

## 最近の研究から

低エネルギー陽電子を用いた電子陽電子プラズマの磁場閉じ込め実験にむけて  
Toward experimental studies on magnetically-confined electron-positron plasmas using slow positrons

広島大学 大学院先端物質科学研究科

檜垣 浩之

東京大学 大学院新領域創成科学研究科

齋藤 晴彦

**Abstract:** While electron-positron plasmas are predicted to show unique properties as pair plasmas, they are experimentally unreached research subjects in spite of a long history of theoretical and numerical studies. Experiments with many low energy positrons have been conducted in the field of non-neutral plasma physics. In this article, we report recent experimental approaches toward the creation of cold electron-positron plasmas in a laboratory using low energy positron beams. In order to confine both electrons and positrons as a plasma, it is essential to develop suitable magnetic confinement configurations and effective plasma creation scenarios. At present, two independent research projects are conducted using magnetic mirror and dipole field configurations. The status of these experiments are presented.

**Keywords:** electron-positron plasmas, non-neutral plasmas, magnetic dipole, magnetic mirror

## 1. はじめに

プラズマ物理学は多数の荷電粒子が示す集団的現象に着目した研究分野であり<sup>1)</sup>, 磁気圏や宇宙空間で観測される諸現象の解明や, 核融合を目指す高温プラズマの制御, また各種の工業的応用を含む基礎プラズマの多様な研究が展開されている. プラズマを構成する個々の単一荷電粒子の運動が単純であるとしても, 多数の粒子群と電磁場が相互作用をおよぼしあうシステムは典型的な複雑系である. 複雑系では, 内在するさまざまな機構とそれらの結合により, 全体を構成する単一要素の理解だけでは到底予測不可能な豊富な現象が出現する. このためプラズマは多種多様な波動現象や不安定性のモード等を持つことが知られており, いわゆる集団現象を示す<sup>2)</sup>. 波動や安定性, また輸送や構造形成等の問題は, 強い非線形性を持ち, それ自体に未解明の点が多いと共に, 相対論的な荷電粒子加速や突発的なエネルギー開放をとまなう磁気リコネクション, 自己組織化と呼ばれる緩和現象といった自然界や実験室で観測されるダイナミックな現象と密接な関係があり, プラズマ物理学の中心的な研究対象となっている<sup>3)</sup>.

原子が電離することで得られるプラズマでは, 構成粒子が大きな質量差を持つ (イオンと電子の質量比  $m_i/m_e \gg$

1) ことが特徴である. こうした「通常」のプラズマの波動や不安定性等の性質には, 質量の非対称性に起因する効果が強く働いている. たとえば, 電磁場への応答が電子とイオンに関して極めて非対称であるために, 応答可能な周波数帯が異なることでスケール分離が発生し, プラズマ中の波動は複雑なモード構造を持つ. プラズマ物理の多くのモデルは, このような構成粒子の質量の非対称性を取り入れて構築されている. これに対して等質量の粒子から構成されるペアプラズマでは, 波動や安定性等の基本性質が通常のプラズマとは大きく異なることが予測される. ペアプラズマの性質を実験的に明らかにしようという試みは 1978 年に Tsyтович と Wharton により提案され<sup>4)</sup>, そこでは電子陽電子プラズマ中ではファラデー回転やイオン音波等のモードが存在しないことが指摘されている. これを端緒としてペアプラズマに関して多数の理論およびシミュレーション研究が進められており<sup>5-7)</sup>, 近年には密度勾配に対して特異な安定性を示すことがジャイロ運動論に基づき予測された<sup>8)</sup>. こうしたペアプラズマ特有の性質を通常のプラズマと対比して明らかにすることは, プラズマ基礎実験として大変興味深い. また, パルサーや活動銀河核のような高エネルギー天体には相対論的電子陽電子プラズマが広く存在すると考えられている. 実験室に電子陽電子プラズマを生成することにより, ペアプラズマとしての基礎特性や天体現象の素過程を解明するための実験研究を可能にしたいということが, この分野の実験研究者の基本的な動機である.

初期の実験では, 後述のように荷電粒子の断熱不変量の研究を目的とした  $^{19}\text{Ne}$  放射線源を用いた高エネルギー陽電子の実験<sup>9)</sup> や, 相対論的電子ビームを重金属ターゲット

Hiroyuki HIGAKI (Graduate School of Advanced Sciences of Matter, Hiroshima University), Haruhiko SAITOH (Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo), 〒739-8530 広島県東広島市鏡山 1-3-1, TEL: 082-424-7032, FAX: 082-424-7034, E-mail: hhigaki@hiroshima-u.ac.jp

トに衝突させて得られるガンマ線を利用して対生成した電子陽電子を捕獲する試み<sup>4)</sup>がなされた。また、フーレンを用いて  $C_{60}^+ - C_{60}^-$  プラズマを生成してペアプラズマの静電振動の計測に成功した研究例がある<sup>10)</sup>。最近の本誌記事で紹介されたように<sup>11)</sup>、近年、大強度レーザーを用いた相対論的電子陽電子プラズマ生成が大きく進展しており、プラズマ条件を満たす高密度化の取り組みが進められている。

一方、低エネルギーの陽電子を用いたプラズマ研究は、カリフォルニア大学サンディエゴ校 (UCSD) の Malmberg らにより開始された非中性プラズマ<sup>12)</sup> という研究分野で比較的早くから注目されてきた。一般に閉じ込めが困難とされる核融合実験等の高温プラズマとは対照的に、同一の電荷符号を持つ単一種粒子から構成される非中性プラズマは、正準角運動量の保存を介して長時間の閉じ込めが可能であるが、その実現には、軸対称性の高い磁場で閉じ込めることが重要である。系の対称性向上やプラズマにトルクを与える回転電場と呼ばれる手法の適用等により、密度の径方向圧縮や数日以上以上の閉じ込めが可能となっている<sup>13)</sup>。こうした性質を利用して、非中性プラズマでは渦の力学や輸送現象等の基礎研究が行われてきた。1980年代には Surko らにより 86 mCi (3.2 GBq) の  $^{22}\text{Na}$  放射線源とバッファガストラップを用いて、直線型の閉じ込め配位で  $10^5$  オーダーの陽電子からなる低温プラズマ生成が実現され<sup>14)</sup>、さらに電子ビームとの相互作用の実験が行われた<sup>15)</sup>。陽電子プラズマの生成法が確立され、たとえば、CERN で実施されている反水素合成のためにも大きな役割を果たしている一方で、低エネルギーの電子と陽電子をプラズマとして閉じ込める試みは従来実現していなかった。

荷電粒子群がプラズマとしての集団的現象を示す条件は、デバイ長がプラズマのスケールよりも短くなることである<sup>16)</sup>。これらの実験で実現を目指している数 eV 程度のプラズマでは  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  程度以上の数密度を実現することに対応する。ここで、観測しようとする現象の時間スケール (波動現象について ms 程度以下、安定性や輸送に関して s オーダー程度まで) と比較して十分長い寿命を持つ電子陽電子プラズマを生成する必要がある。図 1 に示したように、想定している低密度の電子陽電子の場合、対消滅の断面積は小さく、三体再結合によるポジトロニウム生成も実現可能な温度の範囲では問題にならない<sup>17)</sup>。より問題になりうるのは残存中性粒子との相互作用であり、特に、超高真空環境で確認されることが多い水素原子との荷電交換衝突によるポジトロニウムの生成が比較的大きな断面積を持つ<sup>18)</sup>が、この反応は 20 eV 付近にピークを持っており、より低エネルギーでは効果が小さくなる。こうしたことから、適切なパラメータを選択することにより、低密度・低エネルギーの電子陽電子系は

