ポジトロニウムのレーザー冷却を目指した高密度陽電 子源の開発

Development of a high density positron source for Laser Cooling of positronium

2021年1月6日提出

指導教員 浅井祥仁 教授

東京大学大学院理学系研究科 物理学専攻

概要

ポジトロニウム (Ps) は電子とその反粒子である陽電子のクーロン力による束縛状態である。 ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) の転移温度は質量に反比例するため、水素原子の 920 分の1と最も軽い原子である Ps は、転移温度が高く、反物質を含む他の系に比べ、密度の高 い Ps を生成することが容易であるという2つの理由から、初の反物質を含む BEC を実現する 一番の候補である。Ps-BEC を実現することにより、1S-2S 準位間のエネルギー差精密測定や 原子干渉計による反物質重力精密測定、ならびに 511 keV ガンマ線レーザーの実現といった応 用が期待できる。

Ps-BEC を達成するには、低温と高密度の両方が必要である。陽電子の集束技術や蓄積技術の 発達により、~ 10¹⁸ cm⁻³ の数密度の Ps が近年中に実現可能と考えられているため、そのとき の転移温度である 14 K までの冷却が Ps-BEC の鍵となっている。冷却については熱化とドッ プラーレーザー冷却を組み合わせた冷却による Ps-BEC 実現手法が提案されている。本研究で は、Ps-BEC に先立ち、Ps のレーザー冷却の原理実証実験を行うことを考える。冷却レーザー による Ps の温度低下の有無を確認するにあたって、Ps をより冷やしてシグナルを見やすくす るため、レーザーのパワー密度が高いこと、計数率を高めて精度の高い測定をするため陽電子 ビームの強度が高いことが望ましい。レーザーのパワー密度を高めるために、レーザーの径を 絞り、冷却される陽電子数を最大にするためレーザーに合わせて陽電子ビームも集束する。本 論文では、想定しているレーザーのスペックに対して、原理実証実験を行うのに必要な陽電子 ビーム強度を求めた。また、KEK に構築した陽電子輝度増強システムにより陽電子を集束し、 ビーム強度が集束により1桁改善したものの、原理実証実験にはまだ足りないという結論を得 た。

今後の展望として、陽電子集束システムの改善を行い、原理実証実験に必要な陽電子ビーム強 度を達成する。

目次

| 第1章 | Introduction | 1 |
|-----|--|----|
| 1.1 | ポジトロニウムのボース・アインシュタイン凝縮........... | 1 |
| | 1.1.1 ポジトロニウムとは | 1 |
| | 1.1.2 ポジトロニウムのボース・アインシュタイン凝縮 | 2 |
| | 1.1.3 Ps のドップラー冷却 | 5 |
| 1.2 | レーザー冷却実験 | 6 |
| | 1.2.1 レーザー冷却実験の概要 | 6 |
| | 1.2.2 レーザー冷却実証実験で使用を想定するレーザーのスペックと必要な | |
| | 陽電子ビーム flux の見積もり | 8 |
| 第2章 | 高密度陽電子源 | 14 |
| 2.1 | 陽電子源 | 14 |
| 2.2 | 陽電子の高密度化 | 14 |
| | 2.2.1 陽電子トラップ | 14 |
| | 2.2.2 陽電子輝度増強システム | 16 |
| | 2.2.3 断熱輸送 | 18 |
| 第3章 | 磁気集束による陽電子ビーム flux | 19 |
| 3.1 | KEK においての陽電子集束実験 | 19 |
| | 3.1.1 低速陽電子実験施設 | 19 |
| | 3.1.2 実験のセットアップ | 19 |
| | 3.1.3 磁気集束システム | 20 |
| | 3.1.4 測定系 | 24 |
| 3.2 | 磁気集束後の陽電子 flux | 24 |
| 第4章 | 現在の輝度増強システムの改善策 | 41 |
| 4.1 | 陽電子輸送効率の改善・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 41 |
| | | |

| | 4.1.1 磁気集束レンズの改善 | 41 |
|------|----------------------------------|----|
| | 4.1.2 輸送コイルのより良いパラメータの探索 | 43 |
| 4.2 | ビームエネルギーの増大 | 43 |
| 4.3 | 陽電子トラップによるレーザーとの同期の改善........... | 43 |
| 4.4 | 改善後に得られる陽電子 flux | 43 |
| 第5章 | 結論と展望 | 44 |
| 5.1 | 改善後に得られる温度測定の精度 | 44 |
| 5.2 | BEC に向けての展望 | 44 |
| 謝辞 | | 46 |
| 参考文献 | | 47 |
| 付録 A | シミュレーションの補足 | 50 |
| A.1 | Poisson Superfish による静電磁場の計算 | 50 |
| A.2 | General Particle Tracer による軌道の計算 | 55 |
| | | |

図目次

| 1.1 | ポジトロニウムの模式図 | 1 |
|------|--|----|
| 1.2 | 原子数密度と BEC 転移温度の関係 | 3 |
| 1.3 | 反物質重力精密測定の概念図.............................. | 4 |
| 1.4 | ガンマ線レーザーの概念図 | 5 |
| 1.5 | Ps のレーザー冷却手法の模式図 | 7 |
| 1.6 | Ps の温度変化のシミュレーション結果 | 10 |
| 1.7 | Ps の温度変化のシミュレーション結果 | 10 |
| 1.8 | レーザーエネルギーに対する Ps 生成から 300 ns 後の Ps 温度 | 10 |
| 1.9 | 生成から 300 ns 後の Ps 温度の陽電子ビーム径依存性 | 11 |
| 1.10 | 温度測定シミュレーションで得られた遷移曲線.............. | 12 |
| 1.11 | ビーム径と必要な陽電子ビームの flux の関係 | 13 |
| 2.1 | Penning トラップの模式図 | 15 |
| 2.2 | Penning トラップにおいて軸方向に生じる電位ポテンシャル | 16 |
| 2.3 | 磁気集束システムの模式図.................................. | 17 |
| 2.4 | 磁気集束レンズの断面の模式図 | 17 |
| 3.1 | KEK に設置した実験系の写真 | 20 |
| 3.2 | 磁気集束レンズ、引き出しコイル、ガイディングコイルの配置図 | 21 |
| 3.3 | 引き出しコイル、磁気集束レンズの断面図 | 21 |
| 3.4 | 真空チャンバー内の写真 | 22 |
| 3.5 | 磁気集束レンズの図面 | 23 |
| 3.6 | 磁気集束レンズ単体が作る軸上磁場.................................... | 23 |
| 3.7 | CCD カメラを加えた断面図 | 24 |
| 3.8 | CCD カメラで撮影したビームプロファイル | 25 |
| 3.9 | ビーム径とビーム強度を得る手法 | 27 |
| 3.10 | 磁気集束レンズに流した電流に対するビーム径の関係 | 28 |
| | | |

| 3.11 | 磁気集束レンズに流した電流に対するビーム強度の関係 | 29 |
|------|--|----|
| 3.12 | 再現した集束実験時の軸上磁場 | 30 |
| 3.13 | 陽電子のビーム方向の距離に対する軸からの距離の関係 | 31 |
| 3.14 | シミュレーションによる、蛍光スクリーン上でのビームプロファイル.... | 31 |
| 3.15 | ビーム強度の磁気集束レンズ電流依存性のパラメータスキャン | 32 |
| 3.16 | ビーム径の磁気集束レンズ電流依存性のパラメータスキャン | 33 |
| 3.17 | 初期ビーム径に対するアパーチャーなしとありのときのスクリーンに到達し | |
| | た陽電子数の比率................................ | 34 |
| 3.18 | ビーム方向の距離に対する通過した陽電子の個数の関係 | 35 |
| 3.19 | ビーム方向の距離に対する衝突した陽電子の個数の関係 | 36 |
| 3.20 | フィッティングによる係数の推定 | 37 |
| 3.21 | 図面によるガンマ線検出効率の推定 | 38 |
| 3.22 | アパーチャーありとなしのときのビーム強度から求めた初期ビーム径.... | 39 |
| 3.23 | 磁気集束による陽電子 flux の改善 | 40 |
| 4.1 | 磁気集束レンズの断面図 | 42 |
| 4.2 | 磁気集束レンズが作る軸上磁場 | 42 |
| 5.1 | Ps-BEC を目指した多段輝度増強システム................ | 45 |
| A.1 | SF7.EXE | 54 |

表目次

| 1.1 | 冷却用紫外線レーザーの想定スペック............... | 9 |
|-----|----------------------------------|----|
| 1.2 | Ps の冷却シミュレーションにおける条件 | 9 |
| 1.3 | 温度測定シミュレーションで仮定したパラメータ.......... | 11 |
| 1.4 | 原理実証実験で仮定したパラメータ | 12 |
| 3.1 | KEK-SPF の陽電子ビームのスペック | 20 |

第1章

Introduction

1.1 ポジトロニウムのボース・アインシュタイン凝縮

1.1.1 ポジトロニウムとは

ポジトロニウム (Ps) は電子とその反粒子である陽電子のクーロン力による束縛状態である。 Ps の模式図を図 1.1 に示す。



Fig.1.1 ポジトロニウムの模式図

Ps の質量は 1022 keV/c^2 で、水素原子の 920 分の 1 と最も軽い原子である。Ps は、電子と 陽電子のスピン状態により、スピン平行状態の o-Ps と、スピン反平行状態の p-Ps に分けられ る。ポジトロニウムは、いずれ電子と陽電子が対消滅するため有限の寿命を持つが、o-Ps と p-Ps では寿命が異なる。1S 状態の Ps について、荷電共役変換演算子の固有値 C を考える。 軌道角運動量の大きさを L, スピン角運動量の大きさを S として、 C は $C = (-1)^{L+S}$ で与え られることから、o-Ps では-1、p-Ps は +1 になる。一方で、崩壊先の光子数については、光 子数が n の時 *C* = (-1)ⁿ で与えられる。崩壊前後で荷電共役変換演算子の固有値 C が保存す ることから、o-Ps は奇数個の光子に、p-Ps は偶数個の光子に崩壊することがわかる。エネル ギー・運動量保存則から、1 つの光子に崩壊することがないこと、光子の数が増えるにつれ、 その崩壊率が小さくなることから、o-Ps は 3 光子に、p-Ps は 2 光子への崩壊が主となる。放 出する光子の数が多いことに伴い、o-Ps は 142 ns と p-Ps の 125 ps に対し約 1000 倍近い寿命 を持つ。したがって、o-Ps を用いたボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を目指す。

1.1.2 ポジトロニウムのボース・アインシュタイン凝縮

BEC とは、ある転移温度以下で、ボース粒子が最低エネルギー状態に落ち込み、粒子系が一つの大きな波として振る舞う状態である。BEC 状態は、1995 年に Rb 原子で初めて実現された [1,2,3,4] が、反物質を含む系での BEC 実現はまだである。Ps は、初の反物質 BEC を実現する一番の候補である。その理由は以下の 2 点である。

(1) 反物質を含む他の系に比べて、密度の高い Ps を生成することが容易であること

Ps は、酸化ケイ素やポリシロキサン系高分子中などに陽電子を入射するとことで比較的大き な割合で生成される。元となる陽電子も、²²Na などの放射性同位体の崩壊や、高エネルギー 電子ビームを金属に入射し、得られた光子の電子・陽電子対生成により、他の反物質よりも容 易に得ることができる。

