \quad (3.27)$$

$$\frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2} < \frac{B_0}{B_{max}} \quad (3.28)$$

ここで B_0 での粒子の速度ベクトルと磁力線のなす角を θ 、ミラー比を R とすれば式 3.28 は

$$\sin^2 \theta < R \quad (3.29)$$

と表される。以上のことから荷電粒子をミラー比の大きな磁場へ効率的に入射するには極力磁力線に沿うように軌道を制御する必要があることがわかる。

tricomによる軌道計算 前節の考察から、ビームライン中に静電レンズを入れ陽子の軌道を制御することにした。また作動排気用のアパーチャー ($r=1[\text{mm}]$) 中に陽子を通すための静電レンズも設計した。

そしてこれらのレンズにかける最適な電圧を求めるために、軌道計算ソフト TriComp を使ったシミュレーションを行った。シミュレーションを行う際に使った初期条件を表 3.1 に示す。粒子は中心から r 方向へ $0.2[\text{mm}]$ 刻みで $1[\text{mm}]$ まで、各 r に対して 50 個ずつ用意し軌道計算を行った。初期エネルギーは $0-1[\text{eV}]$ でランダムとし、初速の向きもランダムとした。また引き出しエネルギーは $200[\text{V}]$ に設定した。

図 3.8 に lens4 の電圧 (V_4) を 0V とし、軌道制御を行わなかった時の陽子の軌道、図 3.9 に V_4 を最適化して磁力線に添わせるようにした際の粒子の軌道を示す。図中の SC magnet 付近の色つきのラインは磁力線を現している。静電レンズは合計 4 箇所配置してあり、lens1 は引き出された直後のイオンビームを平行ビームにするために、lens2、lens3 は aperture を通過させるために設置してある。そして lens4 は磁力線に粒子を沿わせる制御を行うために設置してある。

前に述べたように磁気ミラー効果による跳ね返しは、目標としているエネルギー領域では顕著であることが図 3.8 からわかる。また静電レンズによる軌道制御によってこの跳ね返しを乗り越えて入射できる粒子の割合が大きく増加することがわかる。

図 3.10 はよりシステムティックに V_4 を変化させた時、粒子が壁と接触する z 方向の位置をプロットしたものである。グラフの右側には粒子が当たる可能性の高い位置を示してある。A というのは図 3.8 中に示した A 点に対応する。磁場の中心は $z=2500[\text{mm}]$ 付近にあり $z=3000[\text{mm}]$ まで到達した粒子は trap に捕獲できるものとして、そこまで到達する粒子の数が最大になるような V_4 の値を求めた。

初期条件		
初期位置	r	$0-1[\text{mm}]$ 範囲で $0.2[\text{mm}]$ 刻み
初期位置	θ	$0[\text{rad}]$
初期位置	z	$75.1[\text{mm}]$
初期エネルギー	E	$0-1[\text{eV}]$ の間でランダム
初期速度	v	$x, y, z,$ の正の方向にランダム
粒子数		各 r に対して 50 個ずつ
引出電圧		$200[\text{V}]$

表 3.1: 軌道計算に用いた陽子の初期条件

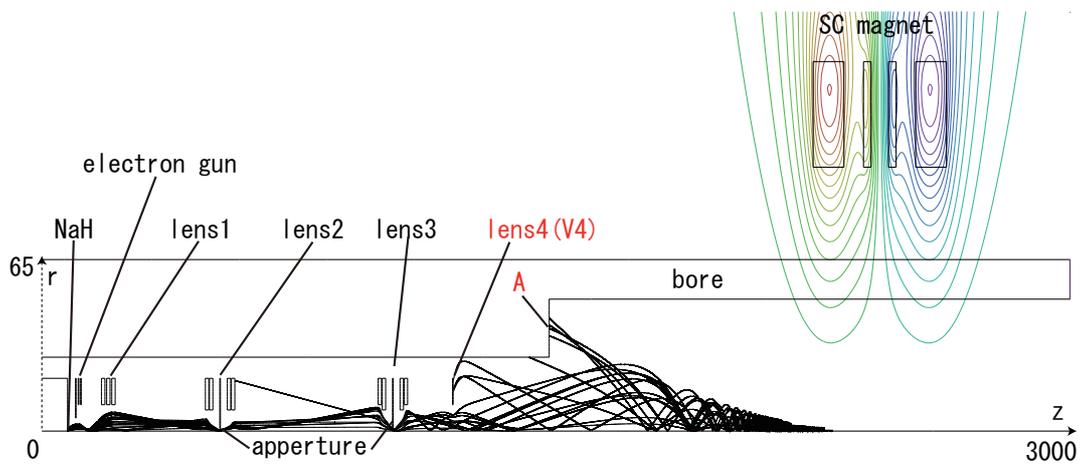


図 3.8: tricomf による軌道計算。 $V_4=0V$ 。ほとんどの粒子がミラー磁場によって跳ね返されていることが分かる。

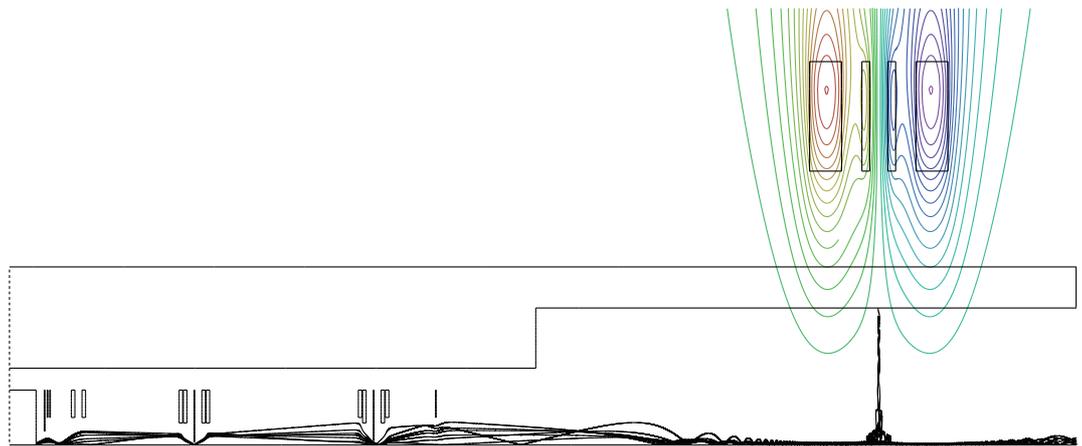


図 3.9: tricomf による軌道計算。 $V_4=-300V$ 。磁場を乗り越えて中心まで粒子が到達できることが分かる。

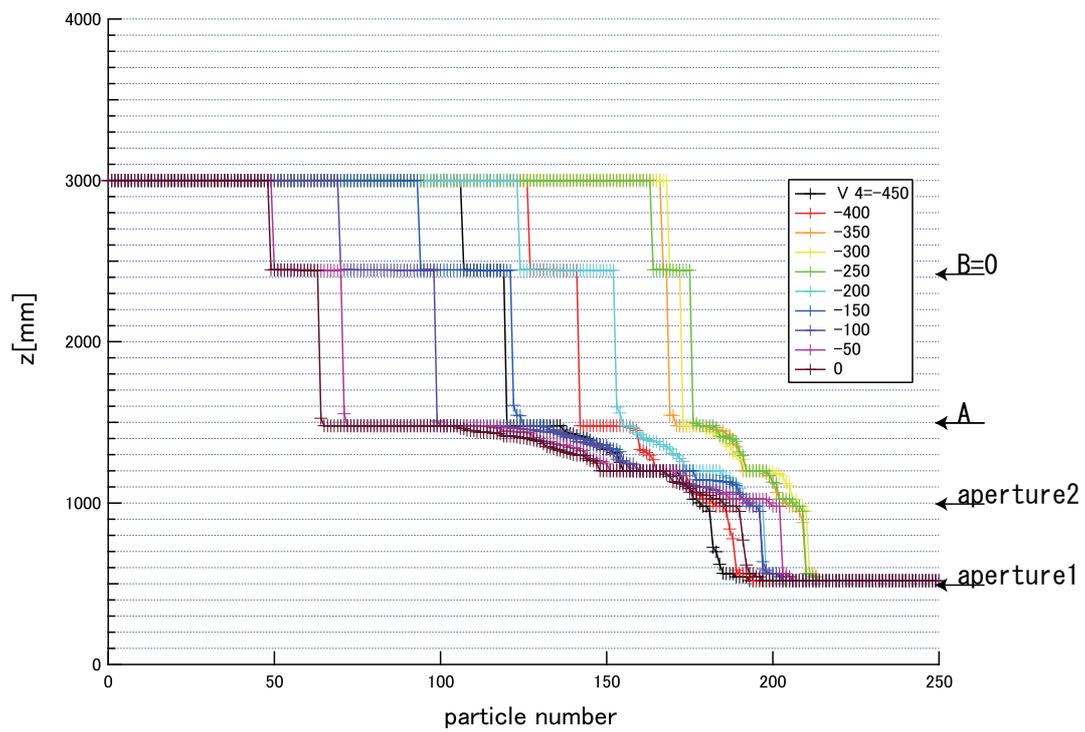


図 3.10: V_4 を変えた時の粒子が壁に当たる z 方向の位置の変化

3.2.3 陽子源製作

前2節の検討を踏まえて、陽子源及びビームラインを製作した。図3.11、3.12に断面図と写真を示す、また図B.4により詳しい図面を示す。図3.11の左側が cusp trap に接続する側であり、右側に NaH が設置されたイオン源部がある。設計、製作時に考慮した点を以下に示す。

- アパーチャーの後ろに Faraday cup を設置しレンズ電圧を調整する際にビームをモニターできるようにした。この Faraday cup は直線導入器に取り付けられており、調整後は真空を破ることなく、ビームの邪魔にならない位置に移動することができる。
- 電子銃のフィラメントには $\phi=0.1[\text{mm}]$ のトリアタングステンをを用いた。トリアタングステンは純タングステンに比べ、仕事関数が低く熱電子を放出しやすいという特徴がある。運転時の加熱電流は $3[\text{A}]$ である。引き出し電圧 $200[\text{V}]$ で数 $[\text{mA}]$ の電子電流を得られる。
- 内部の配線は全て outgas の少ないカプトン被覆線を使用した。
- NaH はアルミと反応するため、試料ホルダーは SUS304 で製作した。
- NaH は定期的に交換が必要である。一方ビームライン (特に cusp trap に接続する側) は超高真空であり、排気に時間がかかるため、なるべくリークしたくない。そのため各セクションごとにゲートバルブを設け、NaH を交換する時は sec1 のみを開けられるようにした。
- ベーキング時の熱膨張による変形を避けるため、電極はスプリングを介してねじで固定した。
- 電極は組み立て精度を上げるため、円筒の外周に段差をつけ、軸だしを行う構造とした。
- 真空計は、最も真空度が悪い sec1 はコールドカソードゲージ、sec2,sec3 はヌードイオンゲージを用いた。
- ターボポンプの運転によるノイズをへらすため、ターボポンプの電源にはACラインフィルタを挿入してある。
- 電極用の高圧電源は安価なフォトマル用のモジュール電源 (matusada opton シリーズ) を用いた。
- 真空排気系は停電や故障に備えインターロック回路を製作した (図??)

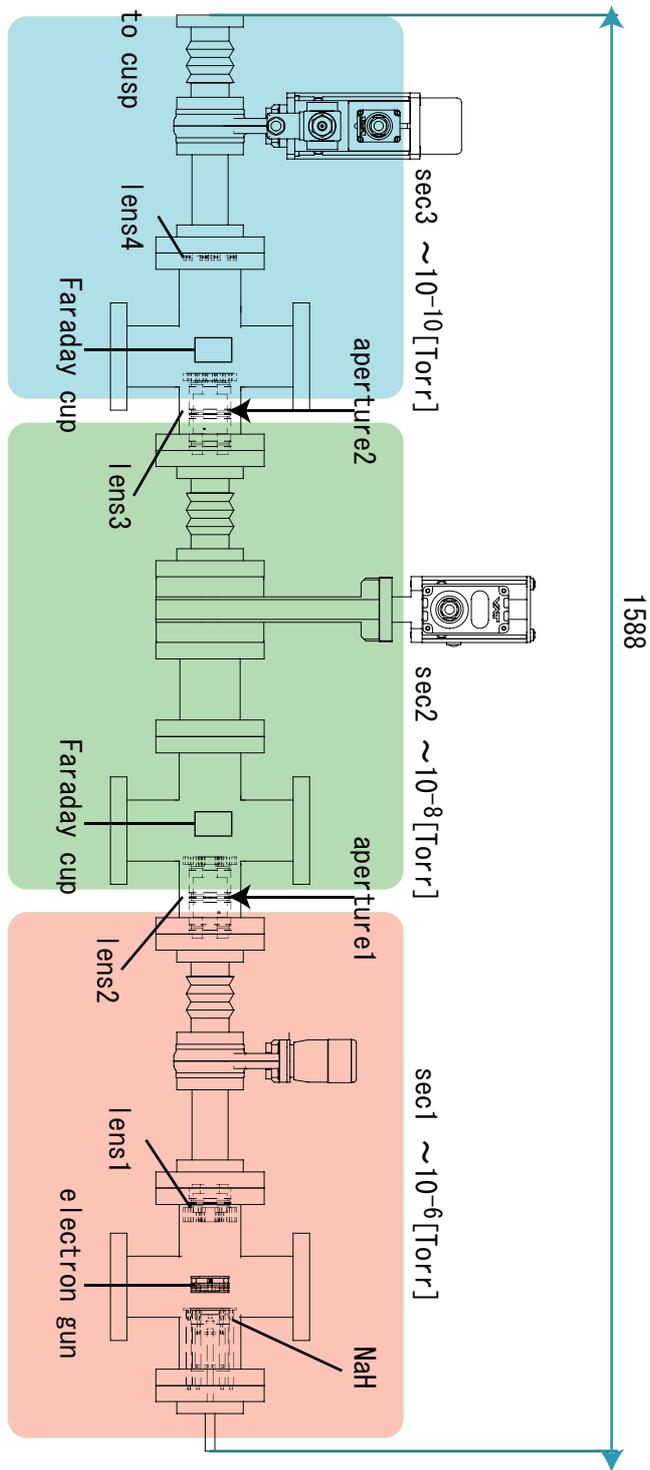


図 3.11: 設計した陽子源およびビームラインの断面図



図 3.12: 製作した陽子源とビームライン

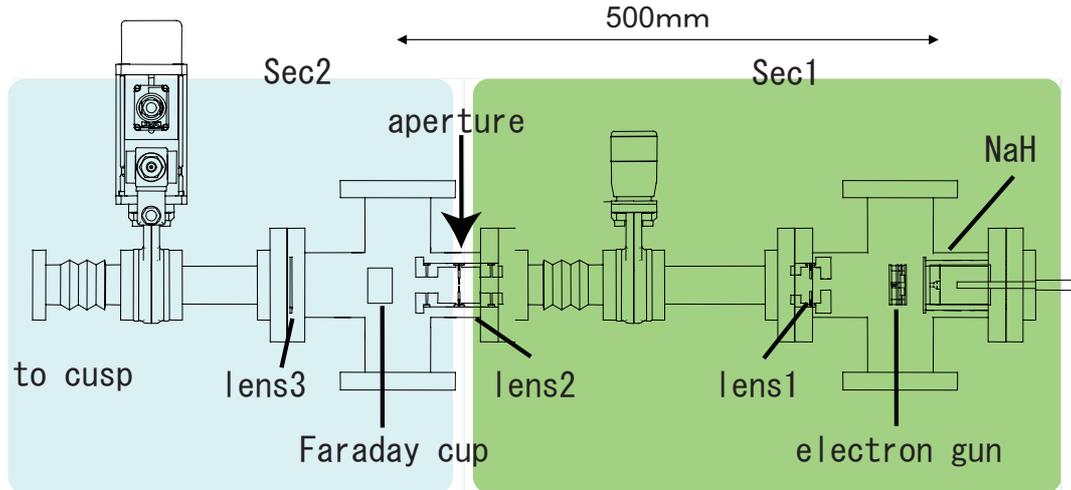


図 3.13: 差動排気を 1 段減らした構成の陽子源

3.3 陽子源の性能評価

製作した陽子源とビームラインの性能評価を行った。

3.3.1 真空度の改善

十分な洗浄、アウトガスの少ないカプトン被覆線³を内部の配線に使用、150度で約1週間のベーキングを行った結果、NaHがある chamber の真空度は当初期待よりも2桁ほど改善し、電子でNaHを衝撃しないときは $\leq 1 \times 10^{-8}$ [Torr]以下まで改善した。また電子衝撃時も100 μ sec程度の衝撃時間であれば 10^{-8} [Torr]台の真空度を維持できることが確認できた。また差動排気系も設計通り機能しており、sec2の真空度はsec1の真空度が 10^{-8} 台であれば 10^{-10} [Torr]台を維持できることが確認できた。そのためsec3を省略し図3.13に示すような構成に装置を変更した。

3.3.2 測定方法

図3.14に示す方法でアパーチャーを通過した陽子の電流を計測した。電子銃の加熱、及び電子の引出は真空度を維持するため、パルス化している。その電子の引出パルスを送りトリガーとし、オシロスコープで、ch1=NaHをセットしてある試料ホルダーにて回収される電子電流、ch2=Faraday cupで回収されるイオン電流を同時に計測した。図3.15に測定回路を示す。Faraday cupは9V乾電池を10本直列につないだもので-90Vにバイアスしてある。またコンデンサーにより直流成分をカットしてアンプと接続してある。

測定用のアンプは図C.1に示した電流アンプをプリアンプとして使い、さらに100倍の電圧アンプを通した後オシロスコープで信号を観測した。アンプのトータルゲインは 10^8 [V/A]である。