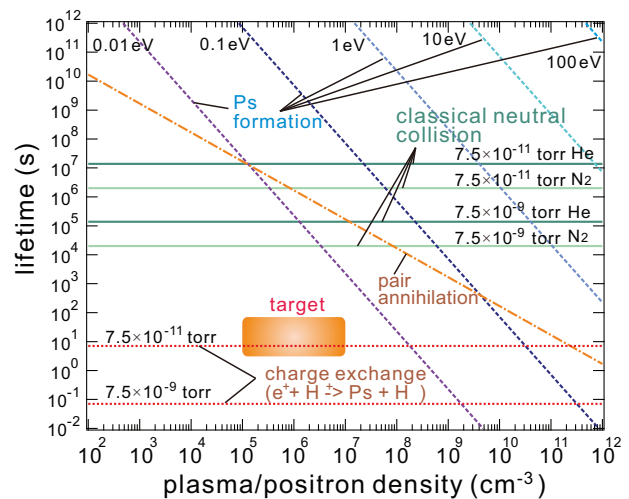


図 1 低エネルギーの陽電子および電子陽電子プラズマに対して、対消滅、三体再結合によるポジトロニウム生成、残存中性ガスとの古典衝突と荷電交換衝突 (20 eV 時) により規定される持続時間。

十分長い存続時間が実現可能と考えられるが、ここではプラズマの安定性や異常輸送等の効果は検討されていないことに留意する必要がある。

最近になり、大強度の低速陽電子ビームを活用して低エネルギーの電子陽電子プラズマを生成する試みが開始され、ミラー磁場およびダイポール磁場を用いた実験研究が進められている。本稿では、2 節にてマックスプランク研究所 (ドイツ) を中心とする研究グループの研究成果について、3 節にて広島大学を中心とする研究グループの研究成果について説明する。

## 2. ダイポール磁場を用いた陽電子閉じ込め

T. Sunn Pedersen (マックスプランク研究所) らが進めている研究プロジェクト (陽電子の大量蓄積を目標とする PAX と、電子陽電子プラズマの閉じ込めを目指す APEX)<sup>19)</sup> では、ミュンヘン工科大学の研究用原子炉を用いた大強度陽電子源 NEPOMUC<sup>20)</sup> を活用して、トーラス配位を用いた電子陽電子プラズマの実現を目指している。閉じ込めに関する APEX の最近の成果について説明する。

### 2.1 トーラス系による電子陽電子プラズマ生成計画

非中性プラズマの生成に標準的に使用される一様磁場やミラー磁場等を用いた閉じ込め配位は、直線型配位と呼ばれる。これに対して、ドーナツ状の閉じ込め配位を持つ装置はトーラス配位と呼ばれる。トーラス配位のうち、円環電流の作り出すダイポール方式や、らせん状の磁場コイルを用いたステラレータ (ヘリカル) 方式等において



も非中性プラズマは研究されている<sup>21-23)</sup>。APEX で使用されるダイポール磁場配位は、核融合プラズマの分野で開発研究が進められてきた閉じ込め方式であり、これを簡単に紹介する。この分野では、1960年代から Spherator や Levitron と呼ばれる円環電流を用いた装置が開発され、プラズマの安定性を実現するための極小磁場と呼ばれる概念を確立する上で重要な役割を果たしてきた経緯がある<sup>24)</sup>。木星磁気圏における高速流を持つ高圧力プラズマの発見<sup>25)</sup> や理論研究の進展にともない、先進核融合にダイポール磁場配位を活用することが提案<sup>26)</sup> され、近年になり日米で比較的大規模の実験が行われている<sup>27,28)</sup>。ダイポール磁場では、トカマク等の既存の配位では困難とされる、高速中性子の発生が非常に少ない D-D 等の先進燃料を使用した核融合の可能性が指摘されており、革新的閉じ込め配位の一つと位置付けられている。東京大学の RT-1<sup>29)</sup> は、磁気圏に観測される高速流を持つプラズマの緩和現象<sup>30)</sup> の物理研究と先進的核融合への適用を第一義的な研究目標として建設された装置である。RT-1 では非中性プラズマ実験も行われており、超伝導コイルを磁気浮上させプラズマに与える擾乱を抑制することにより、純電子プラズマの 300 秒以上の安定閉じ込めが実現されている。

ダイポール磁場を電子および陽電子の閉じ込め配位としてみた場合、荷電粒子の閉じ込めは正準角運動量の保存を通して実現されるため、任意の非中性度のプラズマを電荷符号に依存せず閉じ込め可能という特徴がある。RT-1 で実現された電子の良好な閉じ込めは、原理的には陽電子についても同様に期待できる。こうした経緯から、APEX では陽電子の高密度閉じ込めに適したコンパクトなダイポール磁場配位およびステラレータをトラップ装置として使用することが提案された。最終的な計画では、NEPOMUC から定期的供給される陽電子ビーム ( $\sim 10^9 \text{ s}^{-1}$  @ 1 keV,  $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$  @ 5 eV) は、UCSD を中心に開発が進められているバッファガストラップとマルチセルトラップを組み合わせた前段の蓄積装置に蓄積され、10  $\mu\text{s}$  以下のパルスとして後段の閉じ込め装置へと入射される予定である。必要とされる大量の陽電子を NEPOMUC と新蓄積装置の組み合わせで解決し、電子と陽電子の安定な同時閉じ込めをダイポール磁場で実現するという点が APEX の特色であり、これらについては以前の記事<sup>31)</sup> や引用文献を参照されたい。

## 2.2 プロトタイプ装置による陽電子実験

### 2.2.1 ダイポール磁場中への陽電子の損失無し入射

トーラス系では荷電粒子の良好な閉じ込めが実現可能である一方、外部から供給される陽電子を閉じ込め領域へと供給するために、磁力線を横切る効率的な粒子輸送方法を確立する必要がある。また、ダイポール磁場中での陽電子の閉じ込め特性、電子との同時入射方法、トーラ

ス配位での効果的な密度制御法等が解決すべき課題となる。こうした点に着目して、蓄積装置および超伝導コイルを用いた磁気浮上装置の使用に先立ち、永久磁石を用いたプロトタイプ装置を用いて陽電子実験を進めている(図2)。前述のように、陽電子群をプラズマとして生成するためには少なくとも  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  程度の密度を実現する必要がある、このためには閉じ込め領域の小型化を図ったとしても  $10^9$  個以上の大量の陽電子を捕獲することが要求される。したがって、供給される陽電子のダイポール磁場中への入射効率を極限的に高めることが重要となる。

ビームラインからの入射時の陽電子損失の低減を目的として、プロトタイプダイポール装置の電極群の改造を段階的に行った。図2に示すのは2018年以降の実験で使用されている構造であり、入射と閉じ込め領域の電極群を分離して自由度の高い制御を可能にしている。また、閉じ込め領域での回転電場印加を目的として、電極は上下に分割した上で周回方向に分割した構造を取る。上流から供給される陽電子ビーム<sup>32)</sup> は、周辺部に設置した電極により、磁力線および電場に垂直方向にドリフト運動 ( $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトと呼ばれる) することで、閉じ込め領域へとガイドされる。以前に報告した初期実験では、40% 程度の入射効率が得られた<sup>33)</sup>。新電極を用いた配位にて、より精密な粒子軌道計算と電極電位やステアリングコイル電流等のパラメータの系統的な調査を行った結果、入射効率を飛躍的に高め、ほぼ損失無しの入射が実現された<sup>34)</sup>。

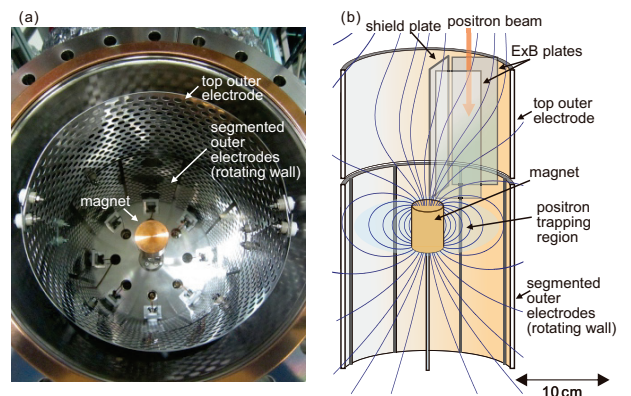


図2 NEPOMUC の open beam port に設置した、永久磁石を使用したプロトタイプ装置の (a) 内部写真と (b) 模式図。内部写真は、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  およびシールドプレートを取り外した状態で、模式図の上部から閉じ込め領域を撮影している。上部から入射した陽電子ビームは、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  プレートの作り出すドリフト運動により、永久磁石の作り出すダイポール磁場の閉じ込め領域へとガイドされる。