(2) Ps の BEC 転移温度が高いこと

転移温度は、プランク定数を h、質量を m、ボルツマン定数を k_B、数密度を n、とすると次の 式で与えられる。

$$T_{BEC} = \frac{h^2}{2\pi m k_B} \left(\frac{n}{\zeta(3/2)}\right)^{\frac{2}{3}}$$
(1.1)

 ζ は、 $\zeta(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^s}$ で表されるリーマンゼータ関数であり、 $\zeta(\frac{3}{2}) = 2.612...$ である。転移温 度は質量に反比例するため、最も軽い原子である Ps の転移温度は高く、例えば $n = 10^{18} cm^{-3}$ のとき、 $T_{BEC} = 14$ K である。Rb、H、Ps に対して転移温度と密度の関係をグラフにしたもの を図 1.2 に示す。それぞれの線より上の領域で、BEC が達成される。Ps は軽いため、密度に対 して必要な転移温度が高い。現在、Ps 集団の冷却は 150 K が最低 [5] であり、密度は $10^{15} cm^{-3}$ が最高 [6] であるが、陽電子の蓄積技術 [7,8,9,10] や集束技術の発達 [11,12] により $10^{18} cm^{-3}$ の数密度の Ps が近年中に実現可能だと考えられている。そのため、Ps の密度が $10^{18} cm^{-3}$ の ときの転移温度である 14 K までの冷却が Ps-BEC の鍵であり、本研究ではこの転移温度まで の冷却を目指す。



Fig.1.2 原子数密度と BEC 転移温度の関係。線より上の領域で BEC が達成される。緑線 は Rb、青線は H、赤線は Ps での原子数密度と BEC 転移温度の関係である。黄三角が、Ps のいままで独立に達成された最高数密度と冷却温度をプロットした点であり、本研究では赤 で囲った領域である、10¹⁸ cm⁻³ のとき 14 K への冷却を目指す。山田恭平: "ボース・アイ ンシュタイン凝縮を目指した ポジトロニウム高速冷却光源の開発",修士学位論文,東京大 学大学院理学系研究科物理学専攻 (2020).[27] より引用

Ps-BEC が実現できれば、初の反物質を含む BEC であるだけでなく、基礎物理学検証への 応用も可能である。まず、原子干渉計による反物質重力精密測定 [13]、ならびに 511keV ガン マ線レーザーの実現 [14,15,16] といった応用が期待できる。反物質重力測定の模式図を図 1.3 に示す。Ps は、BEC 状態かつ、光学レーザーを用いて n = 25 のリュードベリ状態にして寿命 を 1 ms に伸ばしたものを用いる。図にように Mach-Zehnder 干渉計を作り、Ps のビームを右 上を通る経路と左下を通る経路の 2 つに分ける。2 つの経路で、重力ポテンシャルの差により できる位相差を、左上での干渉パターンで観察する。電子に働く重力は既知なので、全体の効 果から電子による寄与を差し引けば陽電子に働く重力を測定でき、ひいては反粒子に対する重 力効果を測定することが可能である。



Fig.1.3 反物質重力精密測定の概念図。レーザーにより寿命を伸ばした BEC 状態の Ps ビームを Mach-Zehnder 干渉計に通し、重力ポテンシャルの差によりできる位相差を、左上での 干渉パターンで観察する。D. B. Cassidy and A. P. Mills, "Physics with dense positronium", physica status solidi (c) 4, 3419 (2007). [13] より引用

次に、511 keV ガンマ線レーザーの模式図を図 1.4 に示す。BEC 状態である o-Ps に、p-Ps とのエネルギー差に相当する 203 GHz サブテラヘルツ波を照射し、p-Ps に遷移させる。これ によってコヒーレントな p-Ps 集団を得ることができ、p-Ps は対消滅で協調的に 2 本の 511 keV のガンマ線に崩壊し、ガンマ線レーザーを得ることが可能である。



Fig.1.4 ガンマ線レーザーの概念図。BEC 状態の o-Ps に、p-Ps とのエネルギー差に相当 する 203 GHz サブテラヘルツ波を照射し、コヒーレントな p-Ps 集団を得る。p-Ps は対消 滅で協調的に 2 本のガンマ線に崩壊する。

また、Ps-BEC 実現のために行う Ps の冷却自体にも価値がある。Ps は軽い原子であり、温 度に伴い高速で運動するが、ドップラー効果やモーショナルシュタルク効果などの測定の信 頼性を損なう効果は原子の速度に比例する。そのため、Ps を低温に冷却できれば、例えば 1³S₁2³S₁ 準位間のエネルギー差の精密測定 [17,18]、それによる高精度の QED の検証が可能 である。

1.1.3 Psのドップラー冷却

Ps-BEC を達成するには、高密度 Ps(~ 10¹⁸ cm⁻³) の生成と、高速な Ps 冷却が必要である。 高密度陽電子の生成については、2 章で扱う。冷却においては、熱化とレーザー冷却を組み合 わせた冷却手法が提案されている。[7]

まず、ドップラー冷却について説明する。原子は、離散的なエネルギー準位を持ち、その準 位間遷移に対応した波長の光を吸収する。Ps にドップラー冷却を適用することで、原理的に は 1K までの冷却が可能である [7,19,20]。Ps 原子の場合、243 nm の波長の光を吸収して基底 状態である 1S 状態から 2P 状態に励起する。光子を吸収する際、Ps は光子の持つ運動量分だ け反跳を受け運動量を失うことになる。一方で、励起した 2P 状態の Ps が 1S 状態に戻る際、 光子を放出するが、放出はランダムな方向に起こるため、平均すれば運動量には寄与しない。 よって、運動する Ps に対向する向きのレーザーを当て、励起と脱励起を繰り返させることで Ps は速度を失って冷却していく。運動する Ps は、Ps の慣性系で見ればドップラー効果により 対向する光の波長を短く、進行方向の光の波長を長く感じる。したがって、あらゆる方向から 共鳴周波数 (Ps 原子が吸収する周波数) より低い周波数のレーザー光を照射することにより、 運動する Ps 原子は対向する側の光を選択的に吸収し、励起により運動量を失うことになる。 脱励起では、平均すれば温度には寄与しないが、光を放出するときに原子が振動し運動量が大 きくなるため加熱効果がある。理論的にはこの冷却効果と加熱効果が釣り合うところまでレー ザー冷却できる。

冷却レーザーの周波数を v_0 とすると、その周波数の光子一つが持つ運動量が $\frac{hv}{c}$ であることから、一度の励起で Ps が失う速さ Δv は $\frac{hv}{mc}$ である。本研究では、Ps の冷却に 1S-2P 遷移を用いる。Ps の質量は $m = 1022 keV/c^2$ であり、1S-2P 準位間のエネルギー差に対応するレーザーの 波長は 243 nm である。また、脱励起の時定数が 3.2 ns であることにより、Ps は室温の 300 K から転移温度の 14 K まで約 300 ns ほどの時間で冷却可能である。1S-2P 遷移を用いるのは、 2P 状態の消滅寿命が長く、短い時定数で 1S 状態に脱励起し、エネルギー準位差が大きく一度 の光子吸収で Ps が失う運動量が大きいためである。しかし、Ps は 0.1 -1 eV のオーダーの運動エネルギーを持って生成されるので [21]、ドップラー冷却が有効となる室温程度まで予め別 の手段によって冷却する必要がある。そのため、陽電子バンチを 4 K まで冷却した空孔径 75 nm の無機酸化物多孔体に入射し、空孔内で生成した Ps を熱化で 200 K まで冷却する [22]。

1.2 レーザー冷却実験

1.2.1 レーザー冷却実験の概要

本研究では、Ps-BEC の実現に先立ち、まず Ps のドップラーレーザー冷却が可能かどうかの 原理実証実験を行うことを目指す。Ps のレーザー冷却は、シミュレーションによる検討は行 われているものの実験での実証はまだ行われていない。原理実証実験では、冷却レーザーあり のときとなしのときでの Ps の温度を測定し、レーザー冷却の効果で Ps がより冷えるかどうか を確認する。Ps のレーザー冷却手法を図 1.5 に示す。



Fig.1.5 Ps のレーザー冷却手法の模式図。陽電子ビームを集束し密度を高め、4K まで冷却 した Ps 生成材 (無機酸化物多孔体) に入射する。空孔内で生成し、熱化によって予冷した Ps を 243 nm 紫外線レーザーでドップラー冷却する。

磁気集束システムにより陽電子ビームを集束し陽電子ビーム flux を高めた後、4K まで冷却 した Ps 生成材 (無機酸化物多孔体) に入射する。空孔内で生成し、熱化によって予冷した Ps を 243 nm 紫外線レーザーでドップラー冷却する。次に Ps 温度を測定する手法として、冷却 用と別の紫外線レーザーで Ps を 1S 状態から 2P 状態に励起させた後、2P 状態の Ps を 532 nm レーザーで電離させ、電離した陽電子を周囲の物質とぶつけて消滅させ、消滅ガンマ線強 度を得る。運動する 1S 状態の Ps の吸収する周波数は、ドップラー効果により 2P 状態への共 鳴周波数からずれるため、消滅ガンマ線強度の励起用レーザー周波数依存性を見ることで、Ps の温度が求められる。冷却レーザーによる Ps の温度低下の有無を確認するにあたって、Ps を より冷やしてシグナルを見やすくするためレーザーのパワー密度が高いこと、計数率を高めて 精度の高い測定をするため陽電子ビームの強度が高いことが望ましい。レーザーのパワー密度 を高めるために、レーザーの径を絞り、冷却される Ps 数を最大にするためレーザーに合わせ て陽電子ビームも集束する。本論文では、想定しているレーザーのスペックに対して、原理実 証実験を行うのに必要な陽電子ビーム強度を求める。

1.2.2 レーザー冷却実証実験で使用を想定するレーザーのスペックと必要な 陽電子ビーム flux の見積もり

冷却実験をするにあたって、レーザー冷却と熱化による Ps の冷却シミュレーションと、電 離レーザーによる Ps の温度測定シミュレーションを行い、想定するレーザースペックに対し て必要な陽電子ビームの強度を求めた。

Ps を効率的にレーザー冷却するためには、ドップラー冷却によって Ps の速度分布とそれに伴い最適な冷却レーザーの周波数が変わることを考慮する必要がある。Ps の速度が Maxwell-Boltzmann 分布に従うとすると、Ps の温度を T、質量を m として速度の最頻値 v_m は、

$$v_m = \sqrt{\frac{2k_BT}{m}} \tag{1.2}$$

で与えられる。これと、ドップラー効果により Ps が対向するレーザーの波長を高速度を c、Ps の速度を v、レーザーの波長を v として v^k_c だけ短く感じることから、共鳴周波数の中心値の 変化を計算すると、300 K の時- 200 GHz、10 K のとき -40 GHz となる。よって、Ps の温度 発展に合わせた高速な周波数シフトの性質を備えたレーザーが望ましい。

また、効率のよい冷却のため、Ps の吸収スペクトルの周波数幅を考慮する。周波数幅は主に 自然幅とドップラー幅による寄与が考えられる。まず、自然幅 Δv_n による寄与は、Ps の 2P 状態の時の寿命を τ として、

$$\Delta \nu_N = \frac{1}{2\pi\tau} (FWHM) \tag{1.3}$$

で与えられる。2P 準位の Ps の寿命は 3.2 ns なので、自然幅 $\Delta v_N \sim 50 MH_Z$ である。次に、 ドップラー幅 Δv_D は、

$$\Delta \nu_D = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} (FWHM) \tag{1.4}$$