³ カプトンを含めたいくつかの材料のアウトガスのデータを表A.1に示す

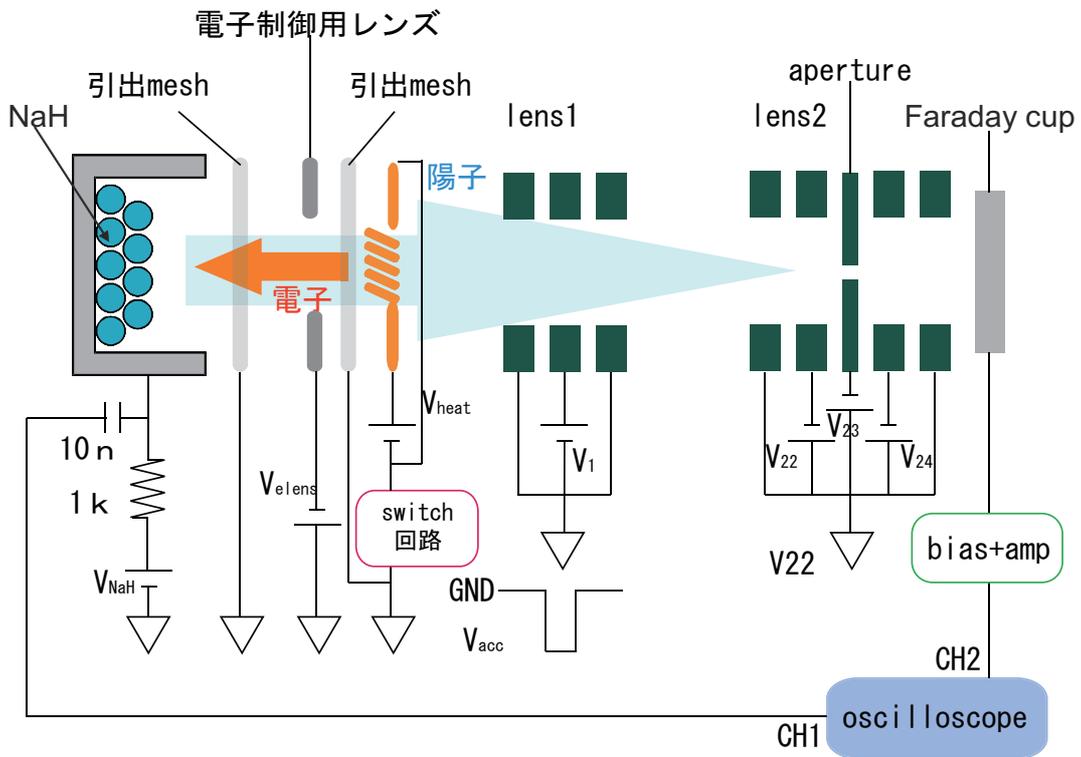


図 3.14: ion 電流の測定方法

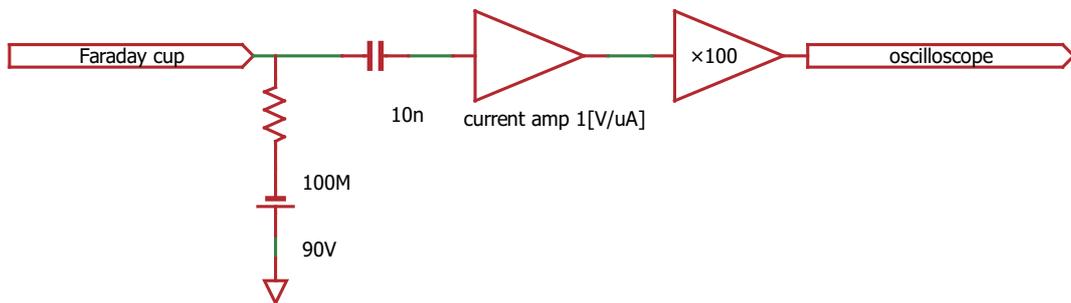


図 3.15: Faraday cup の読み出し回路

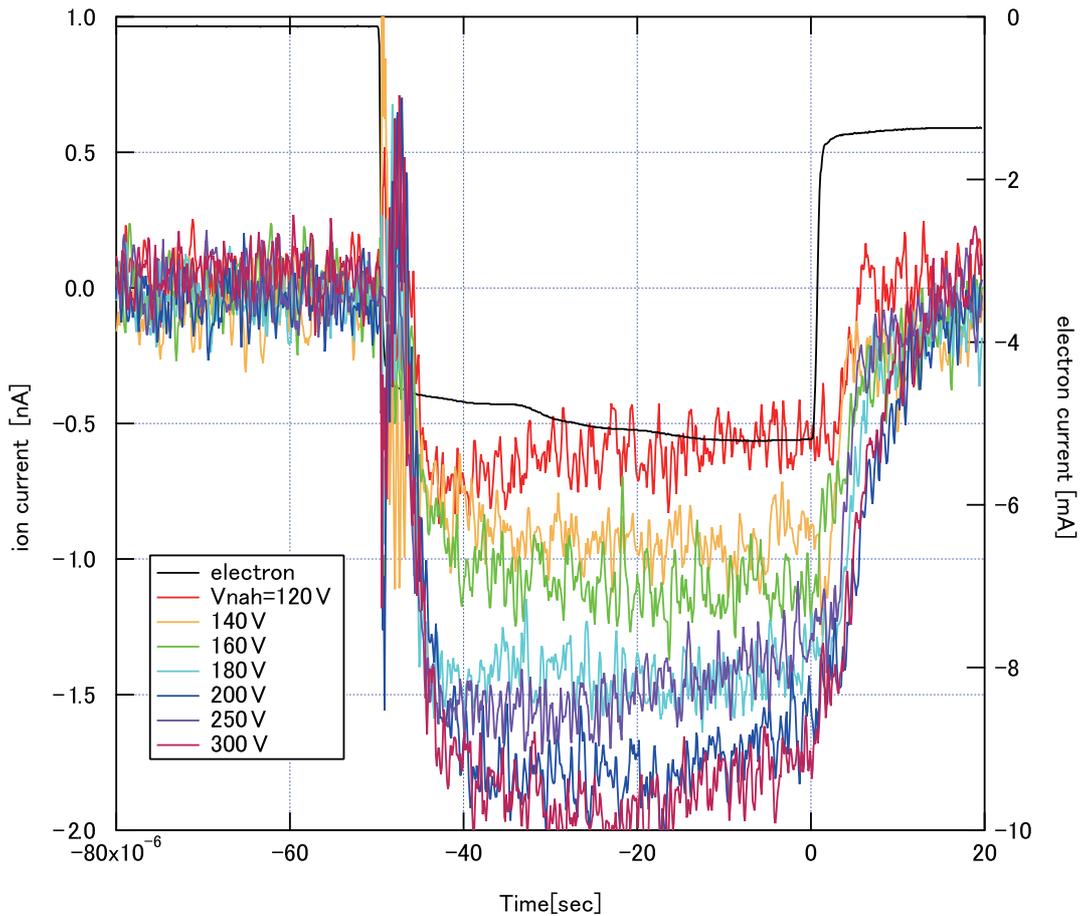


図 3.16: faraday cup で回収された ion 電流。

3.3.3 測定結果

V_{NaH} を変化させたときのイオン電流の測定結果を図 3.16 に示す。色の違いが V_{NaH} の違いを表わしている。また黒い線は試料ホルダーで回収された電子電流を表わしている。⁴ レンズ 1, 2 の電圧は測定されるイオン電流が最大になるように調整してある。各引き出しエネルギーでのレンズ電圧の最適値を表 3.2 に示す。また引き出し電圧に対して ion 電流をプロットしたグラフを図 3.17 に示す。 $V_{NaH} = 200V$ の時、約 $1.8[nA]$ のイオン電流が観測された。また $V_{NaH} \leq 200[V]$ では V_{NaH} を下げていくとほぼ比例してイオン電流が減少した。

3.3.4 考察

入射可能な粒子数の見積もり

trap へ入射した陽子はそのままでは捕獲することが出来ない。そのため trap 電極のうち最下流の電極に陽子の運動エネルギーを上回るポテンシャルを与えて陽子が通り抜けるのを防いでおき、入射後下流で跳ね返されてきた陽子が trap 領域を出て行ってしまいう前に、最上流の電極にパルス的にポテンシャルを加えるということが必要である。

⁴イオン電流の測定に用いたアンプは反転増幅型のため、正イオンによる電流はグラフ中ではマイナス方向に現れる。

V_{Nah}	V_{elens}	V_{acc}	V_1	V_{22}	V_{23}	V_{24}
300	-250	-300	299	-1483	-1490	-1300
250	-250	-300	224	-980	-1490	-1300
200	-250	-300	120	-700	-1490	-1350
180	-250	-300	90	-635	-1490	-1350
160	-250	-300	75	-500	-1490	-1350
140	-250	-300	60	-461	-1490	-1350
120	-250	-300	50	-331	-1490	-1350

表 3.2: 実験条件 V_{Nah} 、 V_{elens} 、 V_{acc} と lens にかける電圧の最適値 V_1 、 V_{22} 、単位は [V] Faraday cup は lens2 の直後に置かれているため V_{23} 、 V_{24} の値は影響しない。そのため一定値に固定した。

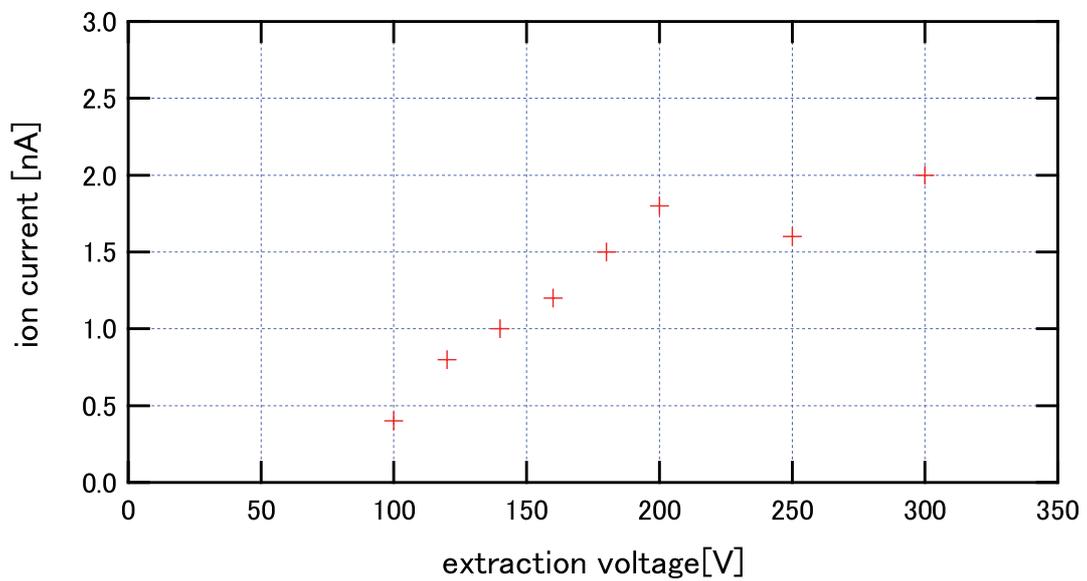


図 3.17: 引出電圧を変えた時の測定されるイオン電流の変化

したがって1回の入射で捕獲可能な陽子数 N は、イオン電流を I 、trap の長さを L 、運動エネルギーを E とすれば

$$N = 2 \frac{I}{e} L \sqrt{m_p / 2E} \quad (3.30)$$

である。 $E=200[\text{eV}]$ とし、trap の長さ $L=500[\text{mm}]$ を代入すれば

$$N = 6.4 \times 10^{13} \times I \quad (3.31)$$

である。一方反陽子 trap から引き出して可能な反陽子の数はこれまでの実験から約 10^5 個である。したがって反水素の合成の予備実験を行うにあたり 10^5 個の陽子を入射できれば良いと考えられる。これは式 3.31 を用いて電流に直すと約 $1.6 \times 10^{-9}[\text{A}]$ となる。今回得られた結果はほぼこの条件をクリアしている。また反陽子と違い陽子では短時間で複数回の入射が可能である。これによってさらに多くの陽子を入射することができる。

3.4 He ガスによる陽子の冷却

この節では以下の記号を使う

$$\begin{aligned}
 T_p &= \text{陽子の温度 [K]} \\
 T_{He} &= \text{He ガスの温度 [K]} \\
 m_p &= \text{陽子の質量} \\
 m_{He} &= \text{He の質量} \\
 \nu &= \text{He と陽子の衝突周波数 [Hz]}^5 \\
 v &= \text{He ガスの平均速度 [m/s]} \\
 \sigma &= \text{He ガスと陽子の衝突断面積 [m}^2\text{]} \\
 p &= \text{He ガスの圧力 [Torr]} \\
 n &= \text{He ガスの密度 [m}^{-3}\text{]} \\
 \Delta\epsilon &= \text{一回の衝突で陽子が失う平均エネルギー}
 \end{aligned}$$

陽子源からの陽子は 100eV-300eV 程度のエネルギーで cusp trap へ入射される。しかし合成された水素の運動エネルギーは再結合前の陽子の運動エネルギーにほぼ等しくなるため、できた水素をトラップするためには、少なくとも meV オーダーまで陽子を冷やす必要がある。陽子は質量が電子に比べて 1800 倍も重く、単独での synchrotron radiation による冷却は期待できない。反陽子の場合は電子と一緒に閉じ込めて冷却できるが、陽子の場合は大量の陽電子が必要であり、簡単にはできない。そのため He ガスによる冷却を試みることにした。

冷却時間の見積もり

He ガスとの衝突による陽子の温度変化は以下の式であらわされる [70]

$$\frac{3}{2}k \frac{dT_p}{dt} = -\nu\Delta\epsilon \quad (3.32)$$

ここで

$$\nu = \sigma n v \quad (3.33)$$

$$\Delta\epsilon = \frac{8}{3} \frac{m_p m_{He}}{(m_p + m_{He})^2} \left(1 - \frac{T_{He}}{T_p}\right) \frac{3}{2} k T_p \quad (3.34)$$

の関係をを使うと

$$\frac{dT_p}{dt} = -\sigma n v \frac{8}{3} \frac{m_p m_{He}}{(m_p + m_{He})^2} \left(1 - \frac{T_{He}}{T_p}\right) T_p \quad (3.35)$$

$$= -\sigma n v \frac{8}{3} \frac{4}{25} (T_p - T_{He}) \quad (3.36)$$

$$= -A(T_p - T_{He}) \quad (3.37)$$

$$\text{ここで } A = \frac{32}{75} \sigma n v \quad (3.38)$$

これをとくと

$$T_p(t) = T_{He} + (T_p(0) - T_{He})e^{-At} \quad (3.39)$$

温度 T の気体の平均速度は

$$v = \sqrt{\frac{8kT_{He}}{\pi m_{He}}} \quad (3.40)$$

であり、密度と圧力は

$$n = \frac{9.66 \times 10^{24} p}{T_{He}} \quad (3.41)$$

の関係だから、時定数は

$$A = \frac{32}{75} \sigma \sqrt{\frac{8kT_{He}}{\pi m_{He}}} \frac{9.66 \times 10^{24} p}{T_{He}} \quad [s^{-1}] \quad (3.42)$$

$$= 2.98 \times 10^{26} \sigma \sqrt{\frac{1}{T_{He}}} \quad (3.43)$$

$$(3.44)$$

より

$$\frac{1}{A} = 3.36 \times 10^{-27} \sqrt{T_{He}} \frac{1}{\sigma p} \quad [s] \quad (3.45)$$

$T_{He} = 300[K]$, $\sigma = 10^{-10}[m^2]$ とすると

$$\frac{1}{A} = \frac{5.82 \times 10^{-6}}{p} \quad [s] \quad (3.46)$$

$$(3.47)$$

となる。したがって冷却時間 $1[s]$ とするには $p = 6 \times 10^{-6}[Torr]$ 、冷却時間 $10[s]$ とするには $p = 6 \times 10^{-7}[Torr]$ の圧力の He ガスが必要である。

ガス導入器の製作

前節での計算を基に bore 中に He ガスを導入する装置を制作した。図 3.18 に概略図を、図 3.19 に写真を示す。導入するガス量の制御はパルスバルブのオープン時間とリザーバー部の圧力で行う。パルスバルブはコンダクタンスが $20[ccm]$ のものを用いた。

ここで冷却時間 $10[sec]$ とするための運転条件を求めてみることにする。bore の体積は約 $40[l]$ なので必要なガス量 Q は

$$Q = 5.82 \times 10^{-7} \times 40[Torr \cdot l] \quad (3.48)$$

$$= 2.33 \times 10^{-5}[Torr \cdot l] \quad (3.49)$$

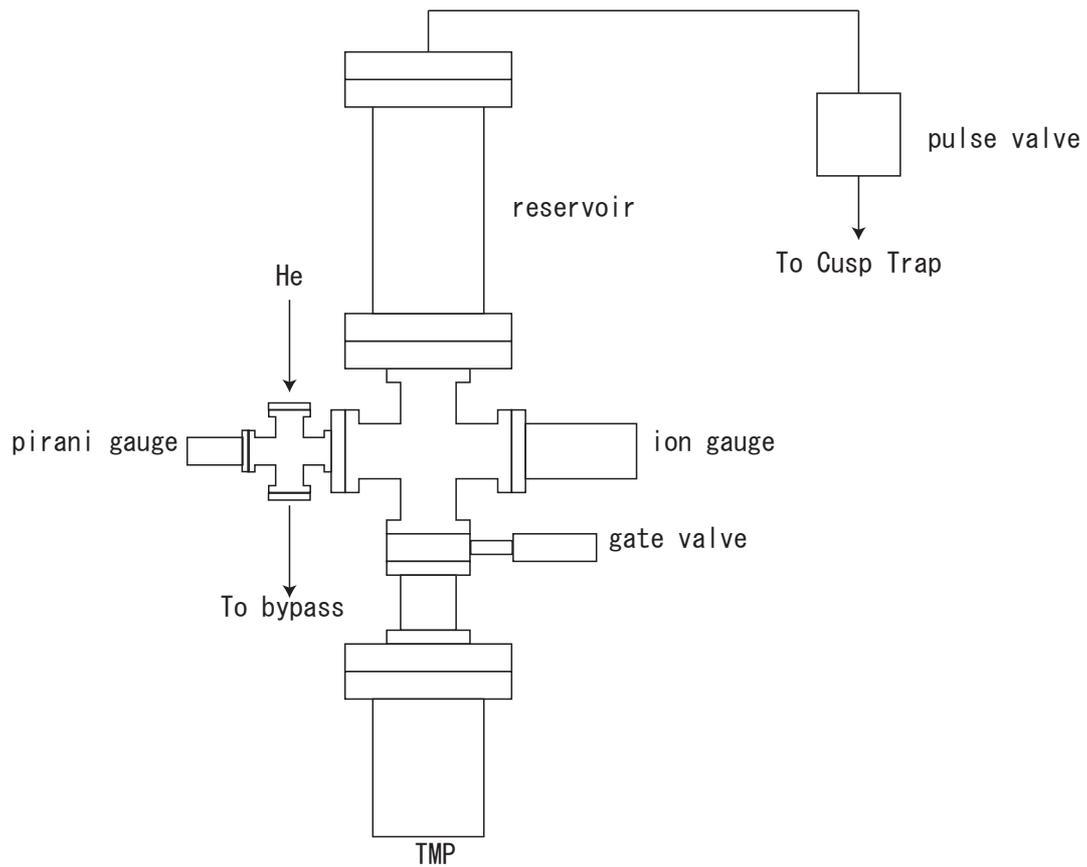


図 3.18: He 導入器の模式図

試しにバルブのオープン時間を 3[sec] とすると移動可能な体積は $1[cc] = 10^{-3}[l]$ 。よってリザーバー部の圧力は

$$p = \frac{2.33 \times 10^{-5}[Torr \cdot l]}{10^{-3}[l]} \quad (3.50)$$

$$= 0.23[Torr] \quad (3.51)$$

程度であればよい。

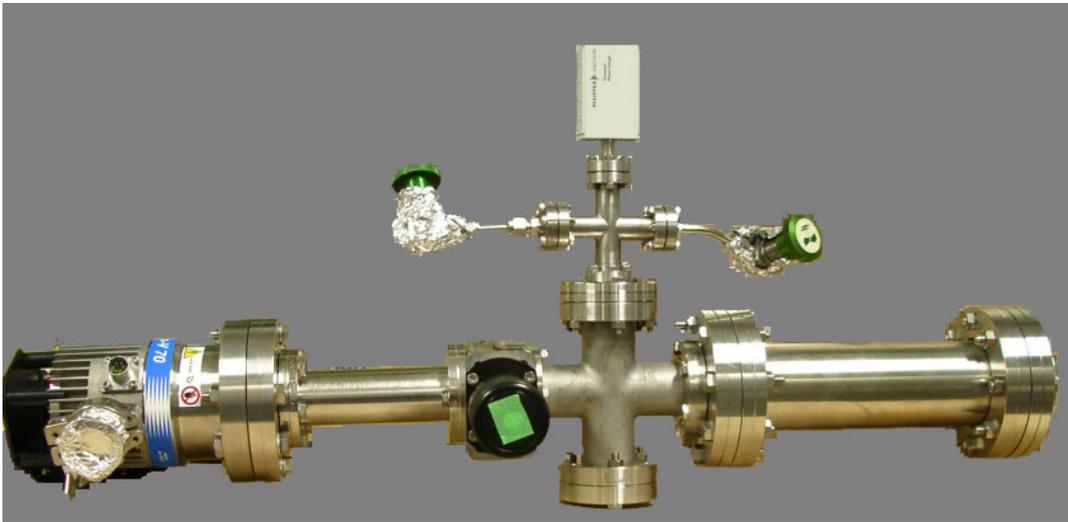


图 3.19: He 導入器

第4章 warm bore 実験

cuspl trap による電子プラズマの閉じ込め、制御実験を行った。本実験で用いる cuspl trap は、最終的には bore を 4[k] まで冷却して使う。ただし冷却機構が完成するまでの間、室温での実験を行った。本論文ではこの際に行われた実験を warm bore 実験と呼ぶ。また冷却機構が完成後の実験を cold bore 実験と呼ぶ。

4.1 装置

実験に使用した装置について以下に説明する。このうち magnet, 分割型 Faraday cup に関しては cold bore 実験でも引き続き使用する。

4.1.1 magnet

実験に用いる cuspl 磁場発生用の超伝導 magnet の模式図を図 4.1、写真を図 4.2、磁場勾配の様子を図 4.3、磁力線の様子を図 4.4 を示す。magnet は冷凍機により 5[K] に冷却される。最大磁場は coil current=100[A] の時中心軸上で 3.5[T]、最大磁場勾配は 38[T/m] である。

4.1.2 warm bore 用電極

warm bore 実験の際に使用した multi ring 電極を図 4.5 に示す

warm bore 実験用の電極は内径 80[mm] で 12 個の ring 状電極で構成されている。材質は Al である。中心から数えて左右 4 番目の電極は 4 分割されており、回転電場を与えてプラズマを制御できるようになっている。

4.1.3 分割型 Farady cup

図 4.6 に計測に用いる Faraday cup の写真、図 B.2 に図面を示す。この Faraday cup は段差を付けた macerite-HP 上に金を蒸着して作られており、段差の側面は蒸着時にマスキングしておくことによって、互いに絶縁されている。そのため径方向に 8 分割されており、trap 内部に閉じ込められていた電子の径方向の広がりを測定することができる。直径は 60[mm] で各セグメントは幅 4[mm] である。