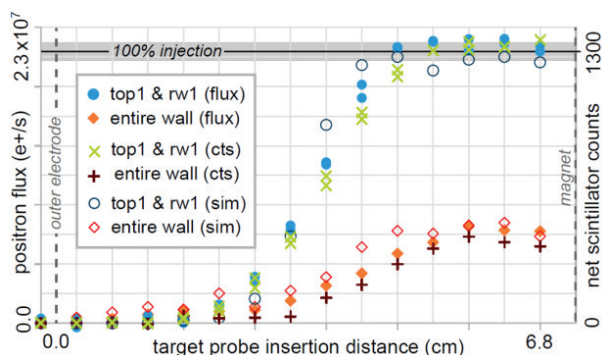


図3 可動式のターゲットプローブを使用して計測した陽電子ビームのフラックス (flux)、消滅ガンマ線のカウント数 (cts) の、プローブの径方向位置に対する依存性の測定結果。入射条件の最適化により損失無しの入射が実現され、数値計算結果 (sim) ととも良い一致を見た (本文参照)<sup>34)</sup>。

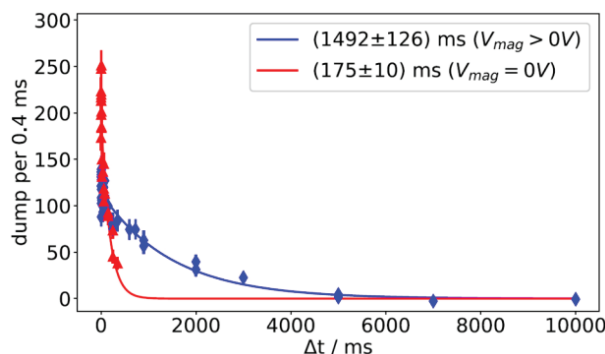


図4 陽電子閉じ込め時間の計測実験結果。横軸は陽電子の保持時間、縦軸はダンプした陽電子の消滅ガンマ線カウント数を示す。 $E \times B$  電極に補正電圧を印加した場合 (青) と印加しない場合 (赤) を示しており、電圧印加によりロスコーン損失を防止することで、時定数 1.5 秒の閉じ込め時間が実現された<sup>35)</sup>。(カラー図はWEB版を参照)

図3は、閉じ込め領域内部に設置した、動径方向に可動式のターゲットプローブを使用した入射効率の計測結果である。ここでは、プローブ上で検出された陽電子のフラックスを、ダイポール装置への入射直前のビームラインにおけるフラックスで規格化している (図中の flux、これらは電流計測による)。消滅ガンマ線の計測結果 (cts) と、粒子軌道に関する数値計算結果 (sim) もあわせて示されている。図中の略称名はバイアスを与えた電極名を示しており、適切な入射条件 (電極電位に加えてステアリングコイルの電流値等) を選択することで、ほぼ全数の陽電子が閉じ込め領域内部へとガイドされた。また実験結果は、数値計算結果とよい一致を示している。

なお、現在の陽電子入射実験は定常ビームを使用しており、陽電子のドリフト運動を引き起こして閉じ込め領域への輸送を引き起こす電位が常に印加された条件で実施している。前述のようにダイポール磁場の閉じ込めは軸対称性に基いて実現されるため、入射のために  $E \times B$  電極電圧を印加した状態では良好な閉じ込めは実現不可能である。このため、閉じ込め領域に進入する軌道へとガイドされ入射に成功した陽電子の多くは、装置軸を  $z$  軸とする円柱座標の方位角方向への数回の周回運動 (時間にして  $100 \mu\text{s}$  程度以下) の後に損失してしまう。こうした状況を防ぐために計画されているのが、蓄積装置を用いた大量の陽電子のパルス化である。将来計画では、蓄積装置を利用してパルス化した  $10^{11}$  個以上の陽電子を短時間で  $E \times B$  ドリフトによりダイポール磁場へと入射し、方位角方向への1回の周回運動前に  $E \times B$  電極電圧を真空容器電位に戻すことで、入射と閉じ込めを両立することが計画されている。

ペアプラズマを生成するためには、陽電子の高効率入射に加えて、同一の閉じ込め領域に電子を入射する必要がある。これに関しては時間的に先に生成した電子プラズマの電位井戸を利用して陽電子を入射する方法や、ある程度の自己電場が形成された段階で発生する乱流的な静電揺動による内向き輸送を用いる方法等が検討されているが、今後の課題である。

今回は、陽電子に適用したものと同一の  $E \times B$  電場をタングステンフィラメントから供給される電子ビームに適用することで同時入射実験を行った。荷電粒子の  $E \times B$  ドリフト速度の方向と大きさは電子と陽電子に対して同一であり、同じパラメータを持つ電子と陽電子に同一の入射軌道を描かせるためには、陽電子ビームライン上に電子銃を設置することになる。もちろん陽電子の損失を防ぐためにはビームラインから離れた位置に電子銃を設置することが必須であり、これは電子ビームのエネルギーを調整することで実現される。陽電子の入射効率が高く、さらに効率の入射パラメータへの依存性が鋭敏でない状態で、陽電子ビームラインから  $50 \text{ mm}$  程度離れた位置に設置した電子銃から電子入射を行い、この時に陽電子の入射効率の悪化をおよぼさないことが確認された。陽電子の場合と比較して、ペアプラズマ生成のために必要な電子数を供給することは全く問題にならず、陽電子の大量蓄積が実現された場合には、同様の方法で十分な電子の供給が可能であると考えられる。

### 2.2.2 陽電子の長時間 (1 s 以上) 閉じ込め

パルス化した陽電子ビームを用いたダイポール磁場中の閉じ込め時間の評価について述べる。現時点では陽電



子蓄積装置が完成していないため、定常的なビームにゲートを掛けてパルス入射を行い、陽電子の長時間閉じ込めが可能であることを示した。プロトタイプのダイポール装置において ms オーダーの陽電子の閉じ込めが観測された初期実験結果に関しては、既に報告済みである<sup>31)</sup>。今回も同様な手法で、パルス化して入射した陽電子をダイポール磁場内へと入射し、入射が完了し  $\Delta t$  経過した後に永久磁石上に陽電子をダンプして消滅ガンマ線を観測し、閉じ込め時間の評価を行った (図 4)。

閉じ込め性能に最も強い影響を与えるのは、閉じ込め領域に近接した  $E \times B$  電極の作る電場である。閉じ込め中に  $E \times B$  電位を真空容器に接地することで、観測される閉じ込め時間は 0.1 ms オーダーから数 ms へと改善した<sup>31)</sup>。軌道計算によれば、この時には閉じ込め中に主に外側の回転電極へ向かい損失する陽電子の割合が大きく抑制される。図 2 に示したように、 $E \times B$  電極を含む閉じ込め配位では、入射用の各種電極や永久磁石への電圧印加も非対称な電場を作り出す。こうした効果を抑制するために、入射のために使用している上部 (入射領域) の電極電圧も同様にゲートした結果、閉じ込め時間は 100 ms 程度まで改善した。