で与えられる。この式に従って計算すると、Ps が 300 K の時ドップラー幅 Δv_D ~ 460GHz である。Ps は質量が小さくドップラー幅が大きいため、周波数帯域の大きいレーザーが望ま しい。

以上より Ps 冷却レーザーとしては、中心波長 243 nm で、300 ns の時間幅、共鳴周波数か らの高速周波数シフト、Ps の周波数幅をカバーできる広い線幅を持つことが必要である。こ れらを踏まえて、冷却用紫外線レーザーの想定スペックを表 1.1 に示した。現在、条件を満た すレーザーの開発も行っている [23,24]。

| Table1.1 冷却用紫外線 | レーザーの想定スペック |
|-------------------|-----------------|
| 項目 | 值 |
| 中心波長 | 243 nm |
| 周波数シフト | +60 GHz/ 300 ns |
| パルスエネルギー | $40 \ \mu J$ |
| 線幅 (2\sigma) | 140 GHz |
| 時間幅 (2 σ) | 300 ns |
| 直径 | 1mm FWHM |

想定スペックを基に、レーザー冷却と熱化による Ps の冷却シミュレーションを行った [7,31]。シミュレーションにおいては表 1.2 の条件と、t=0 ns で Ps が生成されることが仮定 した。

Table1.2 Ps の冷却シミュレーションにおける条件

| 項目 | 值 |
|--------|-----------------------------------|
| 初期温度 | 6000 K |
| 生成する空孔 | 75 × 75 × 75 nm ³ 立方空孔 |
| 生成材温度 | 4 K |

シミュレーションにより得られた Ps 温度の時間発展を図 1.6 に示す。Ps 生成から 300 ns 後には、Ps は熱化のみのとき約 100K、熱化とレーザー冷却を組み合わせることで約 60K まで冷却されることが分かる。また、レーザー径を変えてパワー密度を変えたときの冷却温度を得るため、他の条件を変えずレーザーパワーのみ変えて同じ冷却シミュレーションを行った。結果を図 1.7 に示す。次に、得られた 300 ns の時の温度をプロットし、レーザーエネルギーが 0 mJ のときの点 (0, 100.3) を通る関数 $y = \frac{a}{x+b} + 100.3 - \frac{a}{b}$ で fitting した。その結果を図 1.8 に示す。



10² <u>0</u> µJ 40 µJ 60 µJ 90 µJ 140 µJ 210 µJ 10 420 µJ 500 uJ 200 250 300 350 400 Time (ns)

Fig.1.6 Ps の温度変化のシミュレーション結果。黒線が熱化のみによる冷却の温度変化、赤線が想定するスペックでの冷却 レーザーを 照射した場合の温度変化を示す。村吉 諄之: "ボース・アインシュタイン凝縮の実現を目指 した ポジトロニウムのレーザー冷却用光源の 開発",修士学位論文,東京大学大学院理学系 研究科物理学専攻(2018).[31]より引用

Fig.1.7 様々なレーザーエネルギーで行った Ps の温度変化のシミュレーション結果。図 1.6 の黒線赤線に加え、黄緑線はレーザーエネ ルギーを 60μ J、青線は 90μ J、ピンク色の線は 140μ J、水色の線は 210μ J、緑色の線は 420μ J、 藍色の線は 500μ J に変更しシミュレーション を行った。



Fig.1.8 黒点は、シミュレーションによる、Ps 生成から 300 ns 後の Ps 温度の冷却レーザー エネルギー依存性。青線は、レーザーエネルギーが 0mJ のときの点 (0, 100.3) を通る関数 $y = \frac{a}{x+b} + 100.3 - \frac{a}{b}$ で fitting したもので、a = 3.2、b = 0.035 であった。

続いて、実験ではレーザーエネルギーは変えずレーザー径を絞ることでレーザーエネルギー 密度を高めることから、レーザー径 1mm のときレーザーエネルギーが 40µJ という関係を変 えず、陽電子ビーム径 (効率的な冷却のため、陽電子のビーム径とレーザー径をそれぞれ絞り 一致させることを仮定した。) とそれに伴いレーザー径、レーザーエネルギー密度を変えるこ とで、陽電子ビーム径と冷却で到達する温度の関係を求めた。その結果を図 1.9 に示す。



Fig.1.9 シミュレーションによる、生成から 300 ns 後の Ps 温度の陽電子ビーム径依存性

冷却シミュレーションに続いて、温度測定シミュレーションを行った。シミュレーションに おけるパラメータを表 1.3 に示した。

| 「able1.3 温度 | 測定シミュレーシ | ョンで仮定したパラメー | タ |
|--------------|----------|---------------|---|
| 項目 | | 值 | |
| Ps 温度 | | 300 K | |
| 測定時間 | | 1 点 60 分× 7 点 | |
| 陽電子ビ | ーム強度 | 10000 個/pulse | |
| 陽電子の | 繰り返し周波数 | 10 Hz | |

温度測定シミュレーションでは、冷却レーザーで冷却した Ps を、冷却レーザーとは別の温 度測定用 243nm レーザーで 2P に励起させたあと、532 nm レーザーで電離させ、得られた消 滅ガンマ線強度を測定する。この測定を温度測定用 レーザーの周波数を変えながら 7 回行い、

χ² / ndf 5.511/4 0.07 Prob 0.2387 p0 0.06581 ± 0.002271 <u>کی</u> 0.06 p1 0.03859 ± 0.2351 p2 5.912 ± 0.2405 0.05 0.04 0.03 0.02 0.01 resonant frequency 0 -750 -375 0 375 750 Laser frequency [GHz]

得られた点を正規分布で fitting し、ドップラー幅を求めた。温度測定シミュレーションで得ら れた遷移曲線を図 1.10 に示す。

Fig.1.10 温度測定シミュレーションで得られた遷移曲線。黒点がシミュレーションで得られた点、赤線が正規分布で fitting した曲線

正規分布の fitting より、300 K の Ps の温度の測定で得られた精度は 24 K であった。これを 基に表 1.4 の条件で原理実証実験に必要な陽電子ビームの flux を計算した。

 Table1.4
 原理実証実験で仮定したパラメータ

 項目
 値

 Ps 温度
 4 K

 測定時間
 72 時間

 レーザーの繰り返し周波数
 10 Hz

 原理実証実験の優位度
 3σ

結果を図 1.11 に示す。レーザー冷却実験に向け、ビーム径に対して黒線で描いたビーム強 度以上を持つ陽電子源が必要である。



Fig.1.11 温度測定シミュレーションで得られた、ビーム径と必要な陽電子ビームの flux の関係

第2章

高密度陽電子源

2.1 陽電子源

陽電子の得かたとしては、主に高エネルギー光子による電子陽電子対生成を用いる方法と、 β⁺ 崩壊する放射性同位体を用いる方法がある。

高エネルギー光子による電子陽電子対生成により生成した陽電子は、エネルギーが一定では なく低いエネルギーから高いエネルギーまで連続的に分布する。この陽電子を、タングステン やニッケルなどの陽電子に対して負の仕事関数を持つ金属に入射し、内部で熱化させたあとに 再放出させることで減速する。再放出された陽電子のエネルギーは仕事関数の値によるので、 エネルギー広がりが熱エネルギー程度である。この再放出された陽電子を再加速することで、 任意のエネルギーの単色陽電子ビームが得られる。

放射線同位元素を用いる方法では、高エネルギー光子による電子陽電子対生成から得る方法 と違い、加速器が必要ないが、同じく出てくる陽電子のタイミングやエネルギー、方向がラン ダムである。そのままでは実験に使いにくいため、クーリングガスを使って陽電子を蓄積し、 タイミングや方向、エネルギーの揃った陽電子バンチとして取り出す方法が実用化されてい る。一方で、放射線同位元素から得られる単位時間あたり陽電子数は、10⁹ 個/s ほどが限界で ある。また、放射線源としてよく用いられる²²Na は、半減期が 2.6 年のため時間とともに放 射能は弱まってしまい、定期的にソースを替える必要がある。

2.2 陽電子の高密度化

2.2.1 陽電子トラップ

トラップとは、電場や磁場を用いて荷電粒子を限られた空間に閉じ込める装置のことであ る。陽電子トラップを用いる目的は、2.1 節で述べたように、放射線同位元素から得られたエ ネルギー幅のある陽電子を蓄積し、冷却することでエネルギーのそろったビームとして取り出 すことの他、1 つのビームあたりの強度を高めることである。例えば、5 ビーム分の陽電子を 蓄積し、1 ビームとして放出することができる。陽電子ビームを捕捉するために、トラップ内 でそもそも陽電子を生成したり、トラップ内で粒子の運動量を失わせたりする方法がある。陽 電子のトラップとしては、主に Penning トラップがある。

• Penning トラップ

Penning トラップとは、軸方向の一様磁場と軸両端の静電ポテンシャルによって、真空 円筒容器内に同種の荷電粒子を閉じ込める装置である。模式図を図 2.1 に示す。電極に 印加した電圧により、軸方向に図 2.2 のような鞍型の電位ポテンシャルが生じ、陽電子 は軸方向に閉じ込められるが、径方向には閉じ込められないので、電位による閉じ込め のみではいずれ外側の電極にぶつかって消滅してしまう。そこで、磁場を軸方向にかけ ることで、向心力が荷電粒子に働き閉じ込めることができる。



Fig.2.1 Malmberg-Penning トラップの模式図。Penning トラップに、軸方向に電子群を排出し、電子密度分布を測定できる機能を備えたものである。1~11 は電極であり、青線のような電位ポテンシャルで軸方向に陽電子を閉じ込める。また、電極の外側にあるコイルによる磁場で、径方向に陽電子を閉じ込める。Takashi Kikuchi, Yukihiro Soga, Hideki Park, Kazuhiko Horioka, Yasuo Sakai, Tomohiro Sato, Kazumasa Takahashi, Toru Sasaki, Tsukasa Aso, and Nob. Harada: roceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 3-5, 2013, Nagoya, Japan) [28] より引用



Fig.2.2 Penning トラップにおいて電極により軸方向に生じる電位ポテンシャル。長濱弘 季, 島村勲 and 遠藤友随: 原子衝突学会誌「しょうとつ」 2018 年第 15 巻第 5 号 Journal of atomic collision research, vol. 15, issue 5, 2018. [29] より引用

• Surko トラップ

Surkoトラップは、低速陽電子を気体との衝突により熱エネルギー程度まで減速させる エネルギーを失わせる機能を持つトラップである。これにより、陽電子の高密度化、短 パルス化が可能である。陽電子がトラップ中の気体と衝突しエネルギー損失することか ら陽電子を減速させ、陽電子を捕獲する。

2.2.2 陽電子輝度増強システム

陽電子輝度増強システムとは、陽電子源で生成された低速陽電子ビームを集束し、輝度を向 上させるシステムである。模式図を図 2.3 に示す。磁気集束システムは、陽電子を磁場により 実験チャンバーまで輸送するガイディングコイル、導かれた陽電子を弱い磁場に引き出す引き 出しコイル、弱い磁場によって広がったビームを集束する磁気集束レンズ、発散角の小さい陽 電子ビームを引き出すための再減速材 (リモデレーター)からなる。実際にこの手法を用いて、 ビーム径を 2 桁小さくした成果が出ている。[11]



Fig.2.3 磁気集束システムの模式図。磁気集束システムは、陽電子を磁場により実験チャンバーまで輸送するガイディングコイル、導かれた陽電子を弱い磁場に引き出す引き出しコイル、弱い磁場によって広がったビームを集束する磁気集束レンズ、発散角の小さい陽電子ビームを引き出すための再減速材(リモデレーター)からなる。