4.2 電子の閉じ込め、制御実験

反水素を合成する際には陽電子の安定な閉じ込め、高密度化が重要となる。陽電子源は現在開発中であるが、陽電子の反粒子である電子は電子銃を使って簡単に得ることができる。そのため、cuspl trap での電子の閉じ込め実験を行った。

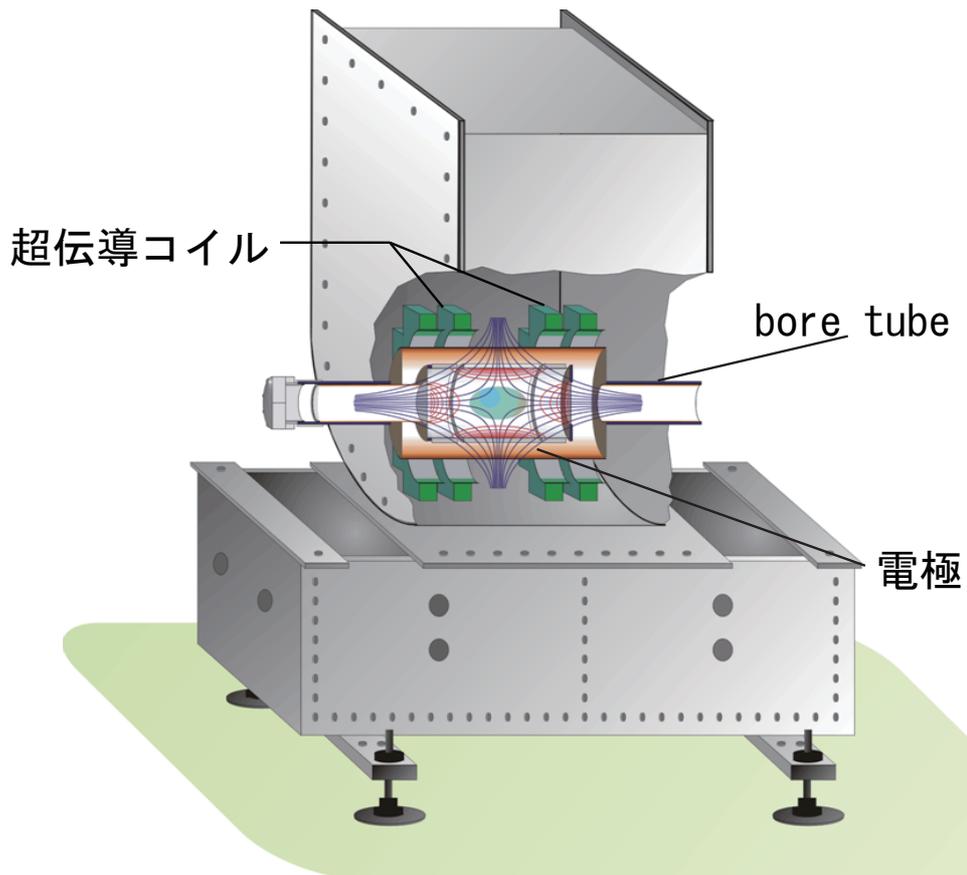


図 4.1: cusp trap の断面図



図 4.2: cusp 磁場発生用 magnet の写真

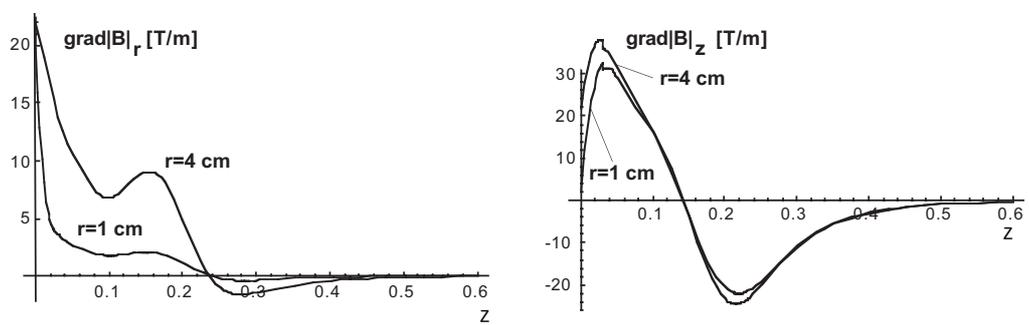


図 4.3: 使っている magnet の実際の磁場勾配

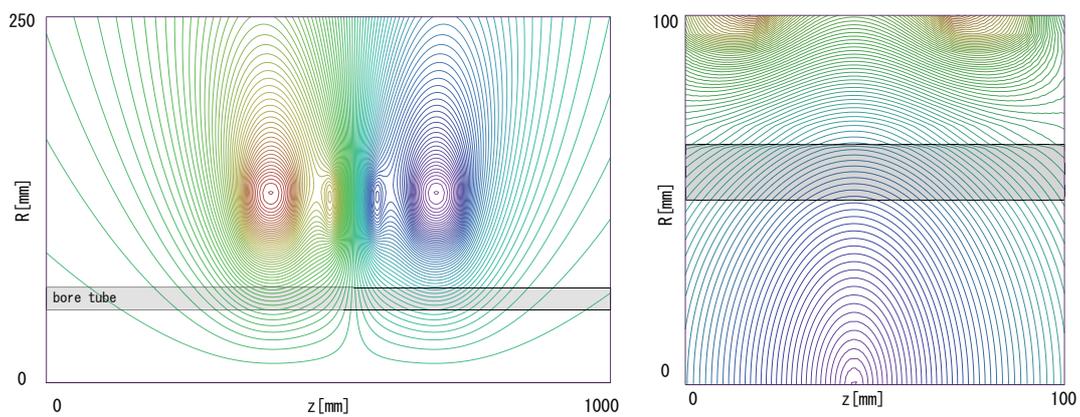


図 4.4: 使っている magnet の実際の磁力線 (左)。右は中心付近の $|B|$ が一定のライン



図 4.5: warm bore 用の multi ring 電極



図 4.6: 分割型 Faraday cup

4.2.1 必要な電子数

効率的な反水素の合成には少しでも多くの陽電子を利用したいが、線源の強度やトラップの効率の問題から実際には利用できる数に限りがある。[2] によれば ATHENA では 40mCi の線源を使い数 100 秒かけて約 10^8 個の陽電子のため込みに成功している。我々のグループの陽電子源もおそらく同等の性能になるものと考えられる。そのため電子による実験は、 $10^7 \sim 10^8$ 個程度の数で行うのが適切だと考えられる。

4.2.2 必要な閉じ込め時間

反陽子 trap からの反陽子の供給は、典型的には 300 ~ 400[sec] 周期である。cusp trap では少なくともこれぐらいの時間は、反陽子、陽電子ともに安定に閉じ込めておきたい。さらに単位時間あたりの数に限りのある陽電子の密度を少しでも上げるため、1 回目に入射した陽電子がなるべく失われることなく、2 回目 3 回目の入射を行いたい。そのためには少しでも閉じ込め時間は長くしておきたい。

すでに先行研究として、 $B=0$ を含むの中心付近 ($z=0, r=0$ 、図 2.9) への電子の閉じ込めが行われていたが [46]、図 4.7 のように粒子数の増加に伴って閉じ込め時間が悪化し、 10^8 程度の電子では 110[sec] 程度であった。これは中心付近では磁場が弱く、系方向への閉じ込め力が弱いためだと考えられる。そこでまず、磁場の強い領域 (spindle 領域、図 2.9) での閉じ込め実験を行った。

$B_{rw} = 1.0 \text{ T}$, $B_{zw} = 1.7 \text{ T}$
Well depth = 38.5 V

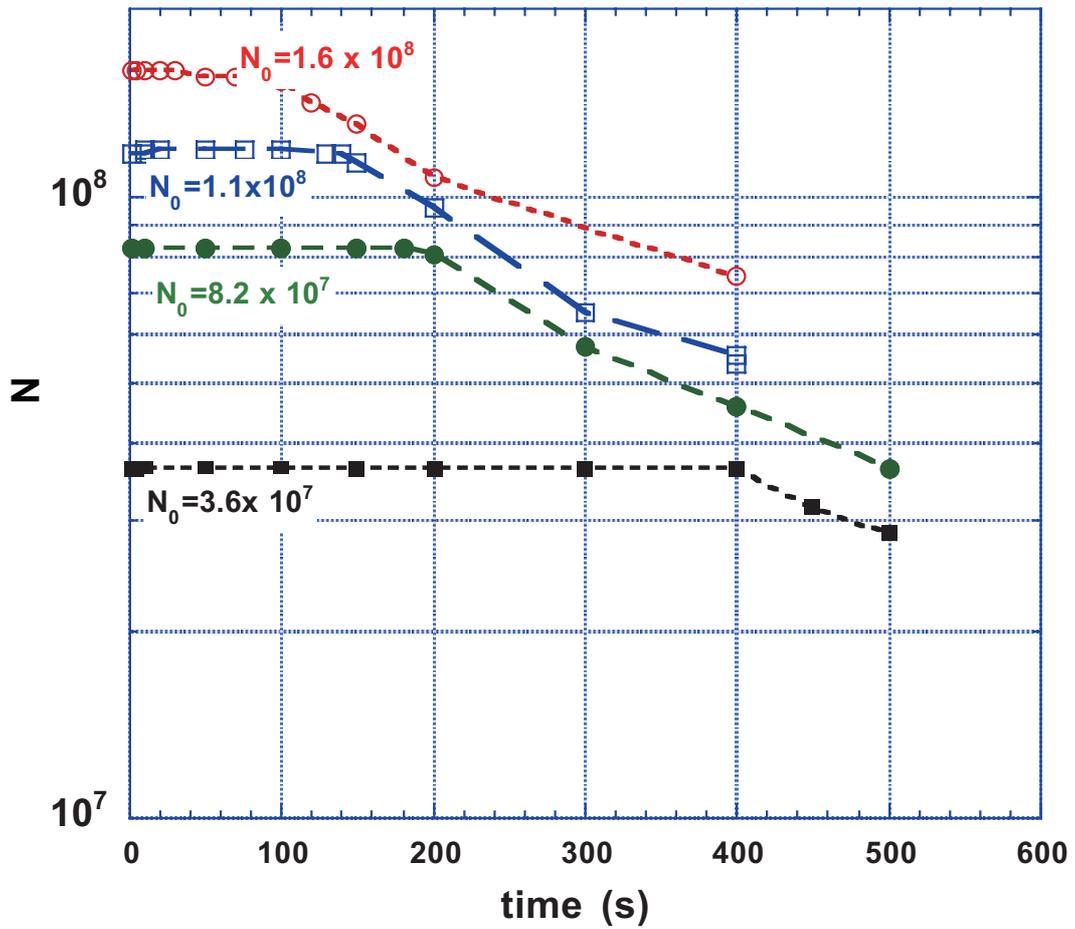


図 4.7: 中心付近での電子の閉じ込め時間

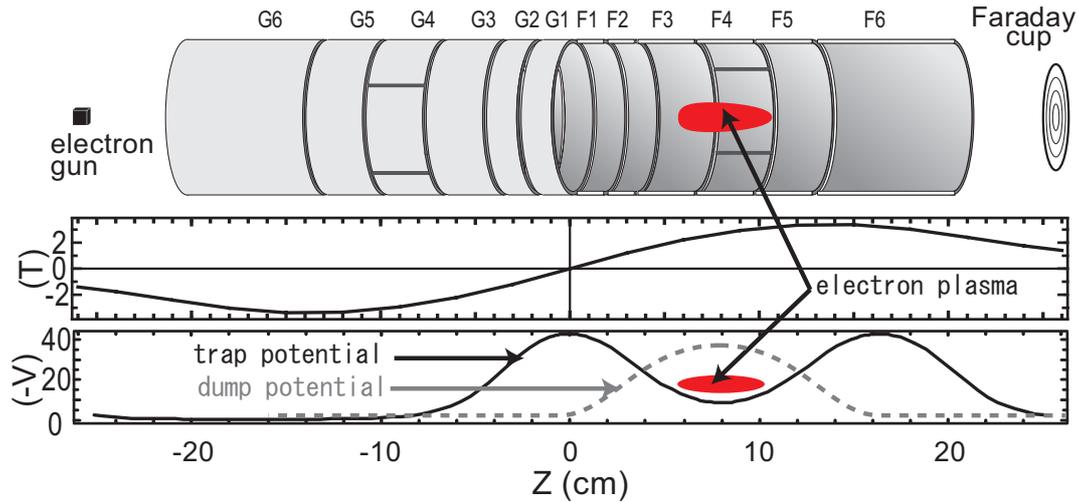


図 4.8: spindle 領域での電子閉じ込めのための軸上での静電ポテンシャルと磁場強度

4.2.3 spindle 領域での閉じ込めによる閉じ込め時間の改善

図 4.8 中に示した領域 (spindle 領域) での電子プラズマの閉じ込め実験を行った。図 4.8 の中段は軸上での磁場強度、下段は電極により作られる静電ポテンシャルを表している。実験は電子銃からの電子を trap 内に入射し、trap potential にて一定時間保持した後、静電ポテンシャルを dump potential に変更して電子を排出し、Faraday Cup で閉じ込められていた電子数を計測した。また以下の実験では、装置の真空度は 10^{-10} [Torr] 台で行った。

図 4.9 に coil current=80A、初期粒子数 $N_0 = 1.2 \times 10^8$ の時の測定結果を示す。プラズマは約 900 秒程度まで粒子数が減少することなく閉じ込められており、その後時間とともにゆっくりと粒子数が減少する。これは閉じ込められていたプラズマが残留ガスとの衝突や、磁場の不均一の影響などにより徐々に径方向に広がり、やがて電極に衝突して失われていくためだと考えられる。

図 4.10 に初期粒子数 $N_0 = 1.2 \times 10^8$ の時の閉じ込め時間の磁場強度依存性を示す。閉じ込め時間としては、図 4.9 中に示したように、粒子数が減少し始める時間を採用した。磁場を強くするにつれて閉じ込め時間が緩やかに増加し、coil current=90[A] では約 900 秒程度閉じ込められることが測定された。

これらの結果から spindle 領域での閉じ込めによって、閉じ込め時間が大きく改善し、前節の考察から考えて十分といえる時間プラズマを閉じ込めておけることが確認できた。

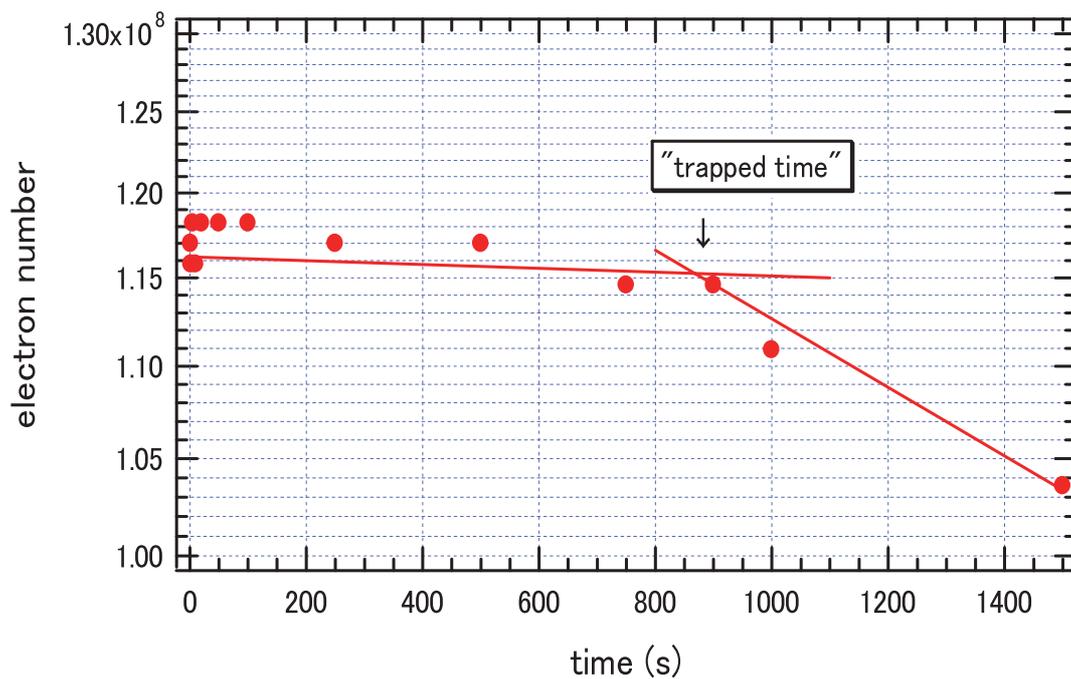


図 4.9: spindle 領域での電子の閉じ込め時間

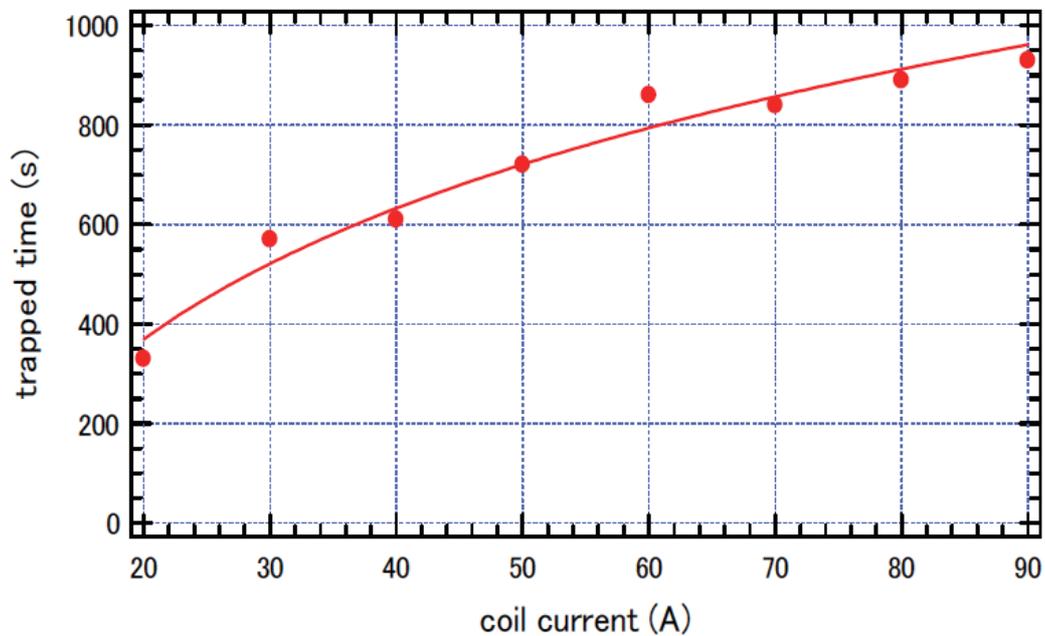


図 4.10: 閉じ込め時間の磁場強度依存性

4.2.4 プラズマ振動の観測

トラップしたプラズマに対し、電極を通して RF 電場を加えることによって、プラズマ振動の観測を行った。一様磁場下にトラップした有限長の非中性プラズマは Dubin mode と呼ばれるプラズマ振動が存在することが知られている [15]。特に、

1. 粒子数がそれほど多くなく、プラズマが電極上に作る鏡像電荷の影響が小さい
2. プラズマ周波数 (ω_p) サイクロトロン周波数 (ω_c) の間に $\omega_p \ll \omega_c$ の関係がある
3. プラズマは十分冷えており、温度は 0 と近似できる

ときには、軸対称の Dubin mode(1,0) の周波数 ω は、プラズマのアスペクト比 α 、プラズマ周波数 ω_p の関数として、次のように表すことができる。

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{k_2 P_l(k_1) Q_l'(k_2)}{k_1 P_l'(k_1) Q_l(k_2)} \quad (4.1)$$

$$k_1 = \alpha(\alpha^2 - 1 + \omega_p^2/\omega^2)^{-1/2} \quad (4.2)$$

$$k_2 = \alpha(\alpha^2 - 1)^{-1/2} \quad (4.3)$$

とくに (1,0)mode の周波数は、対象とする粒子 (今回は電子) をプラズマではなく荷電粒子として、運動を解析した際のトラップ中での z 方向の往復運動の周波数 ω_z に一致することが知られている。これは唯一周波数が α や ω_p に依存しない mode だが、高次の mode は一般に周波数が α や ω_p に依存し、これらの測定から、非破壊でプラズマの密度や形状を知ることができる。さらに、プラズマが有限温度の時は、 $l \geq 2$ の mode では温度によって周波数がシフトすることも知られており [61]、このシフト量から温度を知ることができる。