将来計画にある磁気浮上超伝導コイルの場合と異なり、永久磁石を使用した実験では、閉じ込め領域を含め全ての磁力線は磁石表面と交差している。磁力線に沿って運動する粒子は、磁石に近づくにしたがい強い磁場を感じることで、後述のようにこの場合には、弱磁場方向へと力を受けて粒子が反射される、ミラー効果と呼ばれる現象が発生する。ミラー効果による捕獲は全ての粒子に対して実現される訳ではなく、弱磁場領域に捕獲されない陽電子は反射されることなく磁石表面へと到達し、対消滅により失われる。このように、粒子がミラー磁場に捕捉されることのない条件を満たす速度空間内の領域のことを、ロスコーンと呼ぶ。初期にはロスコーンの外部にありミラー効果により捕獲されていた粒子も、中性粒子やプラズマ内荷電粒子同士の衝突等の効果により徐々にロスコーン内部へと移動して失われる。中性粒子との非弾性衝突の影響を含む軌道計算によれば、陽電子が残存気体分子との衝突により永久磁石の作るミラー磁場のロスコーンへと進入することによる、磁石表面での損失が支配的になる。511 keV ガンマ線の計測を通した陽電子損失プロセスの分析結果も計算結果を裏付けている。

こうして各種電極の電位を制御した状態で、さらに永久磁石のケースに正バイアスを与えてロスコーンによる損失を抑制することで、最長で 1.5 s 程度の閉じ込めが観測された<sup>35)</sup>。現状の閉じ込め時間は、永久磁石のバイアスやビームラインからの漏れ磁場による非対称性や磁石の着磁精度等に規定されている可能性が高い。真空度の改善により中性粒子衝突を抑制することでロスコーンの

効果を制限することや、また閉じた磁力線を持つという意味でロスコーンが存在しない超伝導コイルを使用することで、さらなる閉じ込め時間の改善が期待出来る。

なお、現在の実験では NEPOMUC から供給される定常ビームを直接使用しているが、将来的には、蓄積装置を使用して大電流陽電子ビームのパルス入射を実施する計画である。こうした高密度ビームを使用する場合には、入射効率や閉じ込め時間に対して空間電荷効果や不安定性の効果が重要になるが、現在の解析ではこうした効果は含まれておらず、今後の研究課題である。

### 2.2.3 回転電場印加実験

閉じ込め領域へと進入した陽電子のプラズマ状態を実現するためには密度圧縮が有効であり、径方向の効果的な輸送を実現することが重要となる。ダイポール磁場配位では、荷電粒子の方位角方向への周回運動と同程度の低周波揺動が駆動する内向き輸送の効果<sup>30)</sup>が知られている。しかし、入射された陽電子が真空容器やマグネットに向かうような軌道を抑制して入射初期の損失を抑制するためには、より短時間で効果的に径方向圧縮を発生させる必要がある。今回は、周方向に 4 分割した電極を用いて回転電場タイプの時間変動する電場を印加することで径方向の密度分布制御を試みた。

図 5 に、実施した実験の時系列の手順と、回転電場の影響を受けた陽電子の軌道例を示す。方位角方向の運動とよくカップリングする周波数帯の電場を印加することで、初期位置から強磁場の内側へと移動するような軌道が得られる。入射効率の項で述べたように、入射時のステアリングコイルの電流値や各種電極の設定電位や回転電場電極を含む各種電極の設定電位は、陽電子の初期の空間分布に強い影響を与える。こうした入射に関する効果を排除して、閉じ込め領域に進入したビームが回転電場から受けた効果のみを評価するために、以下のような手順で入射および電場印加を行った。陽電子は 1  $\mu$ s のパルスとして入射され、パルス全体がダイポール磁場の閉じ込め領域に進入した段階で、4 分割した電極それぞれに 90° ずつの位相差を持つ正弦波を印加する。閉じ込め領域内の入射ポートから方位角方向に 180° 回転した位置には可動式のターゲットプローブが設置されており、ここで発生する消滅ガンマ線を計測することで、陽電子の径方向分布の情報を得る。初期実験では、比較的低磁場の周辺部に初期分布を持つ陽電子に対して 200 kHz の回転電場を印加することにより、強磁場領域への数 cm 程度の移動と入射効率の改善が得られている。

## 3. 磁気ミラーおよび一様磁場を用いた陽電子プラズマ実験

電子陽電子プラズマを実験的に研究しようとする試みは、上記のダイポール磁場配位やステラレータ磁場配位

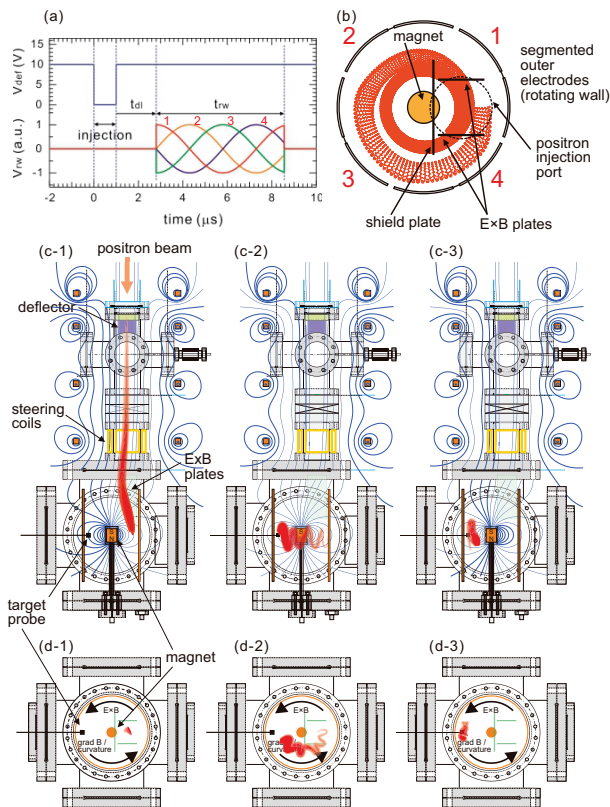


図5 回転電場実験時の (a) デフレクタと回転電場電極の電位, (b) 回転電場電極 (1-4) と初期位置から径方向に圧縮された陽電子軌道 (赤細線) の上面図, ビームラインの一部と計測器を含む装置の (c) 側面図および (d) 上面図. 実験手順は, (1)  $t = 0$  から  $t = 1 \mu\text{s}$  までデフレクタの電位を下げることで陽電子ビーム (赤太線で模式的に示す) を上方から入射し, (2) ダイポール磁場の閉じ込め領域に達した陽電子に回転電場を印加して軌道制御を行い, (3) トーラス方向に半周だけ周回運動したビームの空間分布を, 陽電子を捕集するターゲットプローブを使用して計測した.

ばかりでなく, 磁気ミラー配位を用いたり, 一様磁場を用いる方法も最近になって再検討されている. ここでは, 磁気ミラー配位を用いた電子陽電子の同時閉じ込めの実験と一様磁場中のネステッドマルンバートラップを用いた電子プラズマ閉じ込めの実験について紹介する. なお, ここではある基準電位 (たとえば  $0 \text{ V}$ ) に対して正の電位と負の電位が近接して存在している状態をネステッド電位と呼ぶことにする.

### 3.1 磁気ミラーを用いた電子陽電子同時閉じ込め

磁力線に沿って磁場の強弱があるとき, 磁場強度の弱い側から入射した荷電粒子が磁場強度の強い側で反射さ

れることがある. これは磁気ミラー反射と呼ばれる現象で, 電磁気の教科書<sup>36)</sup>にも出ているが, その特徴の一つは電荷の正負に依存しないことである. そのため核融合研究の黎明期から磁場強度が (強-弱-強) となるように磁気ミラーを組み合わせ (極小) 弱磁場中に高エネルギープラズマを閉じ込める研究がなされてきた. その過程において, 加速器で生成される  $^{19}\text{Ne}$  放射性同位体のガスを磁気ミラー中に導入し, 磁気ミラー中で放出される高エネルギー陽電子を閉じ込める実験<sup>9)</sup>が報告された. また, 40年以上前に加速器からの高エネルギー電子ビームを標的にあてて対生成される電子陽電子を磁気ミラー中に閉じ込める実験が提案されている<sup>4)</sup>. さらに, タングステンで減速された低エネルギー陽電子を磁気ミラー中に磁力線に沿って導入し, サイクロトロン共鳴加熱によって陽電子蓄積を行った例<sup>37)</sup>も報告されているが, これまでのところ磁気ミラー中における電子陽電子プラズマ閉じ込めの実現にはいたっていない.