図 2.4 に、磁気集束システムで用いられる一般的な磁気集束レンズの断面の模式図を示す。



Fig.2.4 磁気集束レンズの断面の模式図。鳴海 貴允: "陽電子プローブマイクロアナライ ザーの開発と 欠陥分布の二次元イメージング測定", 修士学位論文, 筑波大学大学院博士前期 課程数理物質科学研究科電子物理工学専攻 (2009).[30] より引用

コイルのみによる磁場では弱いため、コイルの周りを磁気軟鉄 (ヨーク) で囲み、中心方向に 向かって磁極が突き出す構造になっている。この磁気集束レンズが作る磁場を荷電粒子が通過 すると、光軸を通る陽電子は進行方向と磁場の向きが一致しておりそのまま直進するが、光軸 中心からずれた軌道を通る粒子は磁場と斜めにクロスし、ローレンツ力をうけ螺旋運動を始め る。軸方向の速度成分を *v*_θ、進行方向の速度成分を *v*_z、軸に対して垂直方向の磁場を *B*_r、進 行方向の磁場を B_z とする。磁気集束レンズへ入射した陽電子は、z 軸に垂直な磁場 Br の磁場 により、進行方向の速度成分 v_z とあわせて $F = v_z \times B_r$ のローレンツ力を受け、光軸周りに回 転する。その後、磁場が突き出している部分では、磁場が光軸に対し て平行になるため、 B_r が小さくなる。すると、先程のローレンツ力により発生した軸方向の速度成分 v_{θ} のほうが支 配的になり、進行方向磁場 B_z と合わせたローレンツ力 $F = v_{\theta} \times B_z$ により、軸方向に力を受 けて荷電粒子が集束する。荷電粒子が光軸に集束しても、生まれた速度成分 v_{θ} により陽電子 はそのまま光軸から遠ざかる方向に進んでしまうので、陽電子ビームが集束する焦点にリモデ レーターを置き、入射させて仕事関数で出てきた陽電子を得ることで、発散角の小さい陽電子 ビームを引き出すことができる。

2.2.3 断熱輸送

陽電子の輝度を高めるため、強磁場でビーム径を集束することを考える。ソレノイドコイル を用いてビームを輸送する際、初期ビーム径を r₁、初期輸送磁場を B₁ として、強磁場を B₂、 どのときのビーム径を r₂ とすると

$$r_2 = \sqrt{\frac{B_1}{B_2}} r_1 \tag{2.1}$$

の関係がある。これにより、陽電子の個数を減らすことなく、陽電子ビーム径を小さくするこ とができる。

第3章

磁気集束による陽電子ビーム flux

3.1 KEK においての陽電子集束実験

原理実証実験で冷却レーザーによる Ps の温度低下の有無を確認するにあたって、Ps をより 冷やしてシグナルを見やすくするためレーザーのパワー密度が高いこと、計数率を高めて精度 の高い測定をするため陽電子ビームの強度が高いことが望ましい。レーザーのパワー密度を高 めるために、レーザーの径を絞り、冷却される陽電子数を最大にするためレーザーに合わせて 陽電子ビームも集束する。陽電子ビームの集束実験を、高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の低速陽電子実験施設 (SPF) で行った。ビーム集束実験のための装置を KEK-SPF の B1 ライ ンに設置した。

3.1.1 低速陽電子実験施設

KEK-SPF では、タンタルコンバータに電子ビームを入射し、生じる制動放射線の電子陽電 子対生成を利用して陽電子を生成する。得られた陽電子を 25 μm のタングステンの薄膜を格 子状に組んだモデレータに入射し、低速陽電子を得ている。運転には、長パルスモードと短パ ルスモードがあるが、本研究ではレーザーとの同期から短パルスモードの陽電子ビームを利用 する。生成された陽電子ビームは、ソレノイドコイルによる磁場によって、実験装置まで 10 m以上輸送される。KEK-SPF の陽電子ビームのスペックを表 3.1 に示す。

3.1.2 実験のセットアップ

セットアップの写真を図 3.1 に示す。装置は、引き出しコイルや磁気集束レンズでビームを 集束する磁気集束システムと、ガンマ線やビームプロファイルを測定する測定系からなる。

Table3.1 KEK-SPFの陽電子ビームのスペック

| 項目 | 値 |
|----------|-----------------------|
| 強度 (最上流) | $1 \times 10^6 e^+/s$ |
| 時間幅 | 11 ns FWHM |
| 繰り返し周波数 | 50 Hz |
| エネルギー | 5 keV |



Fig.3.1 KEK に設置した実験系の写真

3.1.3 磁気集束システム

今回の陽電子集束実験では、再減速材 (リモデレーター)を使わず一段階の集束を行った。 ソレノイドコイルで輸送された KEK-SPF のビームを、引き出しコイルで径を広げた後に真空 チャンバー内の磁気集束レンズで集束し、同じく真空チャンバー内にある蛍光スクリーンに入 射した。磁気集束レンズはヨークとコイルからなり、ビームを集束する。弱い磁場に一度引き 出すことで、磁気集束レンズの集束倍率が大きくなる。磁場が存在すると o-Ps の寿命が短く なってしまうが、このシステムではターゲット部分での磁場は小さくすることができる。磁気 集束レンズ、引き出しコイル、ガイディングコイルのジオメトリを図 3.2 に示した。また、引 き出しコイル、磁気集束レンズの垂直上から見た断面図を図 3.3 に示した。



Fig.3.2 磁気集束レンズ、引き出しコイル、ガイディングコイルの配置図。



Fig.3.3 引き出しコイル、磁気集束レンズを上から見たときの断面図

磁気集束レンズ

今回使用した磁気集束レンズは真空チャンバーの中にあり、チャンバーを開けビームライン 上流側から撮影した写真を図 3.4 に示した。



Fig.3.4 ビームライン下流側から見た真空チャンバー内の写真。

また、静電磁場計算ソフト Poisson Superfish[25] を利用し、起磁力が 100 AT の時磁気集束 レンズ単体が作る磁場を計算した。使用した磁気集束レンズの図面に Poisson Superfish で計 算した磁力線を重ねたものを図 3.5 に示した。次に、磁気集束レンズに 0.28A を流し、ガウス メーターを用いて測定した軸上磁場に、起磁力が 100 AT の時磁気集束レンズ単体が作る磁場 を、スケールと軸方向のずれのパラメータで fitting した図を図 3.6 に示した。これにより、磁 気集束レンズに 0.28A 流した時の起磁力は 437±2 AT で、このとき軸上での最大磁場は約 200 G となることが分かった。磁気集束レンズは、ヨークにより磁気集束レンズ上流への漏れ磁場 が少なくなるような設計になっている。



Fig.3.5 磁気集束レンズの図面。Poisson Superfish で計算した磁力線を重ねて描いた。



Fig.3.6 磁気集束レンズ単体が作る軸上磁場。黒点はガウスメーターを用いて測定した磁場、赤線は Poisson Superfish を用いて計算した磁気集束レンズの起磁力が 100 AT の時の軸上磁場を、スケールと軸方向のずれのパラメータで fitting したもの。磁気集束レンズの端面より上流 (Z_i0 mm) では軸上磁場が少なくなっているのが分かる。

3.1.4 測定系

Ps 冷却剤を磁気集束レンズの端面から上流側 10 mm の場所に置くと仮定し、そこでのビー ムプロファイルを得るため、MCP/phosphor スクリーンを設置する。phosphor スクリーンに ビームを入射し、スクリーンが発光することで得られたビームプロファイルを CCD カメラで 撮影する。設置したカメラの位置を図 3.7 に示す。



Fig.3.7 CCD カメラを書き加えた、上から見た断面図

チャンバーの検出器設置フランジ内にガンマ線検出器(*laBr*₃(*Ce*) シンチレータ)を設置し、 スクリーンに陽電子が衝突して死んだときに得られるガンマ線の強度を測定した。

3.2 磁気集束後の陽電子 flux

モニター用のカメラで蛍光スクリーンの画像を見ながら、実験室までの輸送コイル・引き出 しコイル・磁気集束レンズに流れる電流値スクリーンの発光の強度が最大になるように、ま た像がスクリーンの中心に来るように調整した。その後、磁気集束レンズに流す電流のみを 0.0A から 0.50A まで変え、スクリーンに写ったビームを撮影した。得られたビームプロファ イルを図 3.8 に示す。図 3.8(a)~(d) で画像の左端 5 mm で値が不連続に大きくなっているの は、カメラの不具合によるものと考えられる。



Fig.3.8 CCD カメラで撮影したビームプロファイル。画像は一枚あたり 1 秒かけて撮影したものを 48 枚分の平均を取っている。(a) 磁気集束レンズのに流した電流が 0.00A のとき (b)0.05A のとき (c)0.10A のとき (d)0.16A のとき (e)0.18A のとき (f)0.20A のとき (g)0.22A のとき (h)0.24A のとき (i)0.25A のとき (j)0.26A のとき (k)0.28A のとき (l)0.30A のとき (m)0.35A のとき (n)0.40A のとき (o)0.50A のとき。画像の左端 5 mm で値が不連続に大き くなっているのは、カメラの不具合によるものと考えられる。

得られたビームプロファイルから、ビーム径とビーム強度を求めた。例として磁気集束レン ズに 0.28A の電流を流したときの画像を用いて、ビーム径とビーム強度を得る手法を図 3.9 に 示す。図 3.9(a) では、CCD カメラで撮影した画像に蛍光スクリーンを白枠で描き加えた。描 き加えた蛍光スクリーンの範囲内を積分した値をビーム強度とした。図 3.9(b)(c) に、鉛直 (Y) 方向と水平 (X) 方向のビームプロファイルの射影を示す。これらの射影を正規分布でフィッ ティングし、得られた半値全幅をビーム径とした。カメラの不具合により画像左端で値が不 連続に高い部分は、X 方向のフィッティングにおいてフィッティング関数の範囲から除いた。 また、図 3.9(d) に示したように、2 次元正規分布 (X 方向と Y 方向の分散が等しいと仮定) で フィッティングする方法でもビーム径を求めた。



Fig.3.9 ビーム径とビーム強度を得る手法。(a) 磁気集束レンズに 0.28A の電流を流したと きに得られた画像に直径 17 mm の蛍光スクリーンの枠を白線で描き加えた。スクリーンの 範囲内で積分した値をビーム強度とした。(b) ビームの二次元ヒストグラムを Y 軸に射影 して得たグラフを、正規分布でフィッティングして Y 方向のビーム径 (FWHM) を求めた。 (c)(b) と同様にして X 方向のビーム径を得た。(d)2 次元正規分布 (X 方向と Y 方向の分散 が等しいと仮定) でフィッティングしてビーム径を求めた。

この手法で求めた、磁気集束レンズに流した電流に対するビーム径の関係を図 3.10 に示 した。



Fig.3.10 磁気集束レンズに流した電流に対するビーム径の関係。最小ビーム径は X 方向 が 2.6 mm(流した電流が 0.25 A のとき)、Y 方向が 2.8 mm(流した電流が 0.26A のとき) で あった。

これにより、最小ビーム径は X 方向が 2.6 mm(流した電流が 0.25 A のとき)、Y 方向が 2.8 mm(流した電流が 0.26A のとき) であった。