ただし cusp trap のような非一様磁場下でこのようなプラズマ振動を観測した例はない。

実験では spindle 領域に閉じ込めた電子プラズマに対して、電極 F5 を通して高周波電場を加え、電極 F3 に誘導される電圧を観測した。観測された振動の様子を図 4.11 に示す。高周波電場を加えている間はプラズマからの信号の振幅は直線的に増加していき、電場の印可をやめてからは、指数関数的に減衰していく様子が観測された。実験ではプラズマに加える高周波電場の周波数を掃引しながら、振動の観測を試みたが、10[kHz] から 30[MHz] の範囲で観測された周波数は 1 つのみであった。

さて前にも述べたように、(1,0)mode の周波数は ω_z に一致する。この ω_z は静電ポテンシャルの深さを ϕ とすれば

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2e\phi}{m}} \quad (4.4)$$

と表されることが知られており [9]、静電ポテンシャルの $1/2$ 乗に比例し、磁場には依存しない。そこで、静電ポテンシャルの深さ、磁場強度を変化させながら、励起されるプラズマ振動の周波数を観測した。結果を図 4.12、図 4.13 に示す。図からこの見積もりと測定結果は非常によく一致していることがわかる。

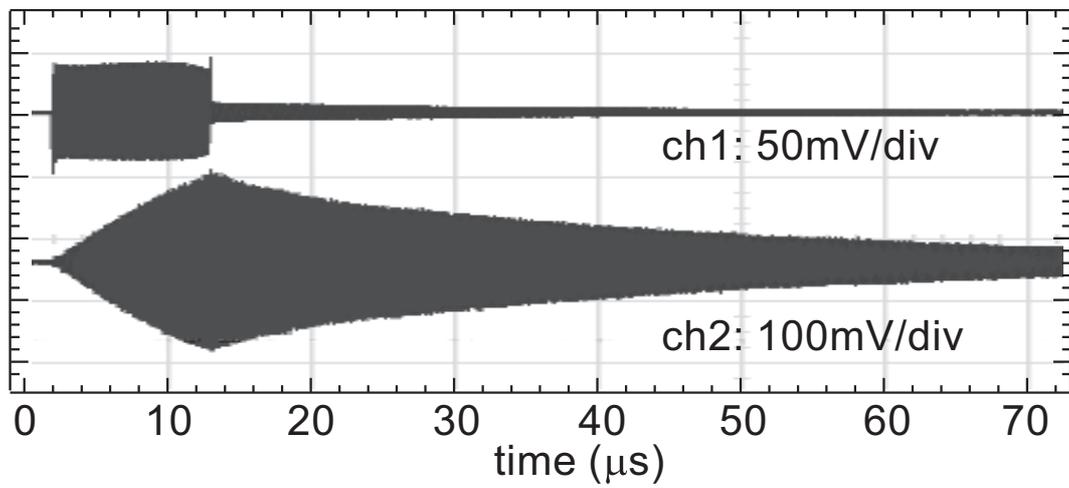


図 4.11: プラズマ振動の観測。ch1 は電極 F5 に加えた RF、ch2 は電極 F3 で観測された信号

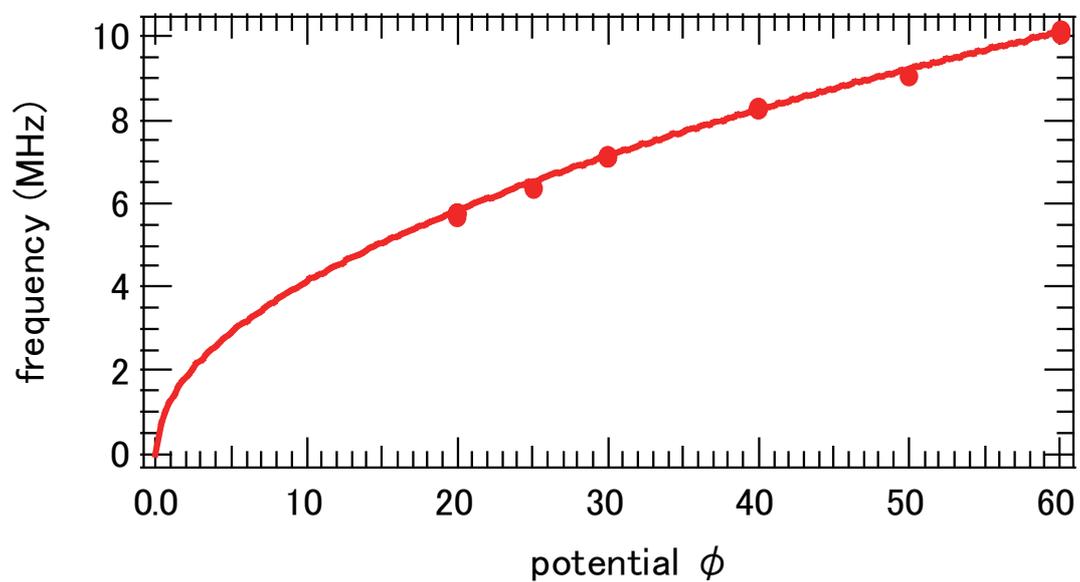


図 4.12: 観測されたプラズマ振動の周波数の静電ポテンシャル依存性

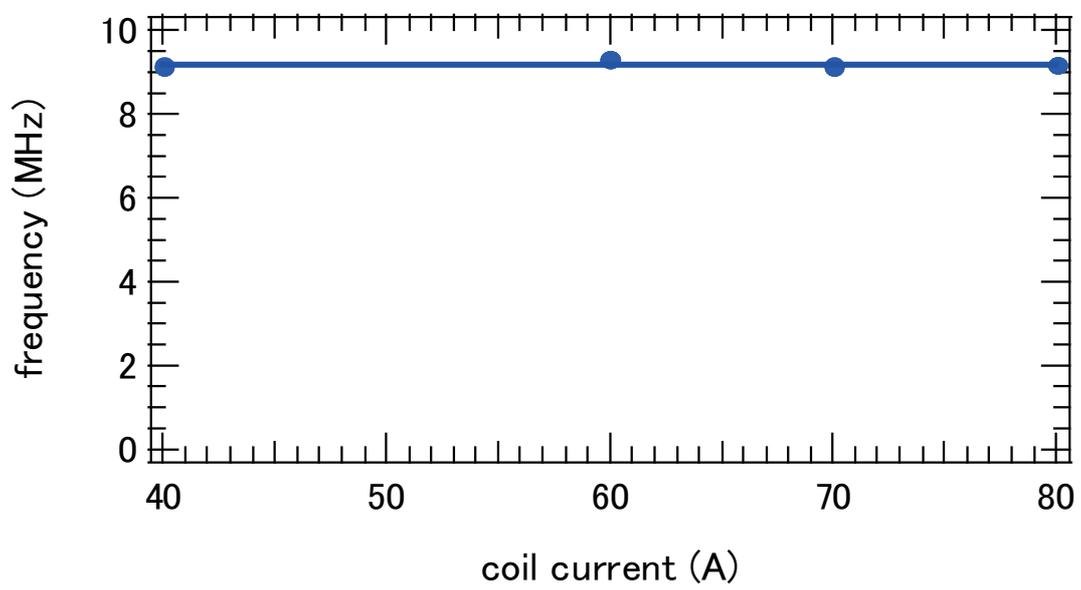


図 4.13: 観測されたプラズマ振動の周波数の磁場強度依存性

4.2.5 回転電場によるプラズマの圧縮

軸対称な磁場中では非中性プラズマの θ 方向の正準角運動量は保存量であり、強磁場中では各粒子の r 方向の距離の2乗和は一定値となる [17]。このことから、外部からトルクを加えて角運動量を変化させないかぎり、プラズマは全体としては r 方向に膨張圧縮されることなく安定に閉じ込められることが保証される。実際には残留ガスとの衝突や磁場のわずかな非対称性により、徐々に膨張していくが、これを抑える向きに外部からトルクを加えてやれば、膨張を抑え閉じ込め時間をさらに伸ばせることが知られている。また、さらに大きなトルクを加えると逆にプラズマを圧縮することができる。

外部からトルクを与える方法としては円筒電極を分割し、この電極に回転電場を加えることによって実現でき、rotating wall法としてよく知られている [38, 35]。

three body recombinationではrecombination rateは陽電子の密度の2乗に依存するから、高密度の陽電子プラズマを用意できれば大きくrateを上げることができる。したがって、rotating wallによってプラズマを圧縮し密度を上げることができれば、効率的な反水素の合成を行うことができる。

ただし cusp 磁場中での実験は今までに行われておらず、一様磁場中と同じように rotating wallによりプラズマを圧縮できるか、またどのような周波数を与えれば良いかということは分かっていない。そこで本研究では spindle 領域に閉じ込めた電子プラズマに対して4分割されたF4電極から回転電場を加え、分割型 Faraday cupでプラズマの径方向の広がりを観測する実験を行った。

図 4.14 に初期粒子数 $N_0 = 5.7 \times 10^7$ の電子プラズマに対して周波数 $f=9.15$ [MHz]、振幅 $A_{rw} = 0.2$ [V] の回転電場を加えたときと、加えなかったときの Faraday cup で回収された電子数の時間発展を示す。図中 Faraday cup ch は内側から 1,2...8 に対応し、山の高さが電子数に対応する図からわかるように回転電場を加えたときは $t=100$ [sec] 程度から、ch1 で観測される電子数が増えている。一方回転電場を加えなかった場合はこのような現象は観測されず、逆に $t=1000$ [sec] 付近で徐々にプラズマが広がっている様子が見られる。

さらに詳しく見るために図 4.15 に全電子数と ch1 の Faraday cup で観測された電子数の比の時間変化を表したグラフを示す。最初は回転電場の有無にかかわらず、約 14% の電子が ch1 の Faraday cup で観測された。回転電場を加えなかった場合はその後、ch1 で観測される電子の割合は減少していき、 $t=2000$ [sec] では約 2% まで減少した。一方回転電場を加えた場合は約 10[sec] 以降から徐々に ch1 で観測される電子が増えていき、約 400[sec] のところで飽和する様子が観測された。このときの割合は 74% 程度であった。

またこのときの閉じ込められている全電子数の時間発展を図 4.16 に示す。回転電場を加えなかったときは $t=500$ [sec] 程度から全粒子数が徐々に減少した。このときの時定数は約 3000[sec] であった。一方回転電場を加えたときは図からわかるように全電子数の減少は緩やかになり、時定数は約 12800[sec] まで伸びた。

次にこの rotating wall によるプラズマの圧縮に関して、

- 加えた回転電場の周波数依存性。図 4.17 ($A_{rw} = 0.2$ [V])
- 加えた回転電場の振幅依存性。図 4.18 ($f=9.15$ [MHz])

を測定した。それぞれの測定において、電子入射直後から 20 秒間回転電場を加え、 $t=20$ [sec] でプラズマを排出し、Faraday Cup で全電子数対 ch1 で観測された電子数の比を測定しプロットした。

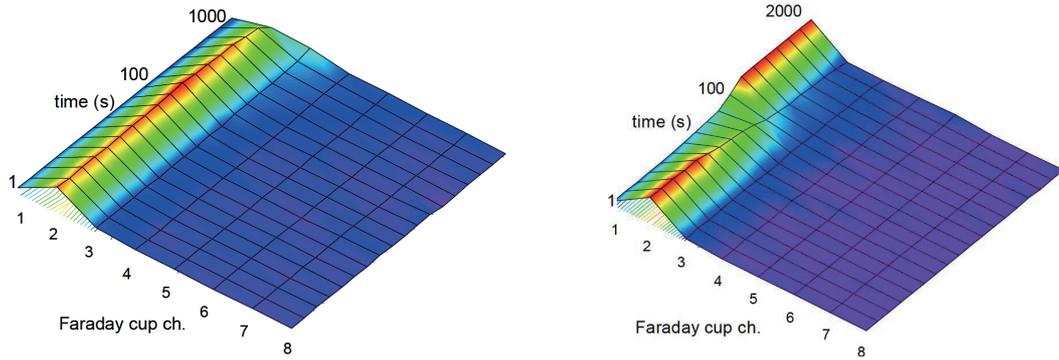


図 4.14: 回転電場によるプラズマの圧縮

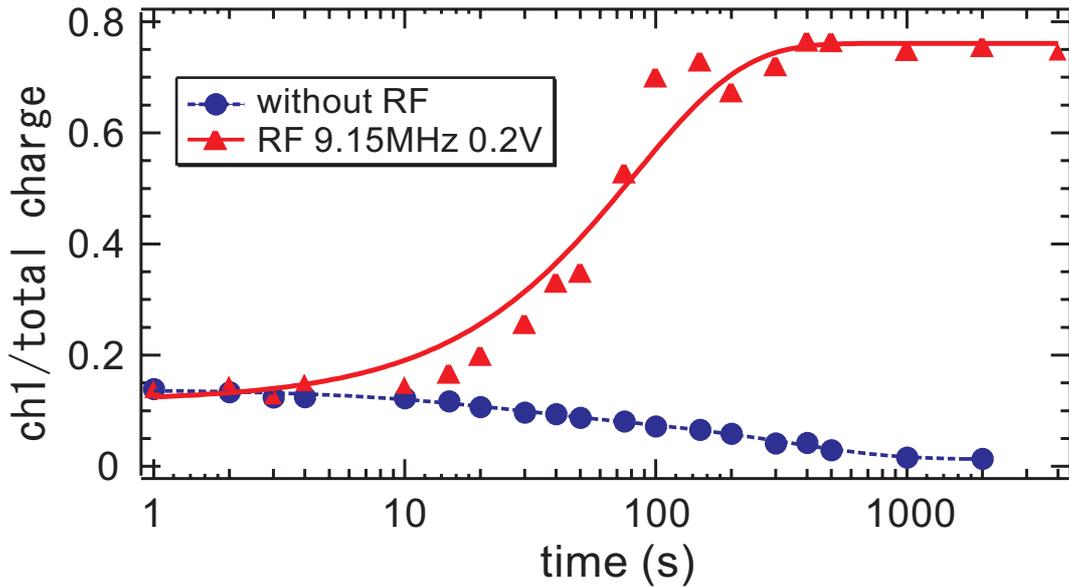


図 4.15: ch1 の Faraday cup で回収された電子の割合

図 4.17 より、回転電場を $E \times B$ 方向に加えたときは、6[MHz] から 9.5[MHz] の広い範囲にわたってプラズマの圧縮が観測された、ただし回転電場の周波数が z 方向のプラズマの周波数 ω_z と一致する 8.9[MHz] 付近では、逆に ch1 で観測される粒子数が減少した。一方回転電場を $E \times B$ の逆方向に加えたときは、プラズマの圧縮は観測されず、 $f=8.9$ [MHz] 付近の減少のみが観測された。

図 4.18 より回転電場の振幅によって圧縮の効果に依存性があることが観測された。電場の振幅が 0.6[V] 程度までは ch1 で観測される粒子数の割合が振幅の増加に伴って増えていき、圧縮効果が強くなっていくが、振幅をさらに大きくしていくと、徐々に ch1 で観測される電子数の割合は減少していき、2.3[V] を超えたあたりでは、回転電場を加えなかったときよりも ch1 で観測される電子数の割合は減少してしまう。

さらに、いくつかの磁場強度に対して、回転電場かけ続けたとき、プラズマの圧縮の時間変化を測定した。これによって回転電場による圧縮の、閉じ込め磁場強度依存性をしらべた。図 4.19 に測定結果を示す。図から圧縮効果は閉じ込め磁場の強度に対してはあまり依存しないことが分かった。

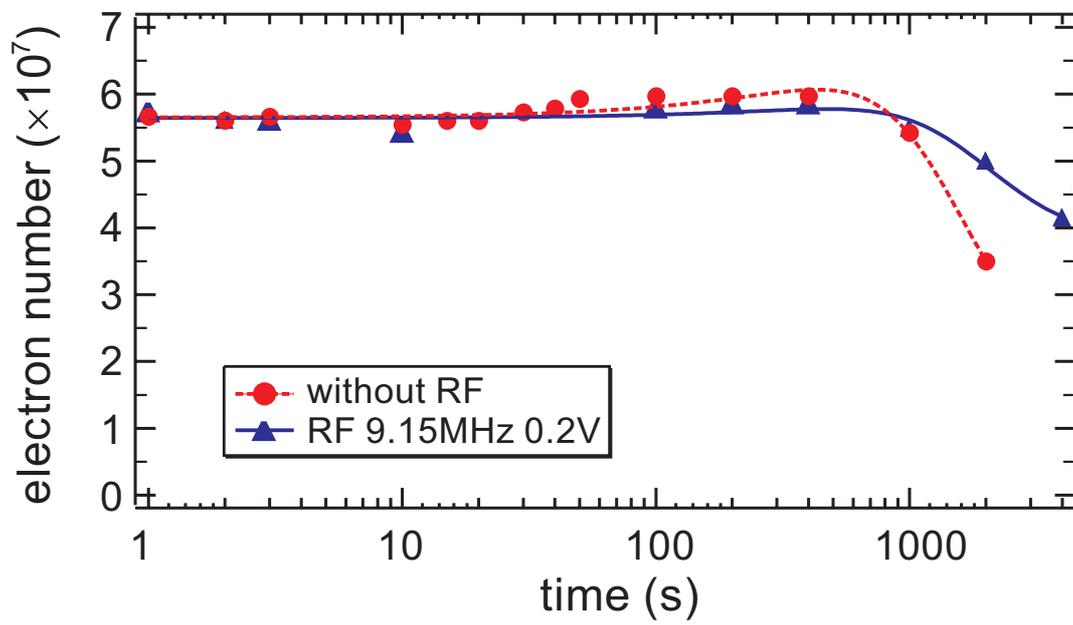


図 4.16: 回転電場による閉じ込め時間の改善

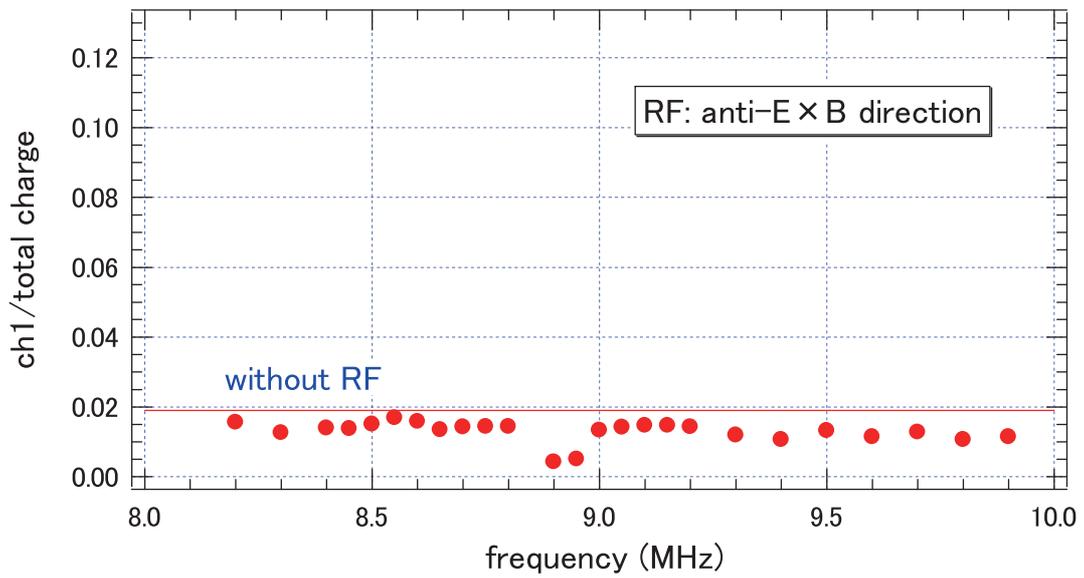
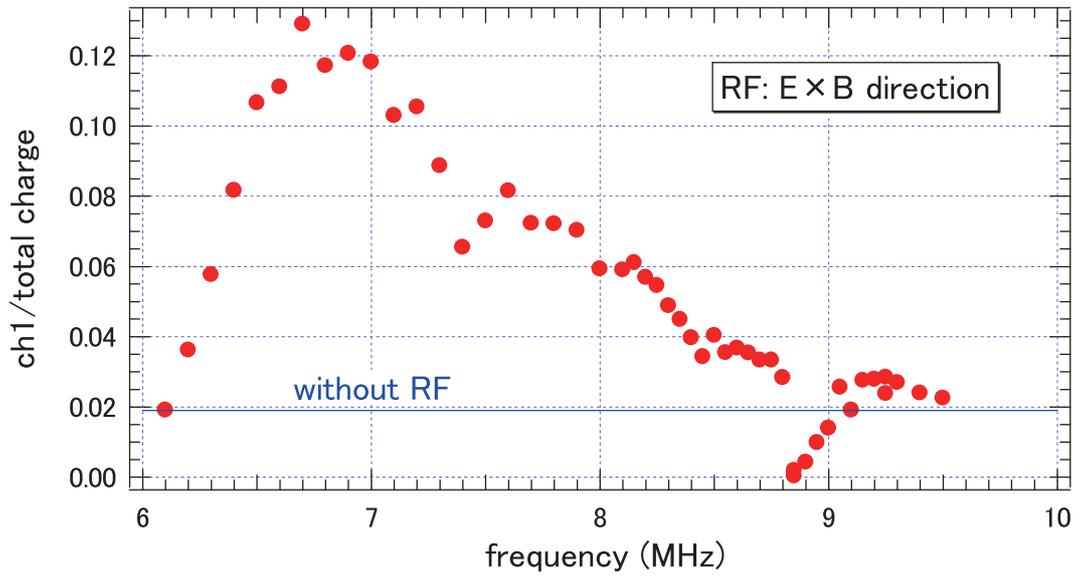