電子陽電子プラズマを実現するためにはより高密度で低温の電子と陽電子を同時に閉じ込める必要があるが, 利用可能な陽電子数に制限があることから, 閉じ込め領域の体積が小さい方が有利である. そこで筆者 (檜垣) らは真空容器内にリング電極を多数配置した小型の磁気ミラー装置を新たに開発した<sup>38)</sup>. 一方で 1990年代に主に UCSD で開発された  $^{22}\text{Na}$  放射性同位体と固体ネオン減速材を用いた低エネルギー陽電子源, ならびに窒素バッファガスをを用いた低エネルギー陽電子蓄積装置を独自に用意した<sup>39)</sup>. これにより低エネルギー (数 eV) の陽電子をサイクロトロン共鳴により加熱することなく磁気ミラー中に閉じ込めることが可能になる. 2017年に別誌で報告した際は<sup>31)</sup>, 小型磁気ミラー装置に陽電子のみを閉じ込めたことを記したが, その後電子と陽電子を同時に閉じ込めることに成功した<sup>40)</sup>ので本節ではその実験結果を紹介する.

図6(a)に示したのが電子と陽電子を同時に閉じ込める小型磁気ミラー装置の概略図で, 磁気ミラー内部の真空中 ( $\sim 3 \times 10^{-10} \text{ Torr}$ ) に内径  $80 \text{ mm}$  のリング電極 (U1-U5, D1-D5) が10個並んでおり, 磁気ミラー両側の強磁場領域に内径  $56 \text{ mm}$  の電極 (U6, U7, D6, D7) が設置してある. 低エネルギー陽電子源, 陽電子蓄積器ならびに電子銃は図の左側にゲートバルブ (GV) を介して接続されている. また, 陽電子の消滅信号を測定するため NaI シンチレーション検出器を陽電子入射側の磁気ミラーの端, GV 付近 (PM1) と磁気ミラー中心部 (PM2) に設置し, 磁気ミラーの反対側の端にはマイクロチャンネルプレート (MCP) が設置されている.

図6(b)はヘルムホルツコイルによって中心軸上に形成される磁束密度の分布であり, 極大磁場  $B_{\text{max}}$  と極小磁場  $B_{\text{min}}$  の比によって定義される磁気ミラー比は  $R \equiv$

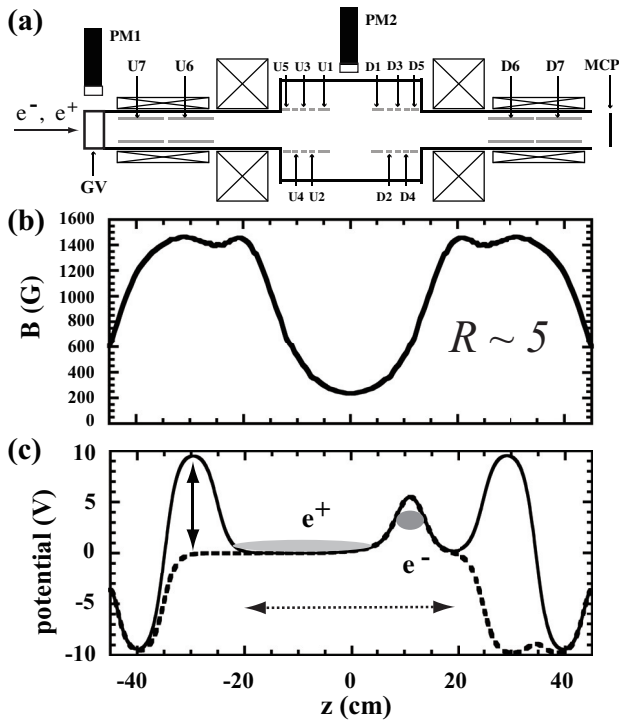


図 6 (a) 多重円環電極を備えた磁気ミラートラップ. (b) 中心軸上の磁束密度分布. 磁気ミラー比  $R \sim 5$ . (c) 中心軸上の電位の例.

$B_{\max}/B_{\min} \sim 5$ である. これは極小磁場の位置で速度空間を考えたときに 90% 以上の荷電粒子を閉じ込めることが可能であることを意味しているが, 磁気ミラーによる荷電粒子閉じ込めはサイクロトロン運動にともなう磁気モーメント ( $\mu \equiv mv_{\perp}^2/2B$ ,  $m$ : 荷電粒子質量,  $v_{\perp}$ : 磁場に垂直な速度成分) が断熱不変量であるため完全な閉じ込めではない. 実際には荷電粒子間の衝突や残留ガスとの衝突により閉じ込め不可能な速度空間領域 (ロスコーンと呼ばれる) に粒子拡散が生じるため, プラズマ密度や残留ガス密度, 等のパラメータによるものの典型的な閉じ込め時間は数十 ms 程度となる.

図 6(c) には中心軸上における電位分布の例が示してある. リング電極を用いて種々の電位を形成できるようになっており, 磁気ミラー中にネステッド電位を形成したり, 強磁場領域にいわゆるプラグ電位 (荷電粒子が磁力線に沿って逃げ出すのを妨ぐための電位) を形成することが可能である. 特に強磁場領域におけるプラグ電位は重要で, 陽電子群のパルス入射を可能にするとともに単純磁気ミラー閉じ込めの粒子閉じ込め時間を改善する役割を担っており, 本装置の特色である.

実験手順としてはまず図 6(c) に破線で示したような電位を用意して, 数 eV の電子を磁力線に沿って 5 秒間入射し (入射中は U7 は 0 V にする),  $3 \times 10^7$  個程度の電子を

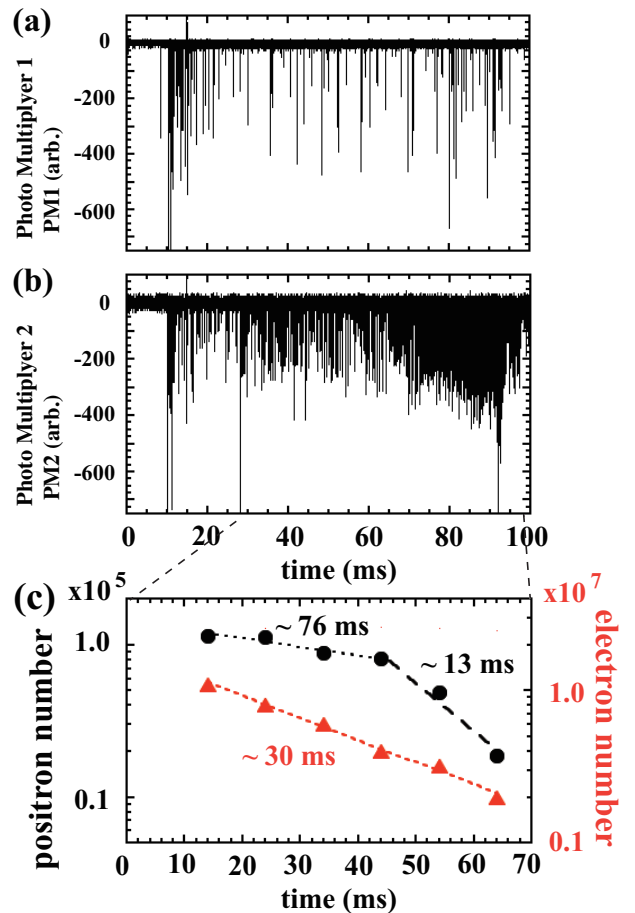


図 7 磁気ミラーに電子と陽電子を同時に閉じ込めた際に計測された消滅信号. (a) GV 付近に設置された PM1 における陽電子消滅信号. 10 ms で陽電子が入射され, 28 ms で同時閉じ込めが開始されている. (b) 同じく磁気ミラー中心に設置された PM2 における陽電子消滅信号. (c) MCP で計測された電子数と陽電子数の時間変化. 0 ms が (a), (b) の 28 ms に対応している. (カラー図は WEB 版を参照)

蓄積する. そのうち電位を実線の形にして  $2 \times 10^6$  個程度の陽電子パルス (数 eV) を入射する. その際, 電極 U6 は 0 V にして陽電子パルス入射後に正の電位に戻し (実線矢印) プラグ電位として利用する. 陽電子を入射してから 18 ms 後に磁気ミラー内部の電極電位を 0 V にして電子と陽電子の同時閉じ込めを開始する. 基本的に図 6(c) の点線矢印で示された  $\pm 20$  cm の範囲が電子と陽電子が同時に閉じ込められる領域である. ただし, 電子の一部には  $\pm 30$  cm の領域を往復するものも存在する.