また、磁気集束レンズに流した電流に対する、ビーム強度、図 3.9(b)(c)(d) のフィッティン グした関数に対して求めたビーム強度、3.3 のガンマ線検出器でのガンマ線強度、そして蛍光 スクリーンに流れた電流値の関係を 0.28A のときの値で正規化したグラフを、図 3.11 に示す。



Fig.3.11 磁気集束レンズに流した電流に対するビーム強度の関係。ピンク色の点が得ら れたビーム強度である。赤点はビーム径を求める際に用いた X 軸への射影の正規分布の フィッティング関数をデータの範囲内で積分したグラフである。青点は赤点と同様に Y 軸 への射影の正規分布のフィッティング関数を積分したグラフである。黒点も赤点と同様に 2 次元正規分布のフィッティング関数を積分したグラフである。緑点はガンマ線検出器で測 定したガンマ線強度のグラフである。紫点は蛍光スクリーンに流れた電流のグラフである。 それぞれ比較のため、流した電流が 0.28A のときの値で規格化されている。

流した電流が 0.28A のとき、ビーム強度、ガンマ線強度、蛍光スクリーンに流れた電流は最 大になった。ビーム径は 0.26A のときに最小だったものの、0.28A のときとあまり変わらない ことから集束に用いる電流として 0.28A を採用した。

このときの陽電子 flux を求めるため、ガンマ線強度からスクリーンに到達した陽電子数を導 く。Geant4 を用いたシミュレーションにより、MCP で消滅した陽電子の検出効率が 2.65 % と求まった。検出されたガンマ線量を平均損失エネルギーとシミュレーションによる検出効率 から陽電子量に直すと、磁気集束レンズの上流から約 2.75m 上流にある、直径 5mm のアパー チャーをビームラインに入れた時 750 個、入れていない時 6000 個という結果が得られた。こ のとき、最小ビーム径と陽電子数から求めた集束後陽電子 flux は 890 個/*mm*² である。

一方で、集束前のビーム径と陽電子数は不明であり、どれだけ flux が改善されたかわか らないことから、シミュレーションによる陽電子ビームの再現を試みた。静電磁場計算ソフ ト Poisson Superfish に加え、電磁場中の荷電粒子の挙動を計算するソフト General Particle Tracer[26] を利用し、ビーム径とビーム強度の磁気集束レンズに流した電流依存性が一致する ようにした。まず、図 3.1 のジオメトリに実験で調整した最適電流パラメータを入れ、磁気集 束レンズの端から上流 1.7 m から下流、軸からの範囲における磁場を求めた。軸上での磁場を 図 3.12 に示す。



Fig.3.12 集束実験時の軸上磁場。(上)Poisson Superfish で描写した実験時のコイルの配置 図。(下)集束実験時の電流値を元に Poisson Superfis で求めた軸上の磁場。磁気集束レンズ に流した電流値が 0.28A のときのものである。

次に、この磁場を基に、General Particle Tracer で磁気集束レンズの端面から上流 1.7 m より 陽電子ビームを飛ばしてシミュレーションを行った。ビームを再現するために、パラメーター として平均ビームエネルギー、ビームの横方向運動量広がりを選び、初期ビームとして直径 20 mm、時間幅 0 ns のガウシアンビームを仮定した。また、ビームパイプ (半径 60 mm と仮 定)と磁気集束レンズに衝突した場合陽電子は消滅するとした。磁気集束レンズに流した電流 を 0.28A、平均ビームエネルギーを 5.0 keV、横方向運動量広がりを 100 eV として軌道解析 シミュレーションを行ったときの陽電子のビーム方向の距離に対する軸からの距離の関係を図 3.13 に、また蛍光スクリーン上でのビームプロファイルを図 3.14 に示した。



Fig.3.13 ビーム方向の距離に対する軸からの距離の関係。初期ビームは粒子数 100 個、 ビーム径 20 mm、時間幅 0ns のガウシアンビームを仮定し、パラメータは磁気集束レンズ に流した電流を 0.28A、平均ビームエネルギーを 5.0 keV、横方向運動量広がりを 100 eV と設定した。ビームパイプ (半径 60 mm と仮定)と磁気集束レンズに衝突した場合陽電子は 消滅するとした。引き出しコイルでビーム径が広がり、磁気集束レンズにより集束している のが分かる。また広がった際、ビームパイプや磁気集束レンズに衝突して陽電子が消滅して いる。

シミュレーションにおいて、引き出しコイルで磁場が弱くなった部分でビーム径が広がり、 磁気集束レンズにより集束しているのが分かる。また、引き出しコイルでビーム径が広がった 際ビームパイプに衝突して陽電子が衝突したり、磁気集束レンズで内径が狭くなる部分で磁気 集束レンズの内部に入れず、側面に衝突したりすることで陽電子が消滅しているのがわかる。



Fig.3.14 シミュレーションによる、(左) 初期ビームプロファイルと(右) 蛍光スクリーン上 でのビームプロファイル。パラメータは、初期粒子数 100,000 個で他は図 3.13 と同じであ る。蛍光スクリーン上に到達した陽電子の個数は、100,000 個中 8076 個であった。

シミュレーションにより得られた蛍光スクリーン上でのビームプロファイルから、CCD カ

メラで撮影した画像に対して行ったのと同様に、X 軸の射影に対して正規分布でフィッティン グすることでビーム径を得た。また、ビーム強度はスクリーンに到達した陽電子の個数から求 められるので、図 3.16 と図 3.15 に示したように、パラメータを変えつつ、ビーム径とビーム 強度の磁気集束レンズに流した電流依存性を見た。



Fig.3.15 シミュレーションによる、ビーム強度の磁気集束レンズ電流依存性。それぞれの 図で、ピンク点がデータであり、黒点がシミュレーションの横方向運動量広がりが 0 eV の とき、赤点は 80eV、緑点は 100eV、青点は 120 eV、茶点は 140 eV、紫点は 160 eV のと きである。(a) 平均ビームエネルギーが 4.7 keV のときのビーム強度の磁気集束レンズ電流 依存性の比較。(b) 平均ビームエネルギーが 4.8 keV のときのグラフ。(c) 平均ビームエネ ルギー 4.9 keV のときのグラフ。(d) 平均ビームエネルギーが 5.0 keV のときのグラフ。グ ラフのおおまかな形は平均ビームエネルギーと横方向運動量広がりの値によらずほぼ同じ であったが、ビームが集束する 0.26~0.28A において、0.28A でのビーム強度が最大にな り、よく一致するのは、平均ビームエネルギーが 4.9eV かつ横方向運動量広がりが 120eV 以上のときか、平均ビームエネルギーが 5.0eV かつ横方向運動量広がりが 140eV のときで あった。

ビーム強度の磁気集束レンズ電流依存性の、データとシミュレーションの比較により、グラ

フのおおまかな形は平均ビームエネルギーと横方向運動量広がりの値によらずほぼ同じであっ たが、ビームが集束する 0.26~0.28A において、0.28A でのビーム強度が最大になり、よく一 致するのは、平均ビームエネルギーが 4.9eV かつ横方向運動量広がりが 120eV 以上のときか、 平均ビームエネルギーが 5.0eV かつ横方向運動量広がりが 140eV のときであった。よって、 平均ビームエネルギーは 4.9 keV~5.0 keV で、横方向運動量広がりは 120 eV か 140 eV が最 適と考えた。



Fig.3.16 ビーム径の磁気集束レンズ電流依存性のパラメータスキャン。それぞれの図で、 黒点がデータ、赤点が平均ビームエネルギー 5.00 keV、緑点が平均ビームエネルギー 4.95 keV、青点が平均ビームエネルギー (a) 横方向運動量広がりが 140 eV のときの、ビーム径 の磁気集束レンズ電流依存性のグラフ。(b)(a) のビーム径が最も集束する電流付近での拡大 図である。(c) 横方向運動量広がりが 120 eV のときのグラフ。(d)(b) 同様 (c) の拡大図で ある。

また、ビーム径の磁気集束レンズ電流依存性の、データとシミュレーションの比較により、 横方向運動量広がりや平均ビームエネルギーによる差はあまりないことが分かった。ビーム強 度とビーム径のデータとシミュレーションの比較から、実験結果に最も一致するパラメータ は、横方向運動量広がりが 120 eV、平均ビームエネルギーが 4.9 keV のときと判断した。 こうして、データを再現するためのパラメータが求まったので、初期粒子数とスクリーンに 到達した陽電子の数の個数の比を用いて、集束前のビーム径を求めることを試みた。KEK で の実験時、磁気集束レンズの端面から上流 2.75 m のビーム軸上に直径 5 mm のアパーチャー を入れたとき、ガンマ線強度から求めた陽電子の個数は入れなかったときの個数の 1/8 倍で あった。初期ビーム径が小さいほど、アパーチャーを入れることで失われる陽電子数が少ない ことから、アパーチャーありのときとなしの時のスクリーンに到達した陽電子数の比率を利用 し、実験結果と一致するようなビーム径を求めた。シミュレーションにおいては、ガイディン グコイル中ではビーム径が変わらず輸送されていたことから、KEK で行われた集束実験時に も輸送コイル中ではビーム径が変わらず輸送されていたと仮定した。シミュレーションから求 めた、初期ビーム径と、アパーチャーありのときのスクリーンに到達した陽電子数のなしのと きに対する個数の比率の関係を図 3.17 に示す。



Fig.3.17 初期ビーム径と、アパーチャーありのときのスクリーンに到達した陽電子数のなしのときに対する個数の比率の関係。

これによると、直径 5mm のアパーチャーを入れることで到達する陽電子の個数が 1/8 倍に なるのは、初期ビーム径が 30 mm 以上のときになってしまう。General Particle Tracer の軌道 解析により、図 3.13 に示したように多くの陽電子がスクリーンに到達する前に磁気集束レン ズの入口やビームパイプに衝突し、消滅することが分かったことから、アパーチャーありのと きのガンマ線強度から求めた陽電子 6000 個という値は、スクリーンに到達せず衝突して消滅 した陽電子の信号を含んだ値であり、実際にスクリーンに到達した陽電子の個数はもっと少な いと考えられる。 そこで、3.11 に示した、ビーム強度とガンマ線強度の磁気集束レンズに流した電流依存性の グラフの形の差を利用し、スクリーンに到達した陽電子の個数を求めることを試みた。実験で 得られた、磁気集束レンズに流した電流に対するビーム強度のグラフの形は、MCP スクリー ンに流れた電流のグラフと一致することから、ビーム強度の値は実際にスクリーンに到達した 陽電子数を反映していると考えられる。ガンマ線検出器で得られるガンマ線の信号は、磁気集 束レンズ入り口に衝突して消滅した陽電子によるものとを合計したものである。

シミュレーションで、どこの部分で多く死んでいるのかを確かめた。初期ビーム径を 20mm、 磁気集束レンズに流した電流を 0.28 A、初期粒子数を 10,000 個としたときに行ったシミュ レーションにおいて、ビーム方向の距離に対するビーム方向の距離に対する通過した陽電子の 個数の関係を図 3.18 に示す。



Fig.3.18 ビーム方向の距離に対する通過した陽電子の個数の関係

初期ビーム径が 20 mm のときのシミュレーションであるが、陽電子の多くが磁気集束レン ズにより内径が狭くなる部分で磁気集束レンズに衝突し消滅していたと分かった。また、磁気 集束レンズに流す電流を変えて同じくビーム方向の距離に対する通過した陽電子の個数の関係 を得た。磁気集束レンズに流す電流を変えると、レンズの入り口に衝突して消滅する陽電子の 数は電流をによらず変わらないが、入り口から蛍光スクリーンまでの間で消滅する陽電子の数 には電流依存性があると分かった。ビーム方向の距離に対する、その区間で消滅した陽電子の 数の関係を図 3.19 に示した。磁気集束レンズに流した電流が 0.00A では Z = -4 ~ -2 cm で消 滅した数が多いが、0.26A のときは-1 ~ 0 cm で消滅した数が多いなど、電流依存性があるこ とが分かる。