図 4.17: 回転電場によるプラズマの圧縮。回転電場の周波数依存性

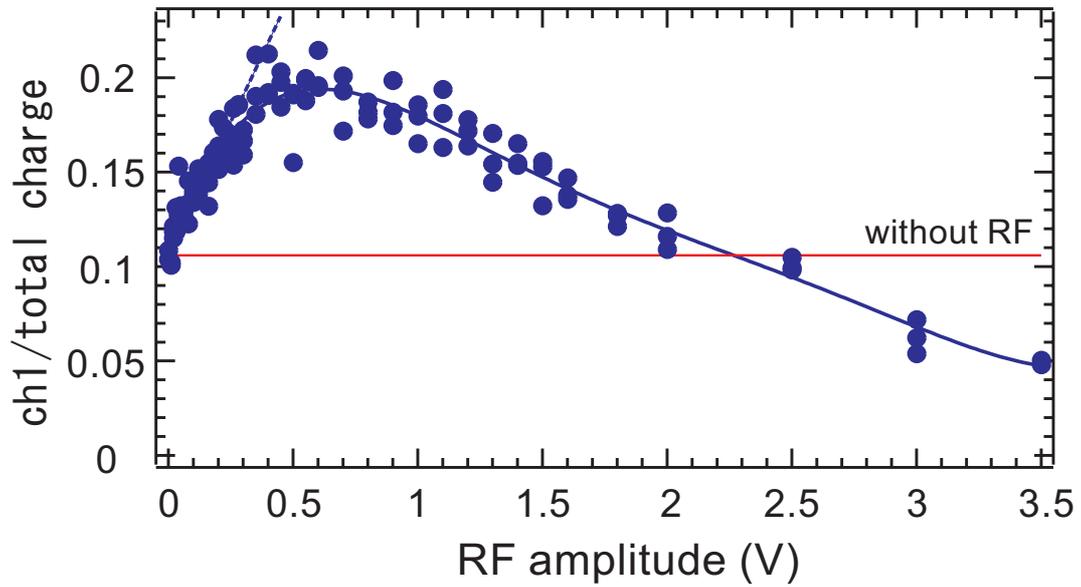


図 4.18: 回転電場によるプラズマの圧縮。回転電場の振幅依存性

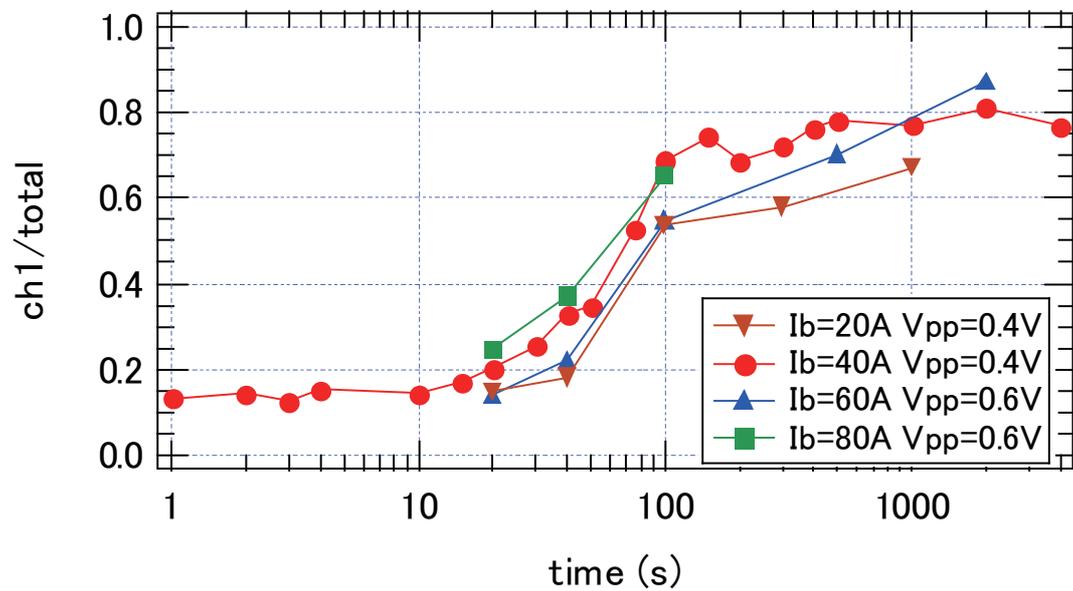


図 4.19: 回転電場によるプラズマの圧縮。閉じ込め磁場強度依存性

第5章 cold bore 実験

5.1 cold bore と cold bore 用電極

5.1.1 cold bore の必要性

反水素の recombination rate は前に示したように、three body、radiative とともに陽電子の温度が低いほど大きくなる。また合成された反水素の温度は合成前の反陽子の温度とほぼ等しくなる。一方陽電子、及び electron cooling された反陽子は環境温度程度まで synchrotron radiation によって冷却することができる。つまり陽電子、反陽子の温度は周囲にある電極の温度と等しくなる。そのため反応レートを上げ、反水素を捕獲するには電極および bore をなるべく低温にしたほうが良い。

さらに反陽子は trap 中の残留ガスとの衝突により反陽子原子を形成し、やがてその原子核内の陽子あるいは中性子と消滅を起こし、失われてしまう。以下にこのレートを見積もってみる。簡単のために残留ガスの温度は 4[K], 圧力は p [Torr], 反陽子のエネルギーは 1[eV] 反応断面積は図 5.1 の値を使う¹

反応断面積は図 5.1 より

$$\sigma = 7[a.u.] \quad (5.1)$$

$$= 2 \times 10^{-20}[\text{m}^2] \quad (5.2)$$

残留ガスの密度は

$$n = \frac{9.6 \times 10^{24} p}{4} \quad (5.3)$$

$$= 2.4 \times 10^{24} p [\text{個}/\text{m}^3] \quad (5.4)$$

1eV の反陽子の速度は

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m_p}} \quad (5.5)$$

$$= \sqrt{\frac{2 \times 1.6 \times 10^{-19}}{1.7 \times 10^{-27}}} \quad (5.6)$$

$$= 1.3 \times 10^4 [\text{m}/\text{s}] \quad (5.7)$$

よって衝突周波数は

$$\nu = \sigma n v \quad (5.8)$$

$$= 4.1 \times 10^{10} p [\text{sec}^{-1}] \quad (5.9)$$

¹ 図 A.1 に示すように 4[k] では水素、ヘリウム以外の物質の蒸気圧は極めて低い。このうちヘリウムはクラーク数 $8 \times 10^{-7}\%$ であり、もともと空気中に少ない上、TMP で水素よりも効率的に排気できる。一方水素は空気中に存在するものに加えて、bore を構成している SUS に吸蔵される性質があり、超高真空の装置において、大抵の場合残留ガスの主成分となることが知られている。したがって、残留ガスと反陽子の消滅を議論する際に、残留ガスの成分として水素のみを考えれば十分である。

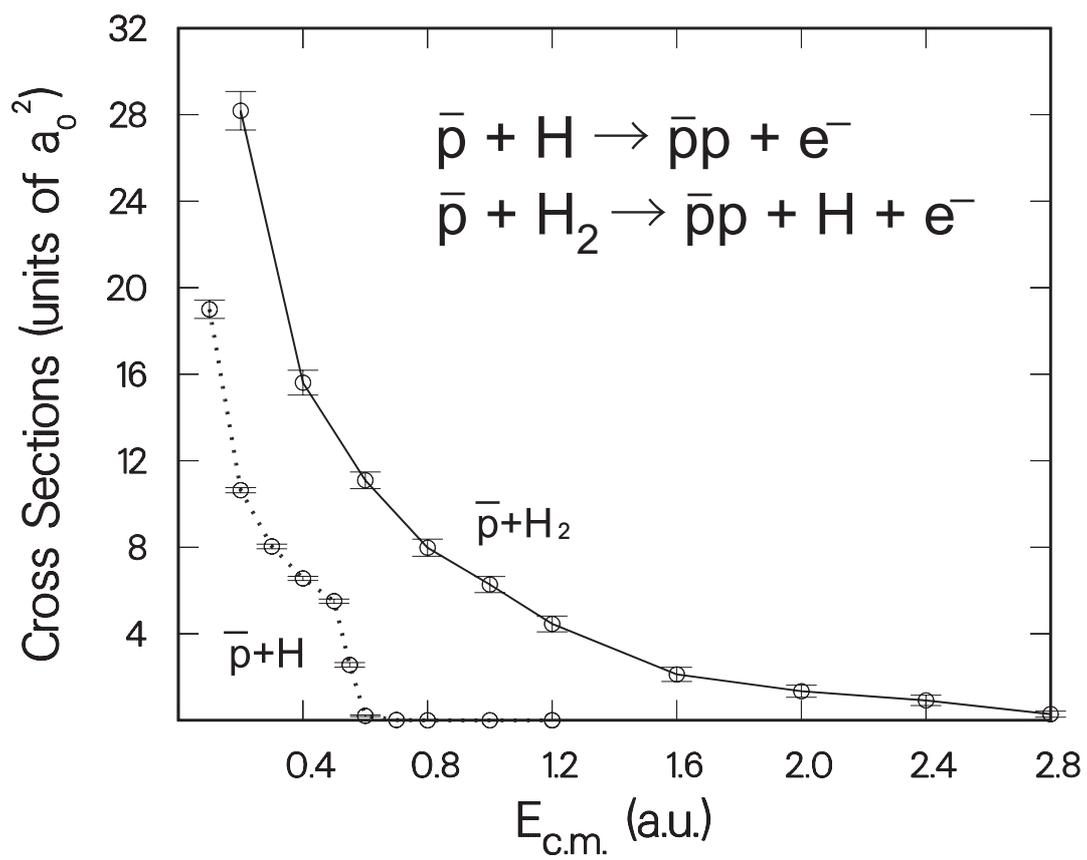


図 5.1: 反陽子と水素分子、水素原子の反応断面積 [14]

と表され、我々の実験に必要な時間（少なくとも数 100 秒）程度反陽子を閉じ込めるためには装置内の真空度は 10^{-13} [Torr] 台でなければならない。また bore は細長い形状をしており、マグネットに囲まれているため中心付近にポンプを設置することはできない。この真空度を実現するには bore を冷却して内壁を cryo pump として使うのが最も有効である。

これらの要求を満たすため、trap 中心付近は極力冷却することが必要である。そのため bore 冷却機構の開発を行った。

5.1.2 cold bore の詳細

冷却機構の断面図を図 5.2 に全体の図面を B.3 に示す。冷却は 4[K] において 1.5W の冷却能力を持った 2 台の冷凍機で行う。両端は常温部からの熱流入を防ぐため、ペローによって接続されており、ペローに隣接する部分は冷凍機の 1st stage と高純度銅で接続され 40[K] まで冷却される。さらに中心付近は冷凍機の 2nd stage と高純度銅で接続され 4[K] まで冷却される。また 4[K] となる領域は bore の外側にスーパーインシュレーターを巻いて、熱絶縁を取っている。

軸方向からの輻射による熱流入は上流側（図の左側）、下流側（図の右側）ともに、銅製の輻射シールドにより防いでいる。実験では上流側から反陽子、陽電子を入射し、下流側から反水素を引き出す予定である。荷電粒子は電磁場により容易に径を絞ることが可能なため、上流側の輻射シールドは穴の開いた銅板を用いている。一方下流側は、反水素の径を絞ることが難しいためなるべく立体角を稼ぎたい。そのためバタフライ構造とし、反水素を引き出す際は、シールド回転させることができるように設計されている。

5.1.3 cold bore 用電極

cold bore 実験用の multi ring 電極を図 5.3 に示す。また図 B.5 に詳細な図面を示す。基本的な構造は warm bore 実験用の電極と同じだが、

- bore との熱接触を良くし、熱収縮による応力を避けるために BeCu のスプリングを介して電極が bore と接触する構造となっている。
- 電極の分割数は 16 個に変更。ただし内径 80[mm]、左右 4 番目の電極が 4 分割されている点は warm bore 用電極（図 4.5）と同じである
- 電極は外部からの熱輻射にさらされており、冷凍機による冷却能力、および冷凍機-電極間の熱抵抗との釣り合いによって到達温度がきまる。到達温度を下げるためには反射率を良くする必要があり、そのため金メッキが施されている。
- 中心に荷電粒子跳ね返し用の専用電極が置かれている。これは中心では図 4.4 から分かるように、磁力線が r 方向に向かっており、これに沿って荷電粒子が運動し、このままだと壁と衝突してしまう。これを防ぐために跳ね返し電極を設置した。

点に変更されている。

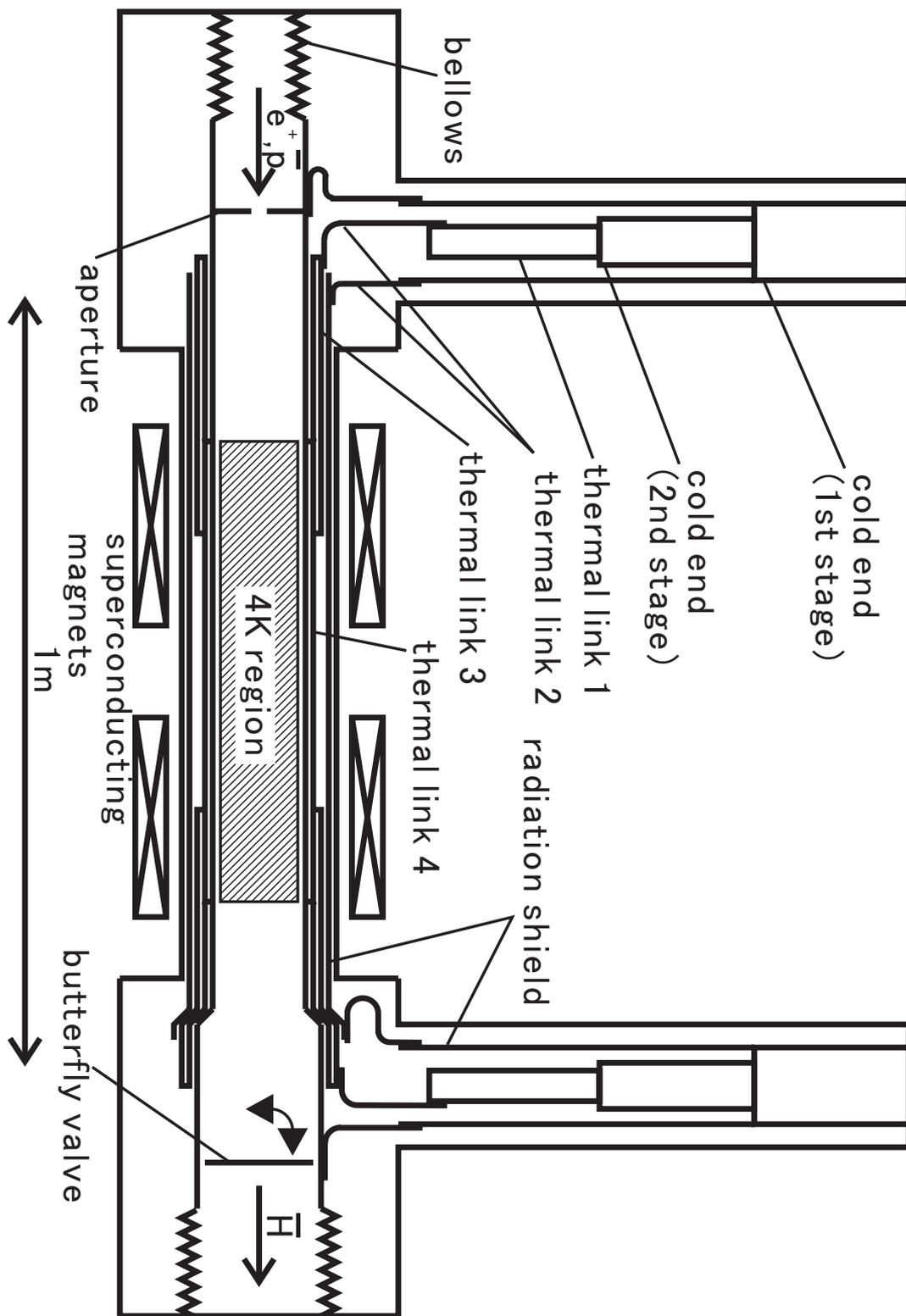


図 5.2: cold bore の断面図。

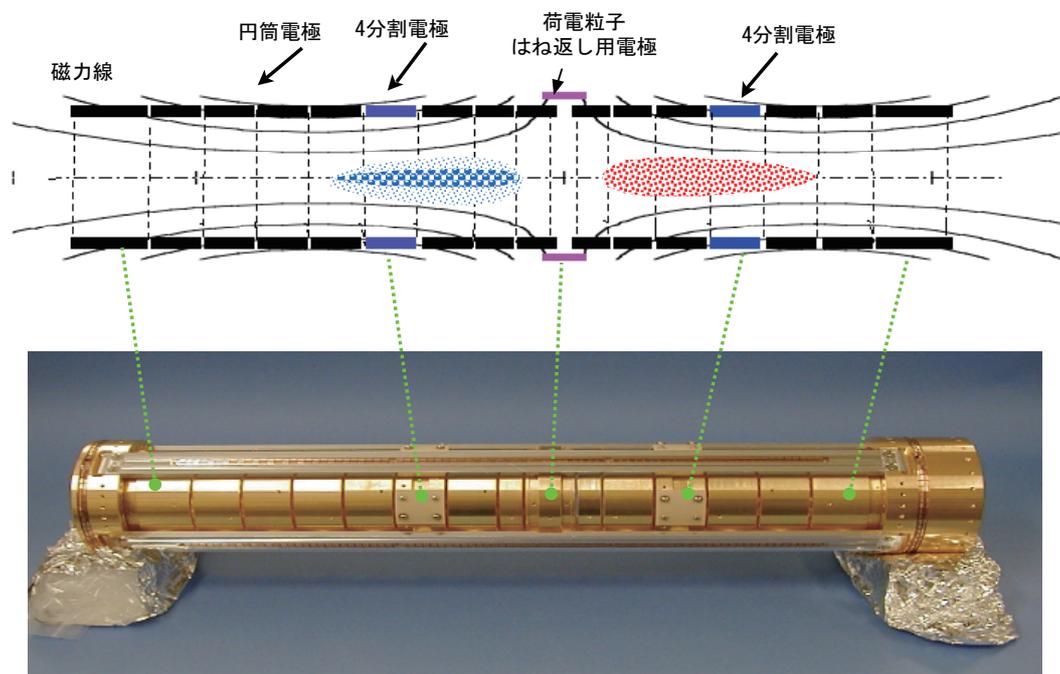


図 5.3: cold bore 用 multi ring 電極

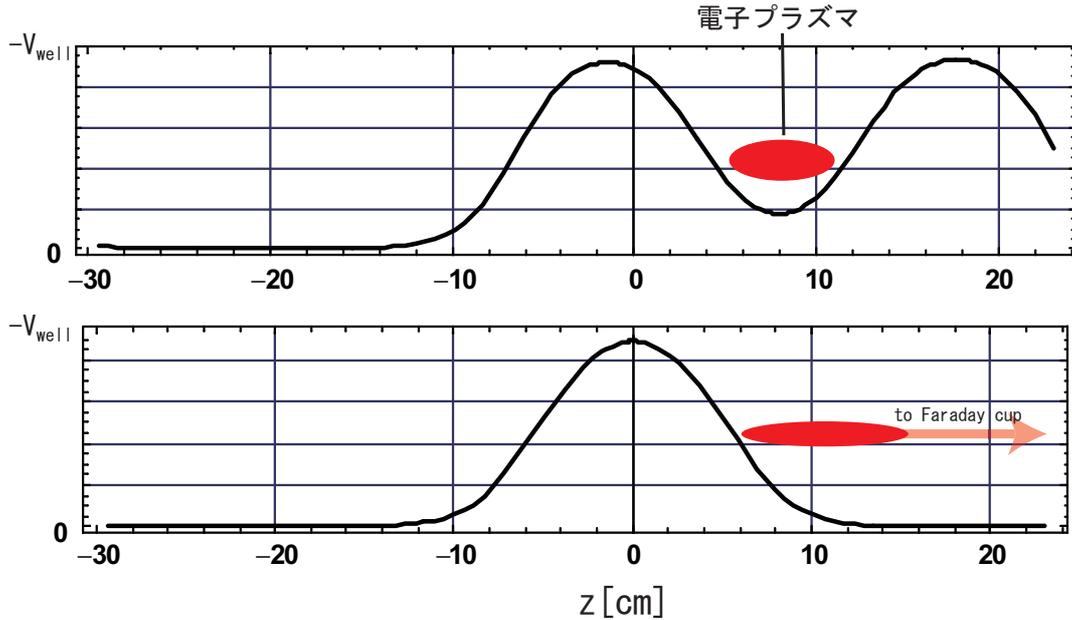


図 5.4: 閉じ込め、排出時の静電ポテンシャルと電子の閉じ込め位置。

5.2 cold bore での電子の閉じ込め

cold bore は 2006 年末に完成し、2007 年 1 月より実験を開始した。本論文執筆時点では、ちょうど初めて、電子の閉じ込めに成功したところである。