図 7(a), (b) に示したのは  $10^7$  個の電子と  $10^5$  個の陽電子を両側プラグ電位ありで磁気ミラーに同時に閉じ込めた際に PM1 と PM2 で計測された陽電子の消滅信号である. いずれも 10 ms の時点で陽電子が入射され, 28 ms の



時点で磁気ミラー内部の電極電位が0 Vになり、電子と陽電子の同時閉じ込めが開始されている。陽電子入射の時点で両者とも消滅信号が増大しているが、実はこのとき入射した陽電子の9割以上が消滅してしまっている。結果として電子との同時閉じ込めに利用できる陽電子数はこれまでのところ $10^5$ 程度が上限である。

ちなみに、PM1の背景ノイズは主に陽電子源や陽電子蓄積器からの陽電子消滅で、陽電子入射時を除いて図7(a)とほぼ同程度である。そのため図7(a)において電子陽電子同時閉じ込めに起因する有意な信号は計測されていない。一方、図7(b)に示したPM2の信号では背景ノイズはほとんど無視できるため、陽電子入射時の消滅信号も含めてほぼすべてがプラグ電位有りの磁気ミラーに閉じ込められた陽電子の消滅信号となっている。ここからわかるのは28 msに電子陽電子同時閉じ込めを開始してから60 msまで消滅信号はほぼ一定であるが、60 ms以降93 msまで信号レベルが上昇していることである。図7(a), (b)ではいずれも93 msの時点で同時閉じ込めを終了して電極電位を操作し、MCP側に電子または陽電子を排出して粒子数測定を行っている。

電子陽電子同時閉じ込めの時間を変えながら電子と陽電子それぞれの粒子数をMCPで測定した結果が図7(c)である。この図では同時閉じ込めの開始時刻を0 msとしており、(a), (b)での28 msに対応している。そのため65 msのデータ点が(a), (b)での93 msでの粒子数となっている。ここからわかるのは、同時閉じ込め領域にいる電子数(赤三角)は時定数30 msで指数関数的に単調減少しているのに対して、陽電子数(黒丸)は当初76 msの時定数で減少しているが、その後13 msの時定数で減少していることである。磁力線方向にはプラグ電位が存在するので、これは陽電子の径方向拡散が増大して消滅信号が増加していることを意味する。可能性としては同時閉じ込めの後半でdiocotron不安定性が励起されていると考えることができ、たとえば入射された陽電子パルスが中心軸からずれている場合、入射直後の消滅が大きいことも含めて説明可能であるが、現時点ではdiocotron不安定性が励起された実験的な確証は得られていない。

さて、今回電子と陽電子の同時閉じ込めに成功したというものの $\sim 10^7$ 個の電子と $\sim 10^5$ 個の陽電子を混ぜ合わせてながしきの不安定性を計測したに過ぎず、陽電子の組成率は1%程度である。それでも1%の陽電子を含んだ電子陽電子プラズマであると言えないことはないものの、基礎プラズマ実験を系統的に行うには不十分である。少なくとも $10^7$ 個の電子と同数の陽電子を混ぜ合わせ可能であることが望ましい。ちなみに、同時閉じ込め開始直後に $2 \times 10^7$ 個の電子が直径3 cm、長さ60 cmで円柱状に分布しており、温度が1 eVであると仮定すると、密度 $\sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ でDebye長は3.3 cmとなる。現状で

は軸方向はプラズマとしてプラズマ振動が計測可能であるが<sup>38)</sup>、径方向についてはプラズマとして扱えるかどうかの境界領域にある。

上記のことから小型磁気ミラー装置を用いた電子陽電子プラズマの系統的な実験に向けて以下のような改善点が挙げられる。本実験で使用された $^{22}\text{Na}$ は実験時には $\sim 5 \text{ mCi}$  (185 MBq)弱に減衰していたので、より強度の強いもの(20 mCi, 740 MBq)を使えばその分、陽電子数を改善できる。しかしながら、なお1桁以上陽電子数を改善する必要があるので、より強度が強く半減期の影響を受けない線形加速器からの低エネルギー陽電子ビームを利用するのも検討に値する。また、一番有効なのは数Tの強磁場をもった超電導磁石を既存の陽電子蓄積器の下流に用意して超高真空中で陽電子を長時間蓄積する方法で、 $10^8$ 個以上の陽電子を用意することが可能になると考えられる。

### 3.2 一様磁場中のネステッド電位を用いた電子プラズマ実験

前項では小型磁気ミラー装置を使った電子陽電子同時閉じ込め実験について紹介し、数Tの超電導磁石を陽電子蓄積器の下流に設置するのが、電子陽電子プラズマの系統的な実験に向けて有用であることを指摘した。これを直線状の一様磁場にするといわゆる“trap-based beam”<sup>13)</sup>という形で、低エネルギー陽電子ビームを使った種々の物理研究も展開可能になる。そこで、本節では一様磁場中のネステッド電位を用いた電子陽電子プラズマ実験の可能性について検討する。

そもそも、プラズマは一様磁場中の平衡状態では磁力線に沿って同電位になるため、一様磁場と静電位を用いて異なる電荷符号をもつプラズマを同じ空間領域に閉じ込めるのは不可能であると考えられてきた。実際 $10^8$ 個程度の電子プラズマを閉じ込める場合、典型的には空間電位が数Vになるため、同程度のネステッド電位の組合せを用いると逆符号の電荷を閉じ込めることができなくなるし、空間電荷より十分大きい電位を用いると最終的には異なる電荷は空間的に分離してしまう。しかしながら荷電粒子が蓄積することにより、ネステッド電位を消失させるには荷電粒子間の衝突周波数程度の時間がかかるため、その時定数が興味のある現象に比べて十分長ければ最終的に分離してもかまわないと考えられる。そこで、実際にネステッド電位を用いて一様磁場中に電子プラズマを閉じ込める実験を行ってみた<sup>41)</sup>。

図8(a)に示したのが実験装置の模式図で、一様磁場 $B = 155 \text{ G}$ の真空中( $\sim 5 \times 10^{-9} \text{ Torr}$ )に内径70 mmのリング電極が21個(E1-E21)配置されており、中心軸上左端に電子銃、右端にファラデーカップが設置されている。実験開始前にあらかじめ図8(b)のような電位を中心軸上に形成して、 $(5-6) \times 10^8$ 個の電子を $z = 0 \text{ cm}$ 付近のポテ