Fig.3.19 ビーム方向の距離に対する衝突して消滅した陽電子の個数の関係。Z = -9.5 cm の点は、Z = -10 ~ -9 cm の区画で消滅した陽電子の数を表す。青点は、磁気集束レンズに 流した電流が 0.00A のとき、オレンジは 0.15A、緑点は 0.26A、赤点は 0.28A、紫点は 0.40 A のときのものである。磁気集束レンズに流した電流が 0.00A では Z = -4 ~ -2 cm で消滅 した数が多いが、0.26A のときは-1 ~ 0 cm で消滅した数が多いなど、電流依存性がある。

これにより、ガンマ線検出器で得られるガンマ線の信号は、磁気集束レンズ入り口に衝突し て消滅した陽電子によるもの(電流依存性なし)と、磁気集束レンズ内部で消滅した陽電子に よるもの(電流依存性あり)と、蛍光スクリーンで衝突した陽電子によるもの(電流依存性あり) を合計したものであると考えた。式で表すと、

ガンマ線強度から算出した陽電子数 =

係数×検出効率1×スクリーンで消滅した陽電子数 (3.1)

+ 係数×検出効率2×磁気集束レンズ内部で衝突した陽電子数 + 係数×検出効率3×磁気集束レンズ入り口で衝突した陽電子数

となる。ここで図 3.11 の、ビーム強度 (=スクリーンで消滅した陽電子数)を X、ガンマ線強

度を Y、検出効率を ϵ 、係数を a とおくと

$$Y = a\epsilon_1 X + a\epsilon_2 \times 磁気集束レンズ内部で衝突した陽電子数 + b$$
 (3.2)

である。磁気集束レンズ入り口で衝突した陽電子数は、電流依存性がないので定数 b にまとめた。磁気集束レンズ入口に衝突して消滅する陽電子の個数は電流依存性がないため、スクリーンで消滅した陽電子数と磁気集束レンズ内部で衝突した陽電子数の合計は、一定と考えられる。よって、磁気集束レンズ内部で衝突した陽電子数×(*N* – *X*)である。よって、式は

$$Y = a\epsilon_1 X + a\epsilon_2 (N - X) + b = a(\epsilon_1 - \epsilon_2) X + b + a\epsilon_2 N$$
(3.3)

となる。図 3.11 のグラフは磁気集束レンズに流した電流が 0.28A のときの値で規格化されて いるので、このとき X も Y も 1 である。よって $a \times \epsilon_1$ はガンマ線検出器に入る信号のうち、 スクリーンで消滅した陽電子が影響する割合であり、 $6,000 \times a\epsilon_1$ が求める、スクリーンで消 滅した陽電子数である。 $a\epsilon_1$ の値を求めるため、式の形から X と Y を 関数 Y = scale * X + offset でフィッティングし、scale と offfset の値を求めた。



Fig.3.20 フィッティングによる係数の推定。磁気集束レンズに流した電流に対するガンマ 線の値を Y、ビーム強度を X として関数 Y = scale*X + offset でフィッティングしたグラ フ。黒点は 規格化されたガンマ線強度の磁気集束レンズ電流依存性であり、赤線は規格化 されたビーム強度をガンマ線強度にフィッティングしたもの。これにより、scale = 0.38 ± 0.09、offset = 0.57 ± 0.07 であった。

これにより、 $a(\epsilon_1 - \epsilon_2) = 0.38 \pm 0.09$ と分かった。次に、図面から、検出効率 $\epsilon_1 \ge \epsilon_2$ の比を求めた。レンズの内部で消滅した陽電子による信号は、スクリーンで衝突した陽電子による信号に比べ、ガンマ線検出器への距離が遠く、また軟鉄を通ることで減衰している。NIST XCOM (http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html) を利用し、1,022 keV の光子のヨークに対しての散乱断面積から、線減弱係数 $\mu = 0.66$ を得た。レンズ内で消滅した陽電子による信号は、およそ軟鉄を 1cm 通過することから、exp(-0.66) = 0.52 と、約 50 %に減衰していると考えられる。距離に関しては、レンズ内で消滅した陽電子に対してはレンズの内径が 7.5mm になる部分で多く衝突していることから、信号がそこから来ていると仮定し、図 3.21 に示した赤太線とガンマ線検出器の中心の距離の平均をガンマ線検出器との距離とした。また、スクリーンで消滅した陽電子に関しては、蛍光スクリーンの中心とガンマ線検出器の中心の距離を採用した。



Fig.3.21 図面によるガンマ線検出効率の推定。赤太線は磁気集束レンズ内部で陽電子が消滅すると仮定した位置であり、赤太線部分とガンマ線検出器の中心の距離を平均したものをガンマ線検出器との距離とした。青太線は、スクリーンの位置であり、スクリーン中心とガンマ線検出器の中心の距離をガンマ線検出器との距離とした。

これにより、レンズの内部とガンマ線検出器の距離:スクリーンとガンマ線検出器の距離=114mm:97mm であった。軟鉄を通過することによる減衰と合わせて、磁気集束レンズ内で消滅した陽電子の検出効率は、スクリーンで消滅した陽電子の検出効率に対して、 $97^2/114^2 \times \exp(-0.66) = 0.37$ 倍となった。よって、 $a(\epsilon_1 - \epsilon_2) = 0.63a\epsilon_1 = 0.38 \pm 0.09$ より、 $a\epsilon_1 = 0.6 \pm 0.1$ と求まった。

以上の計算により、スクリーンに到達した陽電子数は3600±600個と見積もられた。シミュ

レーションにより、軸からの距離がアパーチャーの半径である 2.5 mm 以内から飛ばした陽電 子はすべてスクリーンに到達していたので、測定したアパーチャーなしのときの陽電子数は 750 個であるとし、図 3.22 に示したように、シミュレーションの値と比較し初期ビーム径を求 めた。



Fig.3.22 シミュレーションによる、初期ビーム径に対するアパーチャーありとなしのビーム強度の比。実験結果から考察した、アパーチャーなしのときスクリーンに到達した陽電子数 3600 個という値から、集束前のビーム径が 12 mm であると分かった。

これにより、集束前のビーム径は 12 mm(9~20 mm) と求まった。*1

最後に、集束前の陽電子ビームの個数を求めた。初期ビーム径が 12mm のとき、シミュレー ションにより陽電子の輸送効率は 20 %であった。

^{*1} この誤差は、フィッティングによる誤差のみから計算しており、他にも検出効率の計算においての消滅位置を 仮定したことによる誤差、シミュレーションでデータを完全に再現できないことからも、初期ビーム径に対す るアパーチャーありとなしのビーム強度の比のグラフの誤差なども考慮しなければならない。



Fig.3.23 集束による陽電子 flux の改善。陽電子ビーム径に対する必要な陽電子ビーム flux と、赤丸=集束前のビーム強度、四角=集束後のビーム強度。陽電子集束実験によって、flux は1桁改善されたが、まだ求める精度で冷却実験をするには強度が 1.5 桁足りない。

以上により、集束後の陽電子数、シミュレーションによる集束前の陽電子数が得られたこと から、集束前と集束後の陽電子ビーム flux が得られた。陽電子集束実験によって、flux は1 桁改善されたが、まだ求める精度で冷却実験をするには強度が 1.5 桁足りないということがわ かる。

第4章

現在の輝度増強システムの改善策

陽電子集束実験によって、 陽電子 flux は集束前 18000 個/pulse/(12 mm)2 から、集束後 3600 個/pulse/(2.6 mm)2 に改善したことがわかった。冷却実験に向け、ビーム強度を改善する ために、3 つの方法を提案する。

4.1 陽電子輸送効率の改善

磁気集束レンズの内径を変えたり、引き出し磁場を調節したりすることで陽電子ビームの輸送効率 100 %を目指す。シミュレーションにより、陽電子ビームの輸送効率は 20 %であり、 多くの陽電子が磁気集束レンズの入り口や内部で衝突し消滅してしまっていることが分かっ た。シミュレーションによって、適切な集束レンズや輸送パラメータを求め、輸送効率 100 % を目指す。

4.1.1 磁気集束レンズの改善

シミュレーションにより、磁気集束レンズの入り口や内部で衝突し、消滅してしまっている ことから内径を大きくする。内径が大きい、実際に使用されている磁気集束レンズの断面図を 図 4.1 に示す。



Fig.4.1 磁気集束レンズの断面図。コイルの起磁力を 1600 AT として Poisson Superfish で 計算した磁場を重ね描きした。

このレンズでは、開口部の内径は 7.5mm と今回の実験で用いたレンズと同じだが、コイル が軸からより離れており、コイルがある部分の内径が 60 mm と大きい。また、このレンズが 作る磁場は図 4.2 のようになる。



Fig.4.2 磁気集束レンズが作る軸上磁場。

KEK の集束実験で用いたレンズでは、起磁力が 470 AT のとき軸上の最高磁場が 200 G だっ たが、このレンズでは起磁力が 1600 AT のとき軸上の最高磁場が 190 G である。また、磁場 の山がなだらかである。このように、磁気集束レンズにはコイルの軸からの距離、ヨークの開 口部の広さ (コイルの磁場を逃がす部分)、ヨークの内径など様々なパラメータがある。シミュ レーションを用いてこれらのパラメータの探索を行い、レンズに陽電子が衝突することなく輸 送できる磁気集束レンズを設計する。

4.1.2 輸送コイルのより良いパラメータの探索

シミュレーションを用いて、より輸送効率の良い電流値を探す。今回の KEK での集束実験 では、手動で最適値を求めたあと、その最適な電流値をもとに実験の再現を行った。今後の実 験では、シミュレーションにより最適な電流値を探索することが可能である。引き出しコイル の配置や個数、最適な電流値などのパラメータを変えてシミュレーションを行い、よりよいパ ラメータを求める。

4.2 ビームエネルギーの増大

。ビームエネルギーを 2 倍にすればビーム径が 1/√ 2 倍になることが計算で示される [11]。 KEK-SPF の実験施設ではビームエネルギーは可変なので、シミュレーションで適切な集束パ ラメーターを求め、ビームエネルギーを変えた実験を行う。ビームエネルギーによる Ps の生 成率への影響はない。

4.3 陽電子トラップによるレーザーとの同期の改善

C) 陽電子トラップを使いレーザーに合わせて 5 パルス分を蓄積する (50 Hz → 10 Hz)。現 在のレーザーは 10 Hz に対し陽電子ビームは 50 Hz なので、ビームの 1/5 しか冷却を行えてい ない。陽電子トラップを使って 5 パルス分蓄積することで、ビーム強度を単純計算で 5 倍にす ることができる。