5.2.1 spindle 領域での閉じ込め (cold bore)

warm bore 実験の時と同様の方法で spindle 領域にて、電子プラズマの閉じ込め実験を行った。閉じ込め時、および排出時の静電ポテンシャルと、電子プラズマの閉じ込め位置を図 5.4 に示す。実験では図 5.4 の左側から電子を入射し、閉じ込めを行った後、ポテンシャルを図 5.4 下のように変化させて電子を排出し、Faraday cup(図 4.6) で計測した。

結果を図 5.5 に示す。実験は初期粒子数 $N_0 = 1.7 \times 10^7$ (青) の時と、 $N_0 = 2.9 \times 10^7$ (赤) の時について行った。図 5.4 中の V_{well} で示された、静電ポテンシャルの深さはそれぞれ $V_{well} = 60[V]$ ($N_0 = 1.7 \times 10^7$)、 $V_{well} = 80[V]$ ($N_0 = 2.9 \times 10^7$) である。また磁場はどちらの場合も coil current=50[A] とした。図 5.5 からわかる様に、今回測定を行った範囲内では、ほとんど電子数の減少は観測されず、閉じ込め時間はともに 2500[sec] 以上であった。warm bore 実験の時に比べ、初期粒子数が少ないため、直接閉じ込め時間を比較することはできないが、実験中、bore 温度は 4[K] まで冷えており、5.1.1 節で議論したように、bore 自体が cryo pump として働き、電子閉じ込め領域の真空度は warm bore 実験時より良くなっていると考えられる。そのため、残留ガスとの衝突が減り、初期粒子数を増やして実験を行った際も閉じ込め時間が伸びる可能性が高い。

いずれにしても cold bore による実験はまだ始まったばかりであり、今後閉じ込め時間をはじめとした特性について、明らかにしていくつもりである。

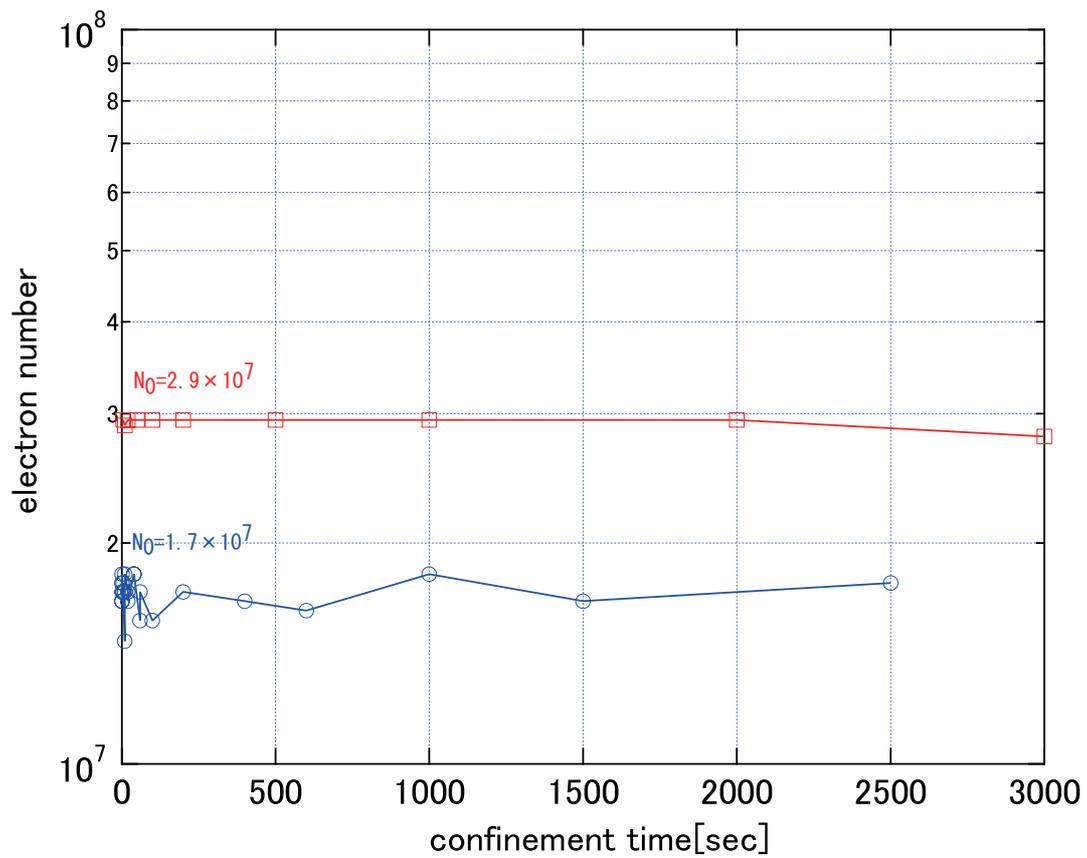


図 5.5: spindle 領域 (cold bore) での電子の閉じ込め時間

第6章 まとめと展望

反水素合成のテストとして、cusp trap 中での水素の合成へ向けて、超高真空領域で利用可能な陽子源およびビームラインの設計、製作を行った。製作した陽子源の運転中の真空度は 10^{-8} [Torr] 台であり、1 段の作動排気系と組み合わせることにより 10^{-10} [Torr] 台の超高真空 trap と接続が可能である。この陽子源を用いて cusp trap への (反) 陽子の入射条件、trap 中でのプラズマの振舞い、さらには (反) 水素の合成条件などのテストを行うことが今後の課題である。

また我々のグループでは反陽子 trap と反水素合成 trap を独立にしている点が他のグループと大きく異なる。反陽子の捕獲専用 trap によって、他グループより大量の反陽子を反水素の合成に使える可能性があることは、大きなアドバンテージである。この低速反陽子ビームを効率よく運ぶために、今回製作した陽子源を反陽子トラップ上流に接続して一旦陽子を捕獲冷却後、cusp trap へ向けてビームを引き出し入射する、というテストは我々のグループのアドバンテージを有効に活用する上で非常に重要であり、反陽子の貴重さを考えると不可欠ともいえる。

cusp trap 中での電子プラズマに関して、閉じ込め時間の測定、磁場強度依存性、プラズマ振動の観測、回転電場によるプラズマの圧縮、を warm bore で行った。

spindle 領域での閉じ込めにより、閉じ込め時間が 1000[sec] 近くまで大きく改善し、反水素の合成に向けて十分といえる程度の閉じ込め時間が達成された。

cusp 磁場中でのプラズマ振動の励起を観測した。振動は (1,0)mode のみが観測された。この理由はまだ分かっていない。また振動周波数の、閉じ込めポテンシャルの深さに対する依存性、閉じ込め磁場強度に対する依存性は、一様磁場下で予想される依存性とよく一致していることがわかった。

回転電場によるプラズマの圧縮では、cusp 磁場中でも rotating wall によりプラズマが圧縮できることがわかった。また効果的な圧縮のための周波数、振幅を見つけることが出来た。さらに圧縮によって閉じ込め時間もより長くなり、反水素の効率的な合成へ向けて非常に大きな期待が持てる結果となった。

spindle 領域での電子プラズマの閉じ込め実験を cold bore で行った。 $N_0 = 2.9 \times 10^7$ 個の電子に対して、閉じ込め時間は 2500[sec] 以上であった。

今後は cold bore での実験をさらにつづけ、陽電子源が完成後は、電子での実験結果を生かして、陽電子プラズマでの閉じこめ、圧縮実験を行う予定でいる。

また反水素の合成へ向けては、陽電子源と cusp trap の接続、反陽子トラップと cusp trap の接続用のビームライン、反陽子、陽電子の消滅位置検出のためのディテクターなどが必要であり、今後これらを開発する予定でいる。

付録A 真空関連の資料

material	unbaked,1h pumping	baked,ultimate
Fluoroelastomer	4×10^{-7} – 2×10^{-5}	3×10^{-11} – 2×10^{-9}
Buna-N	2×10^{-7} – 3×10^{-6}	–
Neoprene	5×10^{-5} – 3×10^{-4}	–
Butyl	2×10^{-6} – 2×10^{-5}	–
Polyurethane	5×10^{-7}	–
Silicone	3×10^{-6} – 2×10^{-5}	–
Perfluoroelastomer	3×10^{-9}	3×10^{-11} – 3×10^{-10}
Teflon	2×10^{-8} – 4×10^{-6}	–
KEL-F	4×10^{-8}	3.5×10^{-10}
Polyimide	8×10^{-7}	3×10^{-11}
Al	1×10^{-8}	2×10^{-13}
SUS	3×10^{-9}	4×10^{-12}

表 A.1: 各種材料の outgas レート [68, 54] [$Toll \cdot l/sec \cdot cm^2$]

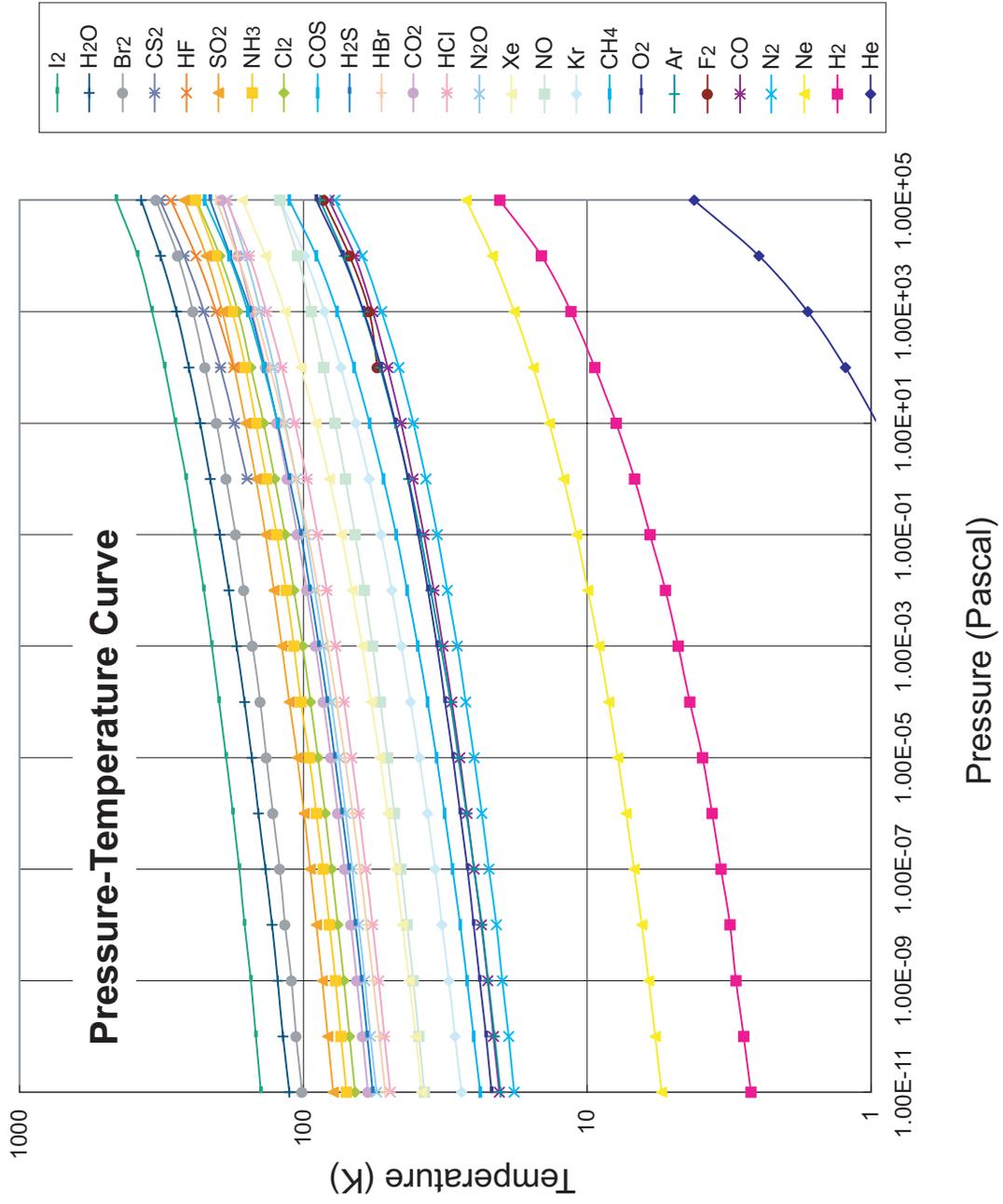


図 A.1: 各種気体の温度による蒸気圧の変化 [72]