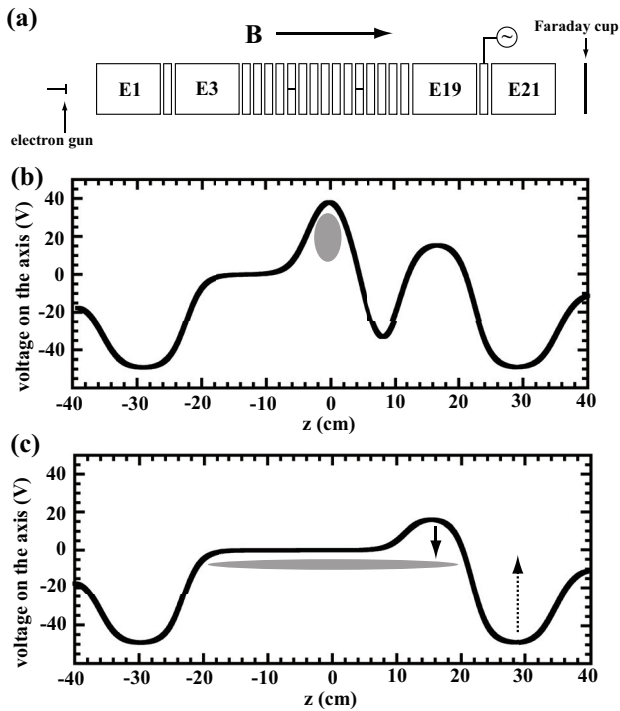


図 8 (a) 一様磁場に沿って 21 個のリング電極が配置され、ネステッド電位 (E19–E21) を形成する。(b) 実験開始前に  $z=0$  付近の電位に電子プラズマを用意する。(c) ネステッド電位閉じ込め時の中心軸上の電位の例。

ンシャルに閉じ込めておき、ネステッド電位による閉じ込め開始とともに E3–E18 の電極を 0 V にする (図 8(c))。電極 E19–E21 によって作られるのがネステッド電位であり、今回の実験ではファラデーカップ側だけに形成している。閉じ込め開始当初は電子は  $\pm 20$  cm の相互作用領域を右往左往するが、時間の経過とともに E19 の作る正電位部に蓄積していく。適当な閉じ込め時間が経過したところで E21 を 0 V にして (点線矢印)、相互作用領域にいる電子数を測定し、その 1 ms 後に E19 を 0 V にして (実線矢印) ネステッド電位の正電位部に蓄積された電子数を測定する。

そのようにして測定されたファラデーカップ信号が図 9(a) である。時刻 0.75 ms の信号が相互作用領域にいる電子の信号で、時刻 1.75 ms の信号が E19 によって作られる正電位部に蓄積した電子の信号である。ネステッド電位による閉じ込め開始直後の 0.1 ms (黒実線) に比べて、95 ms 後 (赤実線) には相互作用領域の電子数が減少し、正電位部に蓄積された電子数が増加している。閉じ込め時間を変えて電子数を測定することにより蓄積時定数として  $\sim 6$  ms が得られた。この時定数は MHz 帯になるプラズマ周波数を考慮するとある程度長いが、閉じ込め初期から正電位部に電子が存在しており、正の荷電粒

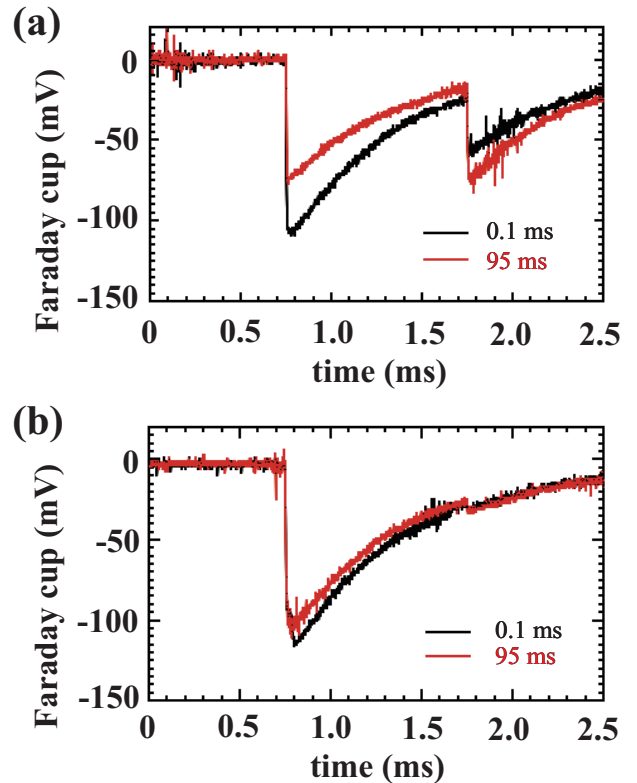


図 9 (a) RF なしでの F.C. 信号。1.75 ms で正電位部に蓄積している電子が計測されている。(b) RF を印加すると、正電位部に電子が蓄積されなくなる。(カラー図は WEB 版を参照)

子を閉じ込める電位が小さくなっている。この蓄積時定数を改善するために、E20 に 5.7 MHz, 8 V<sub>pp</sub> の RF を連続的に印加して測定した結果が図 9(b) である。RF なしと比較すると E19 の正電位部に蓄積する電子数がほぼ 0 になり、相互作用領域にいる電子数の減少が抑制されているのがわかる。これは E19 に印加された正電位が維持されて、正電荷をもつ荷電粒子 (もしくはプラズマ) の閉じ込めが維持されることを意味している。また、このようにネステッド電位と相互作用領域の粒子数を維持する RF には正電位の大きさに依存した共鳴周波数と閾値をもった振幅が存在することも実験で明らかになった。一般的にプラズマに RF を印加すると加熱により温度上昇するが、この実験の条件下ではその影響は大きくないことも確認できた。

結果として、数 T の一様磁場中に蓄積した  $\sim 10^8$  個の陽電子を小型磁気ミラー装置に入射して  $\sim 10^7$  個の陽電子と電子からなるプラズマを調べるのはもちろんのこと、本実験で明らかになった共鳴 RF を用いたネステッド電位を維持する技術を適用すれば、そもそも一様磁場中で  $\sim 10^8$  個の陽電子と電子からなる電子陽電子プラズマの実験が可能

能であることが示唆された。

#### 4. まとめ

本稿では電子陽電子プラズマ実験に向けて現在進行中のプロジェクトについて近況を報告した。

プロトタイプのダイポール磁場を用いた陽電子閉じ込めの実験では、NEPOMUC の定常陽電子ビームを効率 100% でダイポール磁場に入射できるようになり、入射後の陽電子群は 1 秒以上方位角方向に周回し、消滅しないことが確認された。また、方位角方向に回転電場をかけることにより閉じ込めた陽電子の径方向分布を制御するとともに、陽電子入射に影響を与えることなく電子の入射が可能であることも確認されている。将来的に、磁気浮上型の小型超電導磁石を用いたダイポール磁場による電子陽電子プラズマの閉じ込めに向けて着実に進展していることがうかがえる。

一方、直線状の軸対称磁気ミラーを用いた実験では系統的な実験をするにはいたっていないが、1 eV 程度の  $\sim 10^7$  個の電子と  $\sim 10^5$  個の陽電子の同時閉じ込めを実現した。系統的な実験を再現良く行うには陽電子数を少なくとも 2 桁以上は増やす必要があるが、将来的には電子線形加速器を用いた低エネルギー陽電子蓄積装置や一様強磁場をもった超電導磁石の導入により大きな進展が見込まれる。また、一様磁場中のネステッドトラップにおいて、共鳴 RF を印加することによりネステッド電位を維持することが可能であることを実験で確認した。これは一様強磁場中でおおの 10<sup>8</sup> 個の陽電子と電子からなる電子陽電子プラズマ実験が可能であることを示唆しており、再現性の良い実験が可能になると考えられる。

これらの実験はそもそも低エネルギーの電子陽電子プラズマを実験的に研究しようとするプラズマ基礎物理学の純粋な興味から遂行されているわけであるが、それぞれ特徴的な磁場配位を用いていることから電子陽電子プラズマ実験にとらわれない研究が可能である。たとえばダイポール磁場の場合、プラズマエネルギー密度の高い磁気圏プラズマの模擬実験が可能であり、そこに陽電子をプローブとして導入することが考えられる。一様磁場の場合、trap based positron beam と呼ばれる低エネルギー陽電子ビームを用いて種々の原子物理実験が行われている<sup>13)</sup>。高密度低温度のポジトロニウムを生成しようとする試みもあり、今後もこれらの実験装置を駆使して低エネルギー陽電子を用いた新たな研究を展開していくことが期待される。