4.4 改善後に得られる陽電子 flux

以上の改善を行うことができれば、陽電子 flux は 70 倍になり、冷却実験が必要な精度でで きることが期待できる。

第5章

結論と展望

5.1 改善後に得られる温度測定の精度

Ps-BEC は、反物質を含む BEC を達成する 1 番の候補であり、実現すれば、1S-2S 準位間の エネルギー差測定 [17,18] や原子干渉計による反物質重力測定 [13] や 511 keV ガンマ線レー ザーの実現 [14,15,16] が期待できる。我々は、Ps-BEC を達成するための冷却手法を考案し、 Ps のドップラーレーザー冷却実験が可能かを確かめる原理実験を行っている。想定される レーザースペックで冷却、温度測定シミュレーションを行い、必要な陽電子の強度を求めた。 また、KEK-SPF にて、磁気集束レンズを用いて、陽電子ビームの強度を高めるための陽電子 収束実験を行った。実験では陽電子 flux は集束前 18000 個/pulse/(12*mm*)² から、集束後 3600 個/pulse/(2.6*mm*)² に改善したが、必要な強度にはまだ 1.5 桁足りない。そこで、ビーム強度を 高めるための改善策を 3 つ提案した。1 つは現在 20 %である陽電子の輸送効率を 100 %まで 改善すること、2 つはビームエネルギーを増大させビーム径を小さくすること、3 つは陽電子 トラップを用いることである。これにより、得られる陽電子 flux は 45000 個/pulse/(1.8*mm*²) となり、レーザー冷却実証実験を行うことができる。

5.2 BEC に向けての展望

レーザー冷却実証実験により、Psのレーザー冷却が行えることが確認できたら、次はPs-BECを目指した陽電子集束を行う。Ps-BECを目指した多段輝度増強システムの概念図を図 5.1 に示す。

44



Fig.5.1 Ps-BEC を目指した多段輝度増強システム。K. Shu, T. Murayoshi, X. Fan, A. Ishida, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, K. Yoshioka, M. Kuwata-Gonokami, N. Oshima, B. E. O' Rourke, and R. Suzuki, J. Phys.: Conf. Ser. 791, 012007 (2017).[23] より引用

毎段階において輸送効率を 100 %、ビーム径を 1/10 の集束を行い、リモデレーターでの効 率を 20 %と仮定する。まずは、陽電子トラップにより、陽電子個数 *n* = 10⁸ 個、ビーム径 5 mm の陽電子ビームを生成する。最後はリモデレーターではなく陽電子生成剤に入射すること で、三段での輝度増強により BEC に必要な陽電子輝度が達成できる。

謝辞

本研究は、東京大学大学院理学系研究科物理学専攻浅井祥仁教授のご指導のもとで行われま した。浅井教授には、研究全般から生活に関して様々な助言・指導を頂き、大変感謝しており ます。

難波俊雄助教には、ミーティングを通し研究の助言や学会発表のやり方などを教えて頂きました。また、石田明助教は Ps-BEC プロジェクトを率いてくださり、また論文の書き方や解析の 進め方など非常に多くのことを教えてくださりました。ありがとうございました。

元浅井研究室の村吉諄之さんと樊星さんには、Ps-BEC の Ps 冷却光源の基幹部分の開発をし ていただきました。山田恭平さんには、二人の研究を引き継いで、冷却用レーザーの開発をし ていただきました。元浅井研究室 (現東京大学大学院工学系研究科) 周健治さんは、石田明助 教とともに Ps-BEC プロジェクトを率いてくださり、ハードウェアからソフトウェアまで何も 分からなかった私に丁寧に教えていただきました。心より感謝いたします。

産業技術総合研究所の大島 永康グループ長、満汐 孝治主任研究員には、陽電子集束について アイディア、助言をいただきました。また研究に対して優しく励ましていただき、ありがとう ございました。

tabletop 実験グループ神谷好郎助教、稲田聡明博士、清野結大さん、上岡修星さんには、日頃 から研究の進み具合を気にかけていただき、ミーティングで助言をいただきました。本当にあ りがとうございました。

参考文献

- M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Weiman and E. A. Cornell: Science, 269 (1995) 198.
- [2] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett and R. G. Hulet: Phys. Rev. Lett., 75 (1995) 1678.
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sackett and R. G. hulet: Phys. ReV. Lett., 78 (1997) 985.
- [4] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Anrew, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: Phys. Rev. Lett., 75(1995)3969
- [5] Sebastiano Mariazzi, Paolo Bettotti, and Roberto S. Brusa: Phys. Rev. Lett. 104(2010)243401
- [6] D. B. Cassidy and A. P. Mills Jr. The production of molecular positronium. Nature, 449(2007) 195–197
- [7] K. Shu, X. Fan, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, K. Yoshioka, and M. Kuwata-Gonokami: J. Phys. B 49, 104001 (2016).
- [8] D. W. Fitzakerley, M. C. George, E. A. Hessels, T. D. G. Skinner, C. H. Storry, M. Weel, G. Gabrielse, C. D. Hamley, N. Jones, K. Marable, E. Tardiff, D. Grzonka, W. Oelert, and M. Zielinski (ATRAP Collaboration), "Electron-cooled accumulation of 4 × 109 positrons for production and storage of antihydrogen atoms", Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 49, 064001 (2016).
- [9] Hiroyuki Higaki, Koji Michishio, Kaori Hashidate, Akira Ishida and Nagayasu Oshima, "Accumulation of LINAC based low energy positrons in a buffer gas trap", Appl. Phys. Express 13, 066003 (2020).
- [10] D. B. Cassidy, S. H. M. Deng, R. G. Greaves, and A. P. Mills, "Accumulator for the production of intense positron pulses", Review of Scientific Instruments 77, 073106 (2006).
- [11] N. Oshima, R. Suzuki, T. Ohdaira, A. Kinomura, T. Narumi, A. Uedono, and M. Fujinami, "Brightness enhancement method for a high-intensity positron beam produced by an electron accelerator", Journal of Applied Physics 103, 094916 (2008).
- [12] N. Oshima, R. Suzuki, T. Ohdaira, A. Kinomura, T. Narumi, A. Uedono, and M. Fujinami,

"Development of positron microbeam in AIST", Materials Science Forum 607, 238 (2008).

- [13] D. B. Cassidy and A. P. Mills, "Physics with dense positronium", physica status solidi (c) 4, 3419 (2007).
- [14] V. Vanyashin: Letters in Mathematical Physics 31 (1994) 143.
- [15] H. K. Avetissian, A. K. Avetissian, and G. F. Mkrtchian: Phys. Rev. Lett. 113 (2014) 023904.
- [16] H. K. Avetissian, A. K. Avetissian, and G. F. Mkrtchian, Phys. Rev. A92, 023820 (2015)
- [17] M. S. Fee, A. P. Mills, Jr., S. Chu, E. D. Shaw, K. Danzmann, R. J. Chichester, and D. M. Zuckerman: Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1397.
- [18] M. S. Fee, S. Chu, A. P. Mills, R. J. Chichester, D. M. Zuckerman, E. D. Shaw, and K. Danzmann: Phys. Rev. A 48 (1993) 192.
- [19] E.P. Liang and C. D. Dermer: Opt. Commun. 65 (1988) 419.
- [20] T. Kumita, T. Hirose, M. Irako, K. Kadoya, B. Matsumoto, K. Wada, N. Mondal, H. Yabu, K. Kobayashi and M. Kajita: Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 192 (2002) 171.
- [21] Y. Nagashima, Y. Morinaka, T. Kurihara, Y. Nagai, T. Hyodo, T. Shidara, and K. Nakahara: Phys. Rev. B 58 (1998) 12676.
- [22] Akira Ishida, Kenji Shu, Tomoyuki Murayoshi, Xing Fan, Toshio Namba, Shoji Asai, Kosuke Yoshioka, Makoto Kuwata-Gonokami, Nagayasu Oshima, Brian E. O'Rourke, Ryoichi Suzuki, "Study on positronium Bose-Einstein condensation", JJAP Conf. Proc. 7, 011001 (2018).
- [23] K. Shu, T. Murayoshi, X. Fan, A. Ishida, T. Yamazaki, T. Namba, S. Asai, K. Yoshioka, M. Kuwata-Gonokami, N. Oshima, B. E. O' Rourke, and R. Suzuki, J. Phys.: Conf. Ser. 791, 012007 (2017).
- [24] Y. Tajima, K. Yamada, K. Shu, A. Ishida, S. Asai, M. Kuwata- Gonokami, E. Chae, and K. Yoshioka: In Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020), paper JTh2E.12.
- [25] Menzel M T and Stokes H K 1987 User's Guide for the Poisson/Superfish Group of Codes Report LA-UR-87-115 (Los Alamos National Lab., New Mexico)
- [26] van der Geer S B and de Loos M J 2001 The general particle tracer code: Design, implementation and application Ph.D. thesis (Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven)
- [27] 山田恭平: "ボース・アインシュタイン凝縮を目指したポジトロニウム高速冷却光源の開発",修士学位論文,東京大学大学院理学系研究科物理学専攻(2020).
- [28] Takashi Kikuchi, Yukihiro Soga, Hideki Park, Kazuhiko Horioka, Yasuo Sakai, Tomohiro Sato, Kazumasa Takahashi, Toru Sasaki, Tsukasa Aso, and Nob. Harada: roceedings of the 10th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan (August 3-5, 2013, Nagoya, Japan)

- [29] 長濱弘季, 島村勲 and 遠藤友随: 原子衝突学会誌「しょうとつ」 2018 年第 15 巻第 5 号 Journal of atomic collision research, vol. 15, issue 5, 2018.
- [30] 鳴海 貴允: "陽電子プローブマイクロアナライザーの開発と 欠陥分布の二次元イメージン グ測定", 修士学位論文, 筑波大学大学院博士前期課程数理物質科学研究科電子物理工学専 攻 (2009).
- [31] 村吉 諄之: "ボース・アインシュタイン凝縮の実現を目指した ポジトロニウムのレーザー 冷却用光源の開発",修士学位論文,東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 (2018).

付録 A

シミュレーションの補足

今回のシミュレーションで用いたコードを記述する。

A.1 Poisson Superfish による静電磁場の計算

Los Alamos National Laboratory の Download Area for Poisson Superfish のページにある、 Download のリンクから最新版のインストーラをダウンロードすることができる。

例として、磁気集束レンズのみが作る電磁場を計算する。拡張子が.am のファイルに、物質の 物性、形、境界条件の種類、メッシュの切り方などを記述する。!や; のあとは無視される。& reg ··· &の間に、流れる電流、透磁率などの領域のもつ性質を記述し、reg(region)の対応する 座標を& po ··· &で記述する。四角形の領域を記述するときは、左上の点の座標→右上の点の 座標→右下の点の座標→左下の点の座標→左上の点の座標というように、領域を囲う座標で記 述する。&mat~&と記述し、物質の物性を定義することができる。

LENSATKEK_LENSCOIL

®

- kprob = 0 !静電磁場を計算するプログラムを使う
- mode = -1 !物質がない部分の透磁率は有限の固定値とする
- nbslo=1 !下側の境界条件、1がノイマン条件、0がディレクリ条件
- icylin = 1 !円筒座標系を用いる
- mat = 1 !物質の種類、1はコイル

xreg1=0.5,kreg1=10, !x 座標 0 から 0.5 あたり、10 メッシュ xreg2=20,kreg2=205, !x 座標 0.5 から 20 あたり、195 メッシュ

```
xreg3=50, kreg3=265, !x 座標 20 から 50 あたり、60 メッシュ
                    !x 座標 50 から 100 あたり、335 メッシュ
kmax=600,
yreg1=-22.5,lreg1=200,
yreg2=-15,lreg2=350,
yreg3=0,1reg3=500,
lmax=560
&
&po x = 0, y = 60&
&po x = 0, y = -170.
&po x = 100, y = -170.
&po x = 100, y = 60.000&
&po x = 0, y = 60&
! Lens York
&reg
mat = 2
mtid = 2 & !York の物性を下の&mat で定義する
&po x = 0.75, y = 0&
&po x = 8.4343, y = 0&
&po x = 9, y = -0.5657&
&po x = 9, y = -3&
&po x = 9.9, y = -3&
&po x = 9.9, y = -5.3&
&po x = 10.25, y = -5.3&
&po x = 10.25, y = -11.2&
&po x = 7.45, y = -11.2&
&po x = 7.45, y = -10.7&
&po x = 5, y = -10.7&
&po x = 5, y = -9.7&
&po x = 4.1, y = -9.7&
&po x = 4.1, y = -9.6&
&po x = 2.1, y = -9.6&
```