付録B 図面

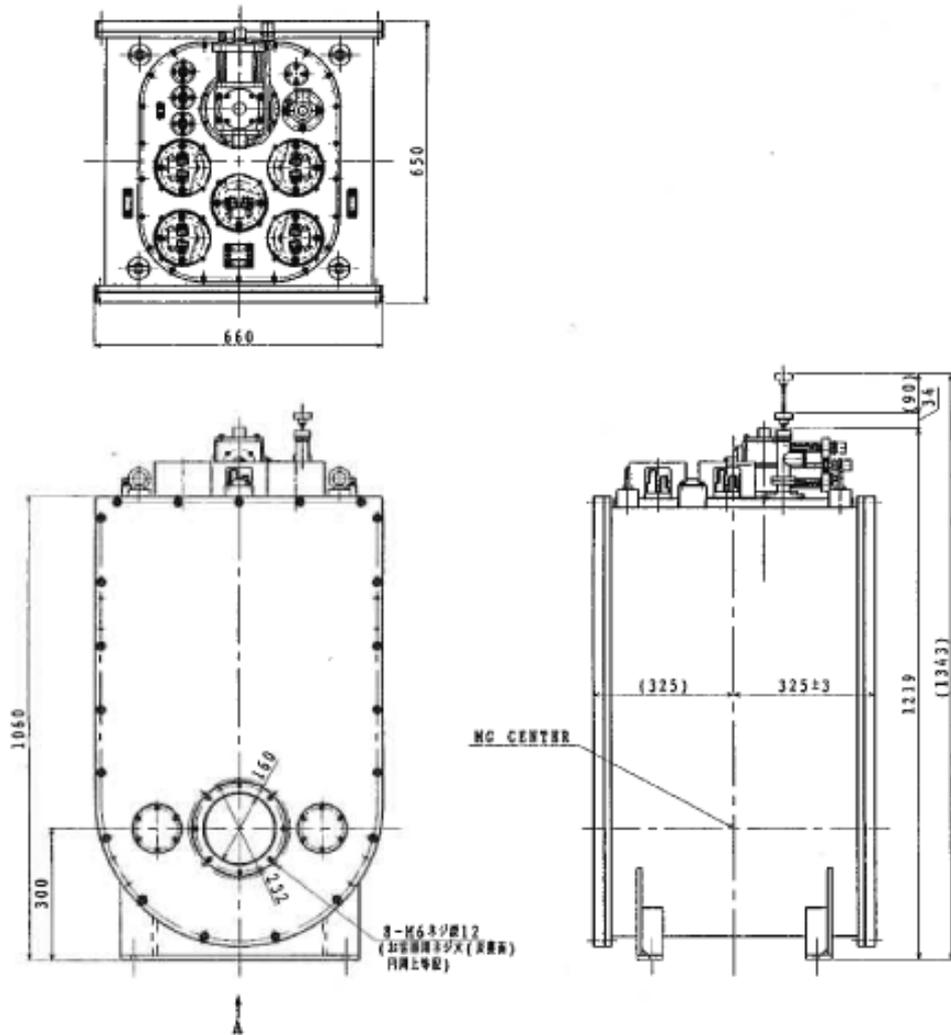


図 B.1: cusp 磁場発生用超伝導 magnet の図面

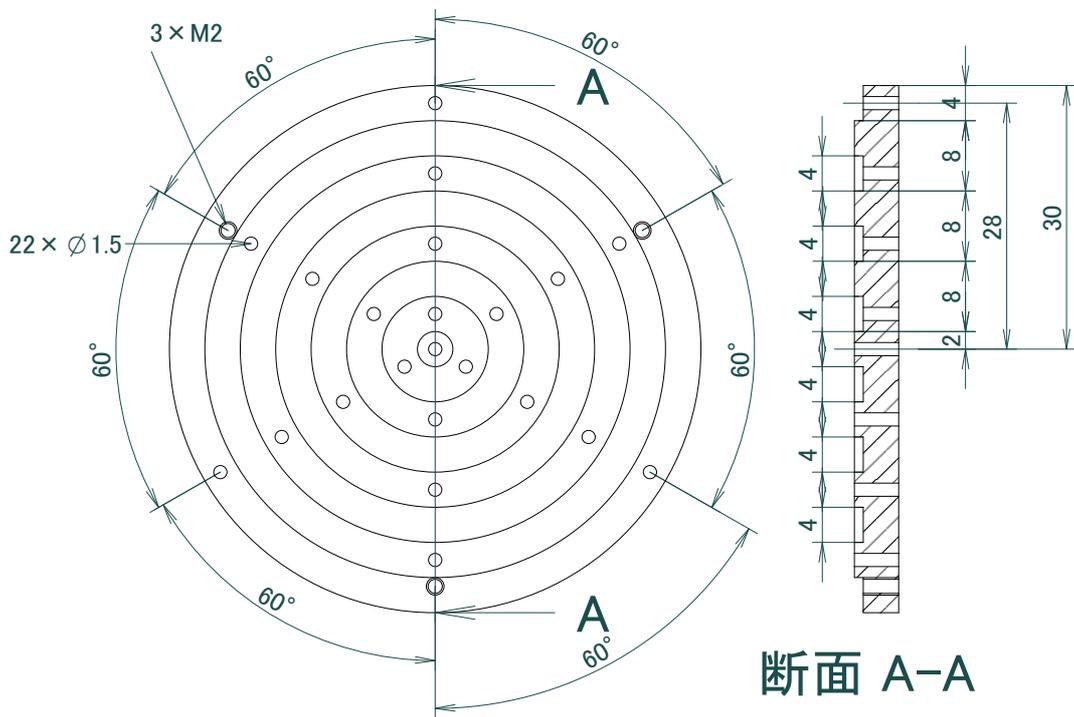


図 B.2: 分割型 Faraday Cup の図面

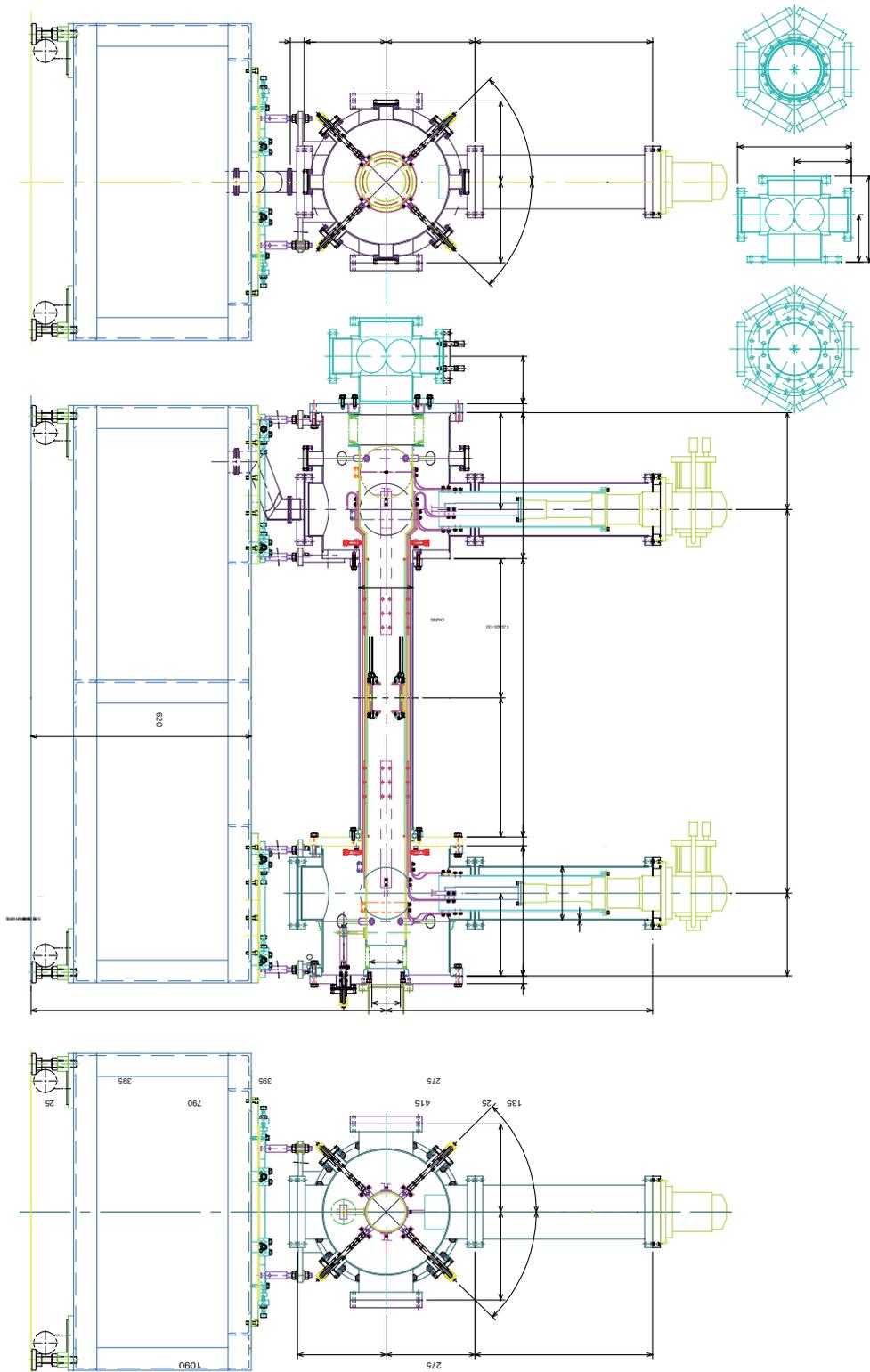


図 B.3: cold bore の図面

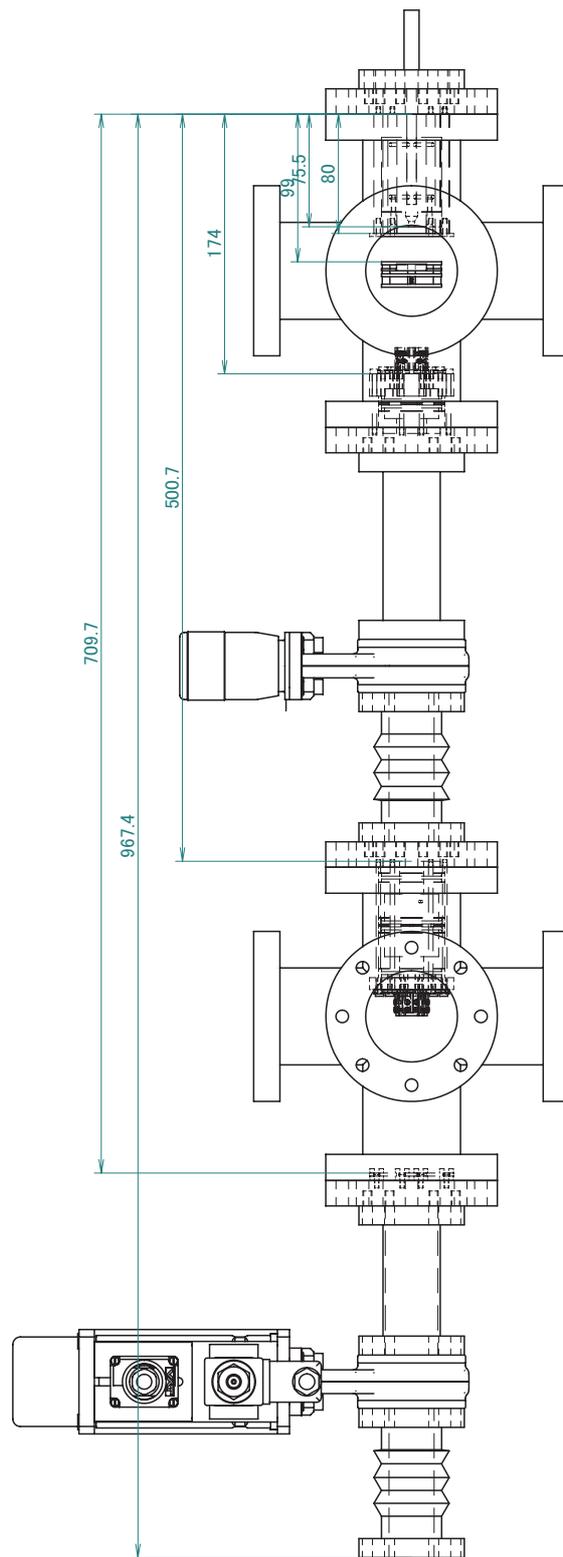


図 B.4: 陽子源とビームラインの図面

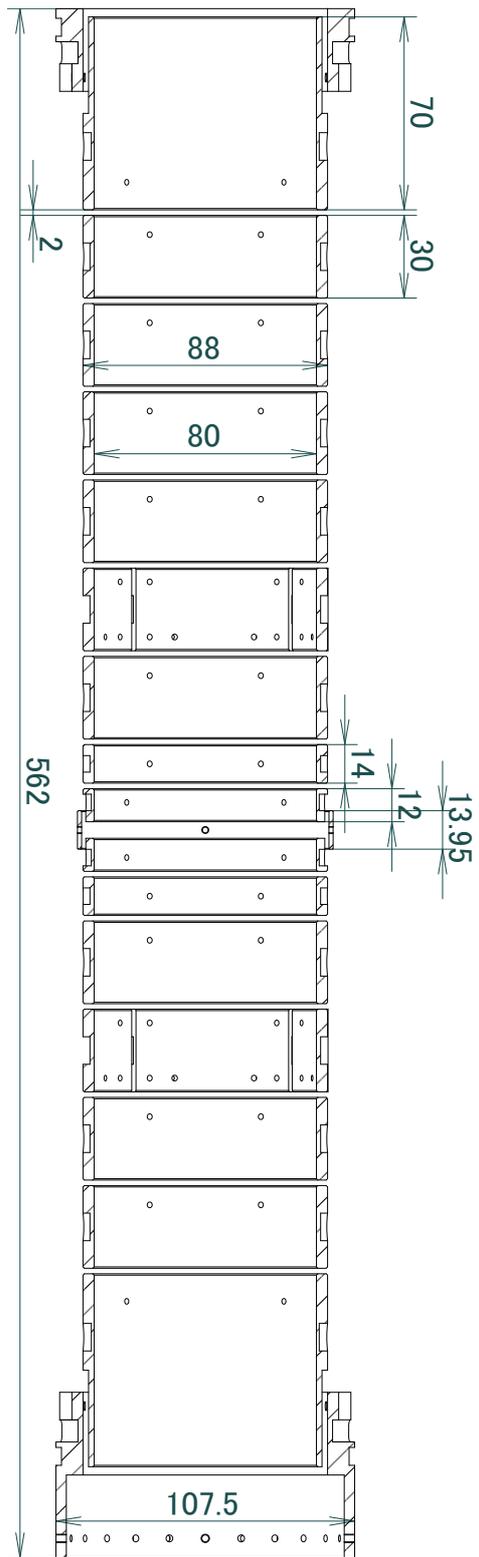


図 B.5: cold bore 用 multi ring 電極の図面

付録C 回路図

実験を行うに当たり製作した回路の回路図を以下に示す。

1. 陽子電流測定用電流アンプ

陽子源の性能評価の際に Faraday cup からの信号を増幅するために使用した。主に in2 を使用したため、感度は 10^6 [V/A] である。実験ではさらに 100 倍の電圧アンプを後段接続し 1[nA] の電流にたいして 100[mV] の電流を得られるようにした。ノイズは 100 倍アンプと合わせて 10[mV] 程度であり、電流に換算すると 0.1[nA] である。

2. 陽子入射用タイミング回路

陽子源の真空度には 3.2.1 で検討したように厳しい条件が課されている。電子銃の加熱や、NaH を電子衝撃することにより真空度は悪化するため、これらは必要なときのみパルス的に運転必要がある。また cusp trap と陽子源を接続する部分にあるゲートバルブも、陽子を入射する時のみ開けることにしている。このための制御回路をタイマー IC を使って製作した。

電子銃の加熱とゲートバルブのオープンは外部トリガーまたはプッシュボタンにより、設定さらた時間 (T) だけ行うことができる。また long pulse 端子に信号を加えると、input が hi の間加熱し続けることもできる。設定範囲は ($1[\text{sec}] \leq T \leq 20[\text{sec}]$) である。また電子銃加熱中、ゲートバルブオープン中を知らせるために外部に 0-5V の信号出力を設けてある (加熱中、オープン中は 5V、それ以外は 0V)。

電子銃からの電子の引出は外部トリガー (実験では電子銃加熱中の出力を使うことが多い) が入ってから、設定された時間 (t_1) 後、設定された時間 (t_2) の間だけ外部発信器からの入力にゲートをかけた、バースト状のパルスとして行うことができる。例えば osc 端子に 1[kHz] の矩形波を入力しておき、 $t_1 = 5[\text{sec}]$ 、 $t_2 = 0.1[\text{sec}]$ としておけば、外部トリガーが入ってから 5[sec] 後に 1[kHz] のパルスを 100 回出力することが可能である。調整範囲は $0[\text{sec}] \leq t_1 \leq 10[\text{sec}]$ 、 $0.1[\text{sec}] \leq t_2 \leq 2[\text{sec}]$ である

3. 陽子源とビームラインの真空系のインターロック回路

停電やポンプの故障などの万が一の際に備えて、真空系のインターロック回路を製作した。真空度が規定値より悪化した時、ターボポンプが故障シグナルを出した時には真空ゲージ off、ターボポンプ off、ロータリーポンプ off、ゲートバルブクローズ、ロータリーポンプ上のアイソレイトバルブ作動を自動的にを行い、真空度を保ったままロータリーオイルの逆流による chamber の汚染を防げるようになっている。また一度停止した際は、手動で復旧しない限り再スタートしないようになっている。

4. ガス導入バルブ制御用回路

ガス導入装置のパルスバルブ制御用回路をタイマー IC を用いて製作した。外部トリガーまたはプッシュボタンにより、決められた時間バースト発信ができる。調整範囲はゲート幅 (0.05[sec]-5[sec])、周波数 (0.5[Hz]-50[Hz]) である。