#### 謝 辞

T. Sunn Pedersen らの PAX/APEX プロジェクトの活動は、ERC (欧州研究会議)、DFG (ドイツ研究振興協会)、

IPP (マックスプランク・プラズマ物理研究所)、UCSD (カリフォルニア大学サンディエゴ校)、NIFS (核融合科学研究所)、JSPS 科研費 JP25707043 および JP16KK0094 の支援により行われた。また、磁気ミラーを用いた陽電子プラズマ実験は JSPS 科研費 JP20540483 ならびに JP24340142 の支援により行われた。

#### 参 考 文 献

- 1) B. B. Kadomtsev: 「プラズマ中の集団現象」(岩波書店, 1979).
- 2) 吉田 善章: 「非線形科学入門」(岩波書店, 1998).
- 3) P. M. Bellan: *Fundamentals of Plasma Physics* (Cambridge University Press, 2006).
- 4) V. Tsytovich, C. B. Wharton: *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **4** (1978) 91.
- 5) N. Iwamoto: *Phys. Rev. E* **47** (1993) 604.
- 6) V. I. Berezhiani, S. M. Mahajan: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 1110.
- 7) G. P. Zank, R. G. Greaves: *Phys. Rev. E* **51** (1995) 6079.
- 8) P. Helander: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 135003.
- 9) G. Gibson, W. C. Jordan, E. J. Lauer: *Phys. Rev. Lett.* **5** (1960) 141.
- 10) W. Oohara, D. Date, R. Hatakeyama: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 175003.
- 11) 岩田 夏弥, 千徳 靖彦: *陽電子科学* **12** (2019) 31.
- 12) R. C. Davidson: *Physics of Nonneutral Plasmas*, Imperial College Press, London (2001).
- 13) J. R. Danielson, D. H. E. Dubin, R. G. Greaves, C. M. Surko: *Rev. Mod. Phys.* **87** (2015) 247.
- 14) C. M. Surko, M. Leventhal, A. Passner: *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 901.
- 15) R. G. Greaves, C. M. Surko: *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3846.
- 16) E. V. Stenson, J. Horn-Stanja, M. R. Stoneking, T. Sunn Pedersen: *J. Plasma Phys.* **83** (2017) 595830106.
- 17) R. G. Greaves, C. M. Surko: *AIP Conf. Proc.* **606** (2002) 10.
- 18) S. Zhou, H. Li, W. E. Kauppila, C. K. Kwan, T. S. Stein: *Phys. Rev. A* **55** (1997) 361.
- 19) T. Sunn Pedersen, J. R. Danielson, C. Hugenschmidt, G. Marx, X. Sarasola, F. Schauer, L. Schweikhard, C. M. Surko, E. Winkler: *New J. Phys.* **14** (2012) 035010.
- 20) C. Hugenschmidt, C. Piochacz, M. Reiner, K. Schreckenbach: *New J. Phys.* **14** (2012) 055027.
- 21) J. P. Kremer, T. Sunn Pedersen, R. G. Lefrancois, Q. Marksteiner: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 095003.
- 22) J. P. Marler, M. R. Stoneking: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 155001.
- 23) Z. Yoshida, H. Saitoh, J. Morikawa, Y. Yano, S. Watanabe Y. Ogawa: *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 235004.
- 24) S. Yoshikawa: *Nucl. Fusion* **13** (1973) 433.
- 25) S. M. Krimigis, T. P. Armstrong, W. I. Axford, C. O. Bostrom, C. Y. Fan, G. Gloeckler, L. J. Lanzerotti, E. P. Keath, R. D. Zwickl, J. F. Carbary, D. C. Hamilton: *Science* **206** (1979) 977.
- 26) A. Hasegawa: *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **11** (1987) 147.
- 27) M. Nishiura, Z. Yoshida, N. Kenmochi, T. Sugata, K. Nakamura, T. Mori, S. Katsura, K. Shirahata, J. Howard: *Nucl. Fusion* **59** (2019) 096005.
- 28) A. C. Boxer, R. Bergmann, J. L. Ellsworth, D. T. Garnier, J.



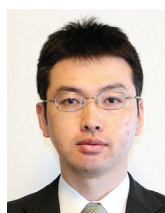
- Kesner, M. E. Mauel, P. Woskov: *Nat. Phys.* **6** (2010) 207.
- 29) Z. Yoshida, Y. Ogawa, J. Morikawa, S. Watanabe, Y. Yano, S. Mizumaki, T. Tosaka, Y. Ohtani, A. Hayakawa, M. Shibui: *Plasma Fusion Res.* **1** (2006) 008.
- 30) Z. Yoshida, H. Saitoh, Y. Yano, H. Mikami, N. Kasaoka, W. Sakamoto, J. Morikawa, M. Furukawa, S. M. Mahajan: *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** (2013) 014018.
- 31) 檜垣 浩之, J. Horn-Stanja, E. V. Stenson, 齋藤 晴彦, U. Hergen-hahn, T. Sunn Pedersen, M. Singer, M. Dickmann, C. Hugenschmidt: *しょうとつ* **14** (2017) 15.
- 32) J. Stanja, U. Hergen-hahn, H. Niemann, N. Paschkowski, T. Sunn Pedersen, H. Saitoh, E. V. Stenson, M. R. Stoneking, C. Hugenschmidt, C. Piochacz: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **827** (2016) 52.
- 33) H. Saitoh, J. Stanja, E. V. Stenson, U. Hergen-hahn, H. Niemann, T. Sunn Pedersen, M. R. Stoneking, C. Piochacz, C. Hugenschmidt: *New J. Phys.* **17** (2015) 103038.
- 34) E. V. Stenson, S. Nißl, U. Hergen-hahn, J. Horn-Stanja, M. Singer, H. Saitoh, T. Sunn Pedersen, J. R. Danielson, M. R. Stoneking, M. Dickmann, C. Hugenschmidt: *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 235005.
- 35) J. Horn-Stanja, S. Nißl, U. Hergen-hahn, T. Sunn Pedersen, H. Saitoh, E. V. Stenson, M. Dickmann, C. Hugenschmidt, M. Singer, M. R. Stoneking, J. R. Danielson: *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 235003.
- 36) J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics, third edition* (John Wiley & Sons, New York, 1998).
- 37) H. Boehmer, M. Adams, N. Rynn: *Phys. Plasmas* **2** (1995) 4369.
- 38) H. Higaki, S. Sakurai, K. Ito, H. Okamoto: *Appl. Phys. Express* **5** (2012) 106001.
- 39) H. Higaki, C. Kaga, K. Nagayasu, H. Okamoto, Y. Nagata, Y. Kanai, Y. Yamazaki: *AIP Conf. Proc.* **1668** (2015) 040005.
- 40) H. Higaki, C. Kaga, K. Fukushima, H. Okamoto, Y. Nagata, Y. Kanai, Y. Yamazaki: *New J. Phys.* **19** (2017) 023016.
- 41) H. Higaki, K. Ito, H. Okamoto: *Jpn. J. Appl. Phys.* **58** (2019) 080912.

(2019年8月31日受付)

### 著者紹介



檜垣 浩之: 専門分野は実験プラズマ物理 (特に非中性プラズマ)。大量の荷電粒子を閉じ込めて実験をするためプラズマ物理だけでなく、原子物理やビーム物理と関連する研究にも関わっている。



齋藤 晴彦: 専門分野はプラズマ実験 (核融合を目指す高温プラズマと基礎プラズマ, 特に非中性プラズマ)。高温超伝導によるダイポール磁場配位の荷電粒子トラップとしての活用にも関心を持っています。