&po x = 2.1, y = -2.5& &po x = 2.5, y = -2.5& &po x = 3.5, y = -3.5& &po x = 4, y = -5.5& &po x = 4, y = -8.1& &po x = 8.8, y = -8.1& &po x = 8.8, y = -6.5& &po x = 7.9, y = -6.5& &po x = 7.9, y = -2.5& &po NT = 4, x = 6.9, y0 = -1.5,radius = 1, theta = 90&&po x = 3.45, y = -1.5& &po x = 2.65, y = -1& &po x = 0.75, y = -1& &po x = 0.75, y = 0& ! LENSCOIL ® mat = 1current = 100& !流した電流 &po x = 7.7, y = -2.6& &po x = 7.7, y = -7.6& &po x = 4.4, y = -7.6& &po x = 4.4, y = -2.6& &po x = 7.7, y = -2.6& ! TPC1 ® mat = 1current = 0&&po x = 7.000, y = -18.5& &po x = 16.75, y = -18.5& &po x = 16.75, y = -22.5&

&po x = 7.000, y = -22.5& &po x = 7.000, y = -18.5& ! TPC2 ® mat = 1current = 0&&po x = 7.000, y = -33.7& &po x = 16.75, y = -33.7& &po x = 16.75, y = -37.7& &po x = 7.000, y = -37.7& &po x = 7.000, y = -33.7& ! TPC3 ® mat = 1current = 0&&po x = 7.000, y = -64.25& &po x = 16.75, y = -64.25& &po x = 16.75, y = -68.25& &po x = 7.000, y = -68.25& &po x = 7.000, y = -64.25& ! TPC4 ® mat = 1current = 0&&po x = 7.000, y = -89.45& &po x = 16.75, y = -89.45& &po x = 16.75, y = -93.45& &po x = 7.000, y = -93.45& &po x = 7.000, y = -89.45& &mat

mtid = 2

mu = 3000& !比透磁率 3000

このファイルに LENSCOIL.am と名前をつけたとき、

START /W " " "%SFDIR%automesh" LENSCOIL
START /W " " "%SFDIR%poisson" LENSCOIL
copy outaut.txt outaut1KEK.txt
copy outpan.txt outpan1KEK.txt
if (%1)==(p) START /W " " "%SFDIR%SF7" LENSCOIL

と bat ファイルに記述し、実行すれば、磁気集束レンズの磁場の計算結果が LENSCOIL.T35 ファイルに得られる。次に、LENSCOIL.T35 ファイルに対し、ユーザーが指定した点上の磁 場を補完し、TXT ファイルに記述してくれるプログラムである、SF7.EXE を実行する。実行 すると、図 A.1 ような画面が現れる。

| Generation X1 0 Generation X1 170 Radius 1 Steps 100 Grid X2 100 X steps 20 Y2 60 Y steps 20 Image: Constraint of the program Curve File Image: Constraint of the program selection Image: Constraint of the program selection Image: Curve is selected, create an input file Image: Charge and File Force E0 = 1 MV/m (rf problem: C EGUN file Mean Line, Arc, or Curve is selected, create an input file Image: Charge and File Force E0 = 1 MV/m (rf problem: C EGUN file Problem file C:\LANL\positronium\LENSATKEK_TPC34_NEW/AM 2-05-2020 101 Problem description: Problem description: | Xmir Select | n =0.0, Ymin =-1 | 70, Xmax =100 |), Ymax =60 | | | | Abou |
|---|--|---|--|---|---|-----------------------|-----------------|-------|
| C Arc Y1 -170 Radius 1 Steps 100 + C Grid X2 100 X steps 100 + Y steps 20 + Y2 60. Y steps 20 + Y steps 20 + Y steps 20 + C Curve File File Brown Create field map for another program Other program selection C Curve is selected, create an input file Other program selection © Parmela file Force E0 = 1 MV/m (rf problem: C EGUN file Mesh s 0.1 Problem file C:\LANL\positronium\LENSATKEK_TPC34_NEW/AM 2-05-2020 10.51:00 Problem description: Problem description: Problem description: | ⊙ Line | ×1 | 0. | | | | | _ |
| Grid X2 100. X steps 100. Y2 60. Y steps 20 Curve File File Brown Curve is selected, create an input file for program Tablplot. Other program selection Problem file C:\LANL\positronium\LENSATKEK_TPC34_NEW/AM 2.05-2020 1.051:00 | C Arc | Y1 | -170. | Radius | 1. | Steps | 100 - | |
| Y2 60 Y steps 20 C Curve File Brows File Image: Create field map for another program When Line, Arc, or create an input file for program Tablplot. Other program selection Image: Create an input file for program Tablplot. Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program selection Image: Create field map for another program Other program se | O Grid | X2 | 100. | | | X steps | 100 _ | |
| C Curve File Brows C File File Brows When Line, Arc, or Create field map for another program Other program selection C create an input file Create field map for another program Other program selection C create an input file Parmela file Force E0 = 1 MV/m (if problem: C EGUN file Mesh s 0.1 | | Y2 | 60. | | | Y steps | 20 _ | |
| C File File Brows When Line, Arc, or create field map for another program Create field map for another program C create an input file for program Tablplot. Other program selection @ Parmela file Image: Force E0 = 1 MV/m (if problem: C EGUN file Mesh s 0.1) Problem file C:\LANL\positronium\LENSATKEK_TPC34_NEW/AM 2-05-2020 10.51:00 Problem description: | C Curve | | | | | | | |
| When Line, Arc, or create field map for another program Create field map for another program Other program Selection create an input file for program Tablplot. C EGUN file Problem file C:\LANL\positronium\LENSATKEK_TPC34_NEW/AM_2-05-2020 10.51:00 Problem description | | File | | | | | | Brows |
| | ○ File When Lir Curve is s | File | Create f | ield map for gram selectio | another progra | m | | Brow |
| | C File When Lir Curve is s create an for progra Probler 10:51:(Probler AISTLE | File He, Arc, or Helected, In the the m Tablplot. M file C:\LANL\ 20 m description: ENSATKEK_TF | Create f Other prog Parm C EGUI | ield map for gram selectio ela file N file NSATKEK_ | another progra on Force E0 Mesh s TPC34_NEW.2 | m = 1 MV/m (rf | problem: 0.1 | Brows |
| | C File When Lir Curve is a create an for progra Probler 10:51: Probler AISTLE | File Helected, input file m Tablplot. n file C:\LANL\; 00 n description: NSATKEK_TF | Create f Other prog Parm C EGUI | ield map for gram selectio ela file N file NSATKEK_ | another progra on Force E0 Mesh s TPC34_NEW.2 | m = 1 MV/m (rf | problem: 0.1 | Brows |

Fig.A.1 SF7.EXE で実行する際の画面

Select で Grid を選ぶ。Xsteps と Ysteps に入力する数字で、X 方向と Y 方向に何点ずつ取 るかを決めることができる。実行すると、グリッド状の点ごとの座標と磁場が、TXT ファイ ルに記述される。

こうして磁気集束レンズに電流を流したときの磁場が得られた。LENSCOIL.am では、引き 出しコイルも定義しているので、!LENSCOIL 下の® ・・・ &の current を current = 0、!TPC1 下の® ・・・ &の current を current = 100 とすれば、一番上流の引き出しコイルのみが作る磁 場を計算することができる。

A.2 General Particle Tracer による軌道の計算

まず、先程 Poisson Superfish で計算した磁気集束レンズの作る磁場を、General Particle Tracer で利用できる形にする。そのためには、先程得られた TXT ファイルに LENSCOIL_mesh.txt と名前をつけたとき、

fish2gdf -o LENSCOIL.gdf LENSCOIL_mesh.txt

と General Particle Tracer 内で作成したバッチファイルに記述して実行すれば良い。これで、 LENSCOIL.gdf という General Particle Tracer 内で利用できる形式になった。次に、飛ばす粒 子の性質を IN ファイルに記述する。#以降は無視される。

```
#Basic beam parameters
                         #平均ビームエネルギー
E0 = 4.9e3;
G = 1.-qe*E0/(me*c*c);
Beta = sqrt(1.-G^{-2});
E1 = 120.;
                         #横方向運動量広がり
G1 = 1.-qe*E1/(me*c*c);
GBr = sqrt(G1*G1-1.);
                         #ビームの縦方向広がり
zlen=0.0;
Qtot=0.0;
                         #総電荷
accuracy(6);
#simulation parameters
                         #粒子数
nps=100;
```

#start bunch

setparticles("beam",nps,me,-qe,0.); sigma=0.0085; #初期ビーム径 20 mm setrxydist("beam", "g",0, sigma,0, 3); #ガウシアンビームを仮定 setphidist("beam","u",0, 2.*pi); setGdist("beam","u",G, 0.);

#space-charge

#spacecharge3D(); #空間電荷効果を入れる

#set-up

cur = 0.28; #磁気集束レンズに流した電流

#先程計算した磁気集束レンズの磁場

map2D_B("wcs","z",1.7,"LENSCOIL.gdf","R","Z","Br","Bz",4.7/0.28*cur);
#引き出しコイルの作る磁場
map2D_B("wcs","z",1.7,"TPC1.gdf","R","Z","Br","Bz",0.53*3.48);
map2D_B("wcs","z",1.7,"TPC2.gdf","R","Z","Br","Bz",3.79*3.48);
map2D_B("wcs","z",1.7,"TPC2.gdf","R","Z","Br","Bz",2.54*3.48);
map2D_B("wcs","z",1.7,"TPC34.gdf","R","Z","Br","Bz",4.53*3.48);
#輸送コイルの作る磁場
map2D_B("wcs","z",1.7,"TPCNOTINCAD.gdf","R","Z","Br","Bz",5.);

#衝突したら消滅する筒状の障害物

drift("wcs","z",1.695,0.01,0.0075); drift("wcs","z",1.643,0.1, 0.015); drift("wcs","z",1.705,0.01,0.0085); rmax("wcs","z",0.8,0.06);

#output

#蛍光スクリーン位置での粒子の座標を出力する screen("wcs","I",1.71); #0 秒から 50e-9 秒まで 0.1e-9 秒刻みで、粒子ごとの座標を出力する #tout(0.,50e-9,0.1e-9); と記述する。この IN ファイルに kaiseki.in と名前をつけたとき、

gpt -o kaiseki.gdf kaiseki.in gdf2a -o kaiseki.txt kaiseki.gdf

と記述したバッチファイルを実行させれば、スクリーン位置での粒子の座標が GDF ファイル に記述される。IN ファイルの output 部分で、tout コマンドを用いれば、粒子の軌跡を見るこ とができる。

さらにバッチファイル上のコマンド gdf2a を用いれば、GDF 形式から TXT ファイルに置換す ることができ、TXT ファイルを用いて C++ や Python を用いた他の言語での解析を行うこと ができる。