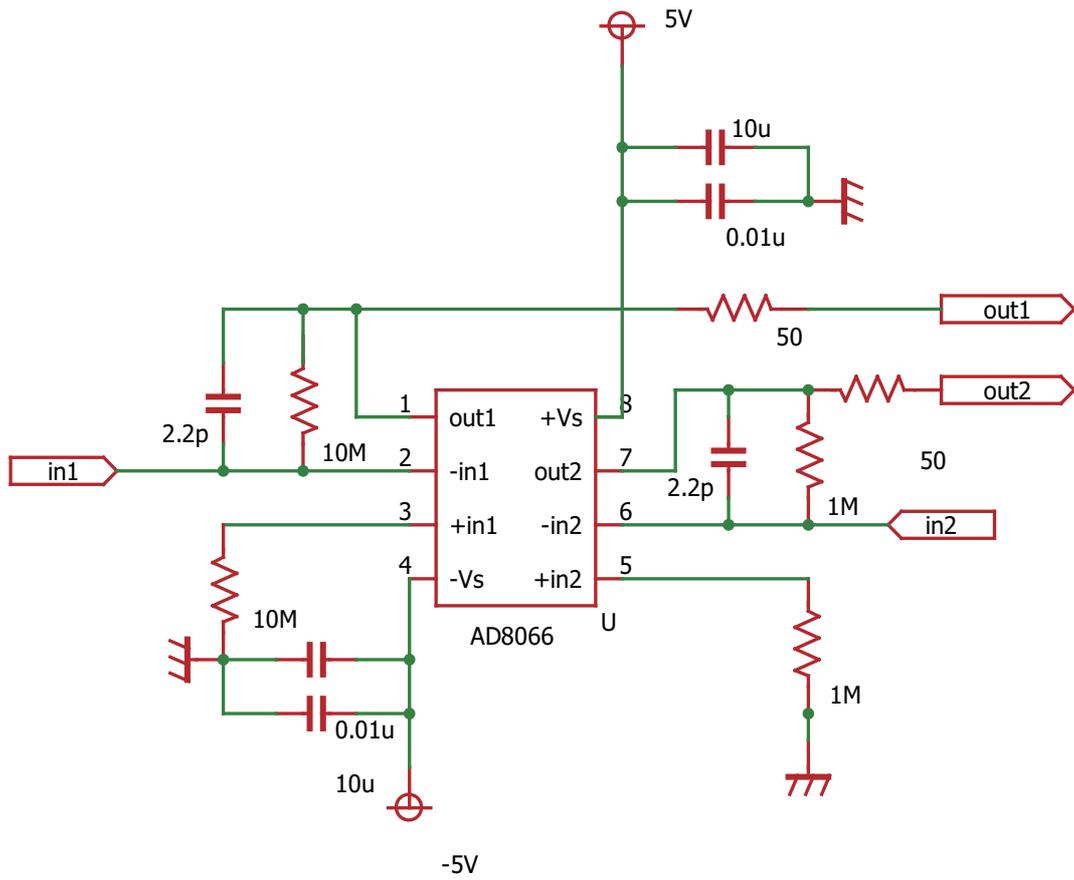


图 C.1: current amp

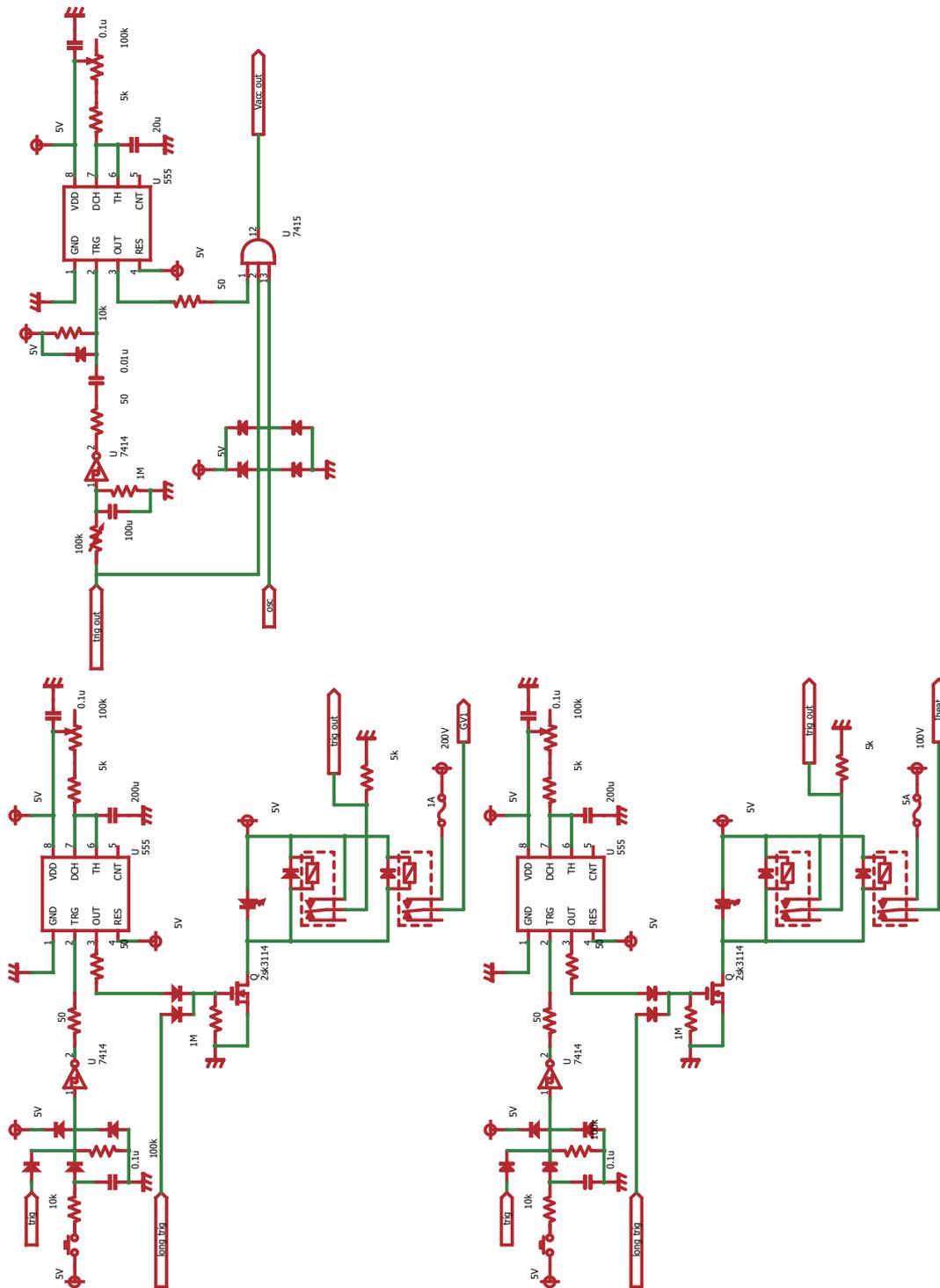


図 C.2: 陽子入射用タイミング回路

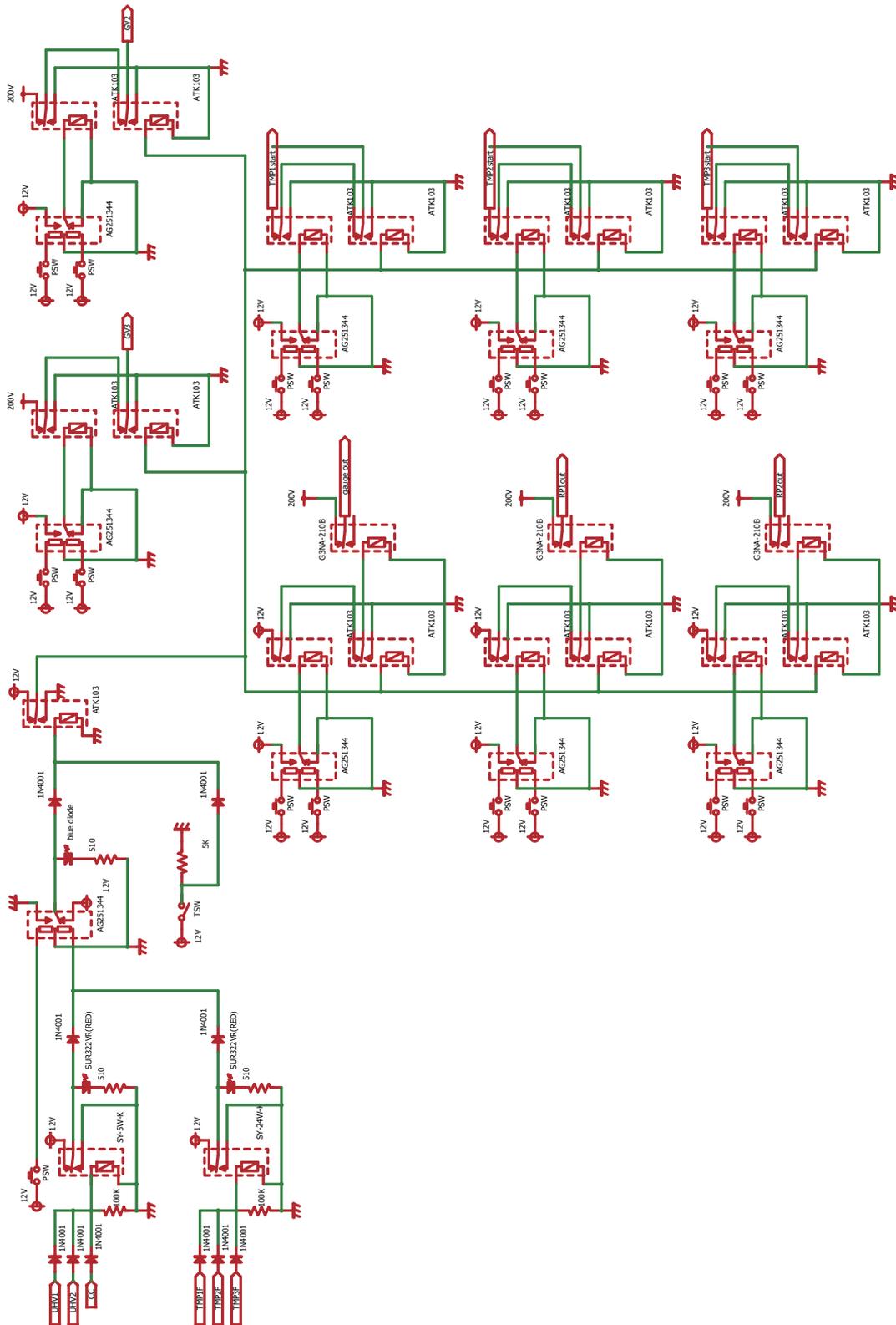


図 C.3: 陽子源、ビームラインの真空系のインターロック回路

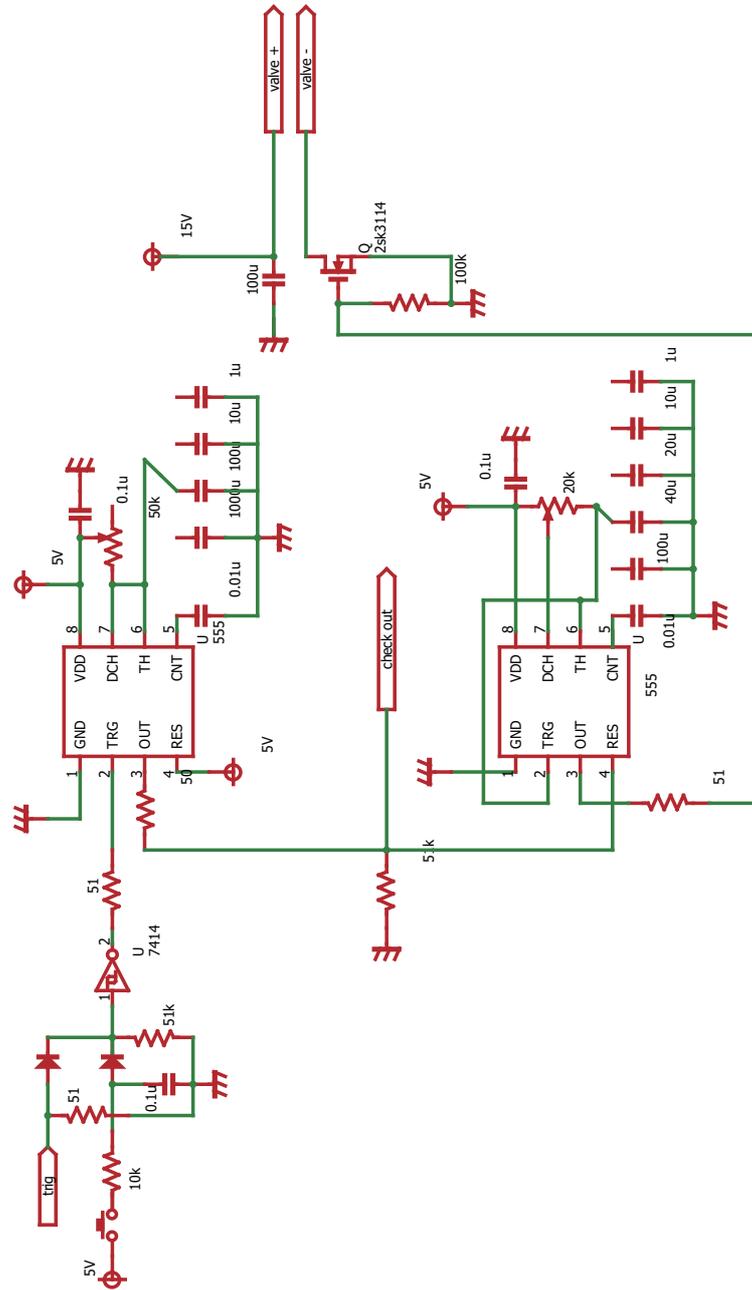


図 C.4: ガス導入バルブ制御用回路

参考文献

- [1] M. Amoretti, C. Amsler, G. Bazzano, G. Bonomi, A. Bouchta, PD Bowe, C. Canali, C. Carraro, CL Cesar, M. Charlton, et al. Antihydrogen production temperature dependence. *Physics Letters B*, 583(1-2):59–67, 2004.
- [2] M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi, A. Bouchta, PD Bowe, C. Carraro, M. Charlton, MJT Collier, M. Doser, V. Filippini, et al. The ATHENA antihydrogen apparatus. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 518(3):679–711, 2004.
- [3] M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi, PD Bowe, C. Canali, C. Carraro, CL Cesar, M. Charlton, M. Doser, A. Fontana, et al. Progress with cold antihydrogen. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*, 247(1):133–137, 2006.
- [4] M. Amoretti et al. Production and detection of cold antihydrogen atoms. *Nature*, 419:456, 2002.
- [5] M. Bell and J.S. Bell. Capture of cooling electrons by cool protons. *Particle Accelerators*, 12:49–52, 1982.
- [6] H.A. Bethe and E.E. Salpeter. *Quantum Mechanics of One-and Two-Electron Atoms*. Springer, 1957.
- [7] R. Bluhm. Probing the Planck Scale in Low-Energy Atomic Physics. *Arxiv preprint hep-ph/0111323*, 2001.
- [8] R. Bluhm, V.A. Kostelecký, and N. Russell. CPT and Lorentz Tests in Hydrogen and Antihydrogen. *Physical Review Letters*, 82(11):2254–2257, 1999.
- [9] L.S. Brown and G. Gabrielse. Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap. *Reviews of Modern Physics*, 58(1):233–311, 1986.
- [10] O. Chamberlain, E. Segre, C. Wiegand, and T. Ypsilantis. Observation of Antiprotons. *Physical Review*, 100(3):947–950, 1955.
- [11] M. Charlton, J. Eades, D. Horváth, RJ Hughes, and C. Zimmermann. Antihydrogen physics. *Physics Reports*, 241(2):65–117, 1994.
- [12] F.H. Coensgen, A.E. Sherman, W.E. Nexsen, and W.F. Cummins. Plasma Injection into a Magnetic Field of Cusped Geometry. *Physics of Fluids*, 3(5):764–768, 1960.
- [13] E.R. Cohen and B.N. Taylor. The 1986 adjustment of the fundamental physical constants. *Reviews of Modern Physics*, 59:1121–48, 1987.

- [14] J.S. Cohen. Molecular effects on antiproton capture by H_2 and the states of $p\bar{p}$ formed. *Physical Review A*, 56(5):3583–3596, 1997.
- [15] D.H.E. Dubin. Theory of electrostatic fluid modes in a cold spheroidal non-neutral plasma. *Physical Review Letters*, 66(16):2076–2079, 1991.
- [16] D.H.E. Dubin. Three designs for a magnetic trap that will simultaneously confine neutral atoms and a non-neutral plasma. *Physics of Plasmas*, 8(10):4331, 2001.
- [17] D.H.E. Dubin and TM O’Neil. Trapped nonneutral plasmas, liquids, and crystals (the thermal equilibrium states). *Reviews of Modern Physics*, 71(1):87–172, 1999.
- [18] J. Eades and F.J. Hartmann. Forty years of antiprotons. *Reviews of Modern Physics*, 71(1):373–419, 1999.
- [19] L. Essen, R.W. Donaldson, M.J. Bangham, and E.G. Hope. Frequency of the Hydrogen Maser. *Nature*, 229(5280):110–111, 1971.
- [20] J. Fajans, W. Bertsche, K. Burke, S.F. Chapman, and D.P. van der Werf. Effects of Extreme Magnetic Quadrupole Fields on Penning Traps and the Consequences for Antihydrogen Trapping. *Physical Review Letters*, 95(15):155001, 2005.
- [21] J. Fajans and A. Schmidt. Malmberg–Penning and Minimum-B trap compatibility: the advantages of higher-order multipole traps. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 521(2-3):318–325, 2004.
- [22] K.Y. Franzen, H. Higaki, T. Ichioka, M. Hori, Z. Wang, N. Kuroda, S. Yoneda, HA Torii, K. Komaki, and Y. Yamazaki. Design and test of a beam line for extraction of slow antiprotons from a multi-ring electrode ion trap. *AIP Conference Proceedings*, 606(1):79–88, 2002.
- [23] K.Y. Franzen, N. Kuroda, HA Torii, M. Hori, Z. Wang, H. Higaki, S. Yoneda, B. Juhász, D. Horváth, and A. Mohri. Transport beam line for ultraslow monoenergetic antiprotons. *Review of Scientific Instruments*, 74:3305, 2003.
- [24] G. Gabrielse, N.S. Bowden, P. Oxley, A. Speck, C.H. Storry, J.N. Tan, M. Wessels, D. Grzonka, W. Oelert, G. Schepers, et al. Background-Free Observation of Cold Antihydrogen with Field-Ionization Analysis of Its States. *Physical Review Letters*, 89(21):213401, 2002.
- [25] G. Gabrielse, J. Estrada, J.N. Tan, P. Yesley, N.S. Bowden, P. Oxley, T. Roach, C.H. Storry, M. Wessels, J. Tan, et al. First positron cooling of antiprotons. *Physics Letters B*, 507(1):1–6, 2001.
- [26] G. Gabrielse, S.L. Rolston, L. Haarsma, and W. Kells. Antihydrogen production using trapped plasmas. *Physics Letters A*, 129(1):38–42, 1988.
- [27] M.E. Glinsky and T.M. O’Neil. Guiding center atoms: Three-body recombination in a strongly magnetized plasma. *Physics of Fluids B Plasma Physics*, 3(5):1279, 1991.

- [28] H.M. Goldenberg, D. Kleppner, and N.F. Ramsey. Atomic Hydrogen Maser. *Physical Review Letters*, 5(8):361–362, 1960.
- [29] H. Grad. Plasma Trapping in Cusped Geometries. *Physical Review Letters*, 4(5):222–223, 1960.
- [30] et al. H. Hellwig. In *Proc. IEEE Trans. IM-19*, page 200, 1970.
- [31] D.C. Hagerman and J.E. Osher. Injection and Trapping of a $\beta=1$ Plasma into a Cusped Magnetic Field. *Physics of Fluids*, 4(7):905–911, 1961.
- [32] D.S. Hall and G. Gabrielse. Electron Cooling of Protons in a Nested Penning Trap. *Physical Review Letters*, 77(10):1962–1965, 1996.
- [33] R.L. Hayward and T.J. Dolan. Plasma density in an electrostatically plugged spindle cusp. *Physics of Fluids*, 20(4):646–648, 1976.
- [34] S. Hiroe, T. Sato, T. Watari, S. Hidekuma, R. Kumazawa, K. Adati, T. Shoji, S. Kawasaki, A. Miyahara, K. Akaishi, et al. Experiment on nonadiabatic rf plugging in a cusped field. *Physics of Fluids*, 21(4):676–681, 1977.
- [35] E.M. Hollmann, F. Anderegg, and C.F. Driscoll. Confinement and manipulation of non-neutral plasmas using rotating wall electric fields. *Physics of Plasmas*, 7(7):2776, 2000.
- [36] M.H. Holzschneider, G. Bendiscioli, A. Bertin, G. Bollen, M. Bruschi, C. Cesar, M. Charlton, M. Corradini, D. DePedis, M. Doser, et al. Antihydrogen production and precision experiments. The ATHENA collaboration. *Hyperfine Interactions*, 109(1):1–32, 1997.
- [37] M.H. Holzschneider, M. Charlton, and M.M. Nieto. The route to ultra-low energy antihydrogen. *Physics Reports*, 402(1-2):1–101, 2004.
- [38] X.P. Huang, F. Anderegg, E.M. Hollmann, C.F. Driscoll, and T.M. O’Neil. Steady-State Confinement of Non-neutral Plasmas by Rotating Electric Fields. *Physical Review Letters*, 78(5):875–878, 1997.
- [39] S.G. Karshenboim. Nuclear Structure-Dependent Radiative Corrections to the Hydrogen Hyperfine Splitting. *Physics Letters A*, 225:97–106, 1997.
- [40] J.M.B. Kellogg, I.I. Rabi, and J.R. Zacharias. The Gyromagnetic Properties of the Hydrogens. *Physical Review*, 50(5):472–481, 1936.
- [41] D. Kleppner, H.M. Goldenberg, and N.F. Ramsey. Properties of the hydrogen maser. *Applied Optics*, 1(1):55, 1962.
- [42] A. Kreissl, A.D. Hancock, H. Koch, T. Köhler, H. Poth, U. Raich, D. Rohmann, Wolf, L. Tauscher, A. Nilsson, et al. Remeasurement of the magnetic moment of the antiproton. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 37(4):557–561, 1988.

- [43] N. Kuroda, H.A. Torii, K.Y. Franzen, Z. Wang, S. Yoneda, M. Inoue, M. Hori, B. Juhász, D. Horváth, H. Higaki, et al. Confinement of a Large Number of Antiprotons and Production of an Ultraslow Antiproton Beam. *Physical Review Letters*, 94(2):23401, 2005.
- [44] R. Landua. Antihydrogen at cern. *Physics Reports*, 403:323–336, 2004.
- [45] A.G. Martin, K. Helmerson, V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, and D.E. Pritchard. rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms. *Physical Review Letters*, 61(21):2431–2434, 1988.
- [46] A. Mohri, Y. Kanai, Y. Nakai, and Y. Yamazaki. Non-Neutral Plasma Confinement In A Cusp-Trap And Possible Application To Anti-Hydrogen Beam Generation. *Physics with Ultra Slow Antiproton Beams*, 793:147–158, 2005.
- [47] A. Mohri and Y. Yamazaki. A possible new scheme to synthesize antihydrogen and to prepare a polarised antihydrogen beam. *Europhysics Letters*, 63(2):207–213, 2003.
- [48] A. Mohri, T. Yuyama, Y. Kiwamoto, Y. Yamazawa, and T. Michishita. Confinement of Nonneutral Plasmas in a Trap Composed of a Cusped Magnetic Field and an Electrostatic Octapole Field. *Japanese Journal of Applied. Physics*, 37:1553–1555, 1998.
- [49] A. Müller and A. Wolf. Production of antihydrogen by recombination of \bar{p} with e^+ : What can we learn from electron–ion collision studies? *Hyperfine Interactions*, 109(1):233–267, 1997.
- [50] J.E. Nafe and E.B. Nelson. The Hyperfine Structure of Hydrogen and Deuterium. *Physical Review*, 73(7):718–728, 1948.
- [51] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, T. Udem, M. Weitz, T.W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, et al. Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. *Physical Review Letters*, 84(24):5496–5499, 2000.
- [52] N. Oshima, T.M. Kojima, M. Niigaki, A. Mohri, K. Komaki, and Y. Yamazaki. New Scheme for Positron Accumulation in Ultrahigh Vacuum. *Physical Review Letters*, 93(19):195001, 2004.
- [53] M. Pajek and R. Schuch. Three-body recombination of ions with electrons in cooler-storage rings. *Hyperfine Interactions*, 108(1):185–194, 1997.
- [54] R.N. Peacock. Practical selection of elastomer materials for vacuum seals. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 17:330, 1980.
- [55] T. Pohl, H.R. Sadeghpour, Y. Nagata, and Y. Yamazaki. Cooling by spontaneous decay of highly excited antihydrogen atoms in magnetic traps. *Physical Review Letters*, 97:213001, 2006.
- [56] A.G. Prodell and P. Kusch. The Hyperfine Structure of Hydrogen and Deuterium. *Physical Review*, 79(6):1009–1010, 1950.

- [57] I.I. Rabi, J.M.B. Kellogg, and J.R. Zacharias. The Magnetic Moment of the Proton. *Physical Review*, 46(3):157–163, 1934.
- [58] B. Schwingerheuer, R.A. Briere, A.R. Barker, E. Cheu, L.K. Gibbons, D.A. Harris, G. Makoff, K.S. McFarland, A. Roodman, Y.W. Wah, et al. CPT Tests in the Neutral Kaon System. *Physical Review Letters*, 74(22):4376–4379, 1995.
- [59] T.M. Squires, P. Yesley, and G. Gabrielse. Stability of a Charged Particle in a Combined Penning-Ioffe Trap. *Physical Review Letters*, 86(23):5266–5269, 2001.
- [60] C.M. Surko, M. Leventhal, and A. Passner. Positron Plasma in the Laboratory. *Physical Review Letters*, 62(8):901–904, 1989.
- [61] M.D. Tinkle, R.G. Greaves, C.M. Surko, R.L. Spencer, and G.W. Mason. Low-order modes as diagnostics of spheroidal non-neutral plasmas. *Physical Review Letters*, 72(3):352–355, 1994.
- [62] F. Van Haaren, E. Van Luijtelaaar, R. Dirksen, T.B. Vree, G. Baur, G. Boero, S. Brauk-siepe, A. Buzzo, W. Eyrich, R. Geyer, et al. Production of antihydrogen. *Physics Letters B*, 368(3):251–258, 1996.
- [63] E. Widmann, J. Eades, R.S. Hayano, T. Ishikawa, W. Pirkel, M. Hori, Y. Yamazaki, A. Mohri, T. Yamazaki, D. Horváth, et al. Measurement of the antihydrogen hyperfine structure. *Letter of Intent CERN-SPSC-2003-009*, CERN, Geneva, Switzerland, 2003.
- [64] P.F. Winkler, D. Kleppner, T. Myint, and F.G. Walther. Magnetic Moment of the Proton in Bohr Magnetons. *Physical Review A*, 5(1):83–114, 1972.
- [65] et. al. W.M. Yao. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33:1, 2006.
- [66] Y. Yamazaki. Production of ultra slow antiprotons, its application to atomic collisions and atomic spectroscopy-ASACUSA project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 154:174–184, 1999.
- [67] 河野博之. 文部科学省研究補助金・試験研究 (B)(1) 研究成果報告書 (課題番号 03555062) 電子衝撃脱離式新型高性能負イオン源の開発, 平成 3–5 年度.
- [68] 林 義孝. 真空技術入門. 日刊工業新聞社, 1987.
- [69] 堀越 源一. 真空技術. 東京大学出版会, 1994.
- [70] 高村 秀一. プラズマ理工学入門. 森北出版, 1997.
- [71] 内田 岱二郎 and Francis F.Chen. プラズマ物理入門. 丸善, 1986.
- [72] 日本真空技術株式会社. 真空ハンドブック. オーム社, 1992.

謝辞

本研究テーマを与えてくださり、またお忙しい中相談にのっていただき、様々な機会に助言を下された山崎泰規教授に感謝します。毛利明博名誉教授には回路、装置の製作から測定技術に至るまで実験全般に渡ってご指導いただき、なかなかうまく実験が進まない時も絶えず励ましていただきました。斉藤晴彦博士、柴田政弘博士には私の非常に初歩的な質問から丁寧に教えていただき、装置の組み立て等も手伝っていただきました。黒田直史博士にはセルンでの実験や、Tricomの使い方等を教えていただきました。鳥居寛之助手にはセルンでの滞在に関して、多くの情報を教えていただきました。畠山温助手には研究室での生活にかんして、多くのことに相談にのっていただき、悩んでいるときはいつも励ましてくださいました。永田祐吾様には反水素の実験背景や、セルンでの生活、装置の説明など様々なことを教えていただきました。その他研究室の皆様、理研原子物理の皆様には実験から伝票の処理まで、本当に様々なことを教えていただきました。皆様のご協力がなければ、この修士論文をまとめることはできませんでした。心から感謝しております。