

原子衝突学会誌

# しょうとつ

第 14 巻  
第 2 号  
2017 年

シリーズ 「陽電子が拓く物質の科学」

第 5 回 低エネルギー陽電子を用いた電子-陽電子プラズマ  
研究

檜垣浩之, J. Horn-Stanja, E. V. Stenson, 齋藤晴彦,  
U. Hergenbahn, T. Sunn Pedersen, M. Singer, M. Dickmann,  
C. Hugenschmidt

キーワード 電子相関 小池文博

キーワード 光渦 金安達夫



**THE ATOMIC COLLISION  
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員（五十音順）

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド（IOP 英国物理学会出版局）

Institute *of* **Physics**

<http://journals.iop.org/>

アステック株式会社

**ASTECH**  
CORPORATION

<http://www.atechcorp.co.jp/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社

**ADCAP**

<http://www.adcap-vacuum.com>

有限会社イーオーアール



**Electronics Optics Research Ltd.**

<http://www.eor.jp/>

イノベーションサイエンス株式会社



<http://www.innovation-science.co.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

<http://www.optimacorp.co.jp/>

キャンベラジャパン株式会社

**A**  
**CANBERRA**

<http://www.canberra.com/jp/>

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

**enago**<sup>™</sup>

<http://www.enago.jp/>

<http://ulatus.jp/>

<http://www.voxtab.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



**株式会社 サイエンス ラボラトリーズ**

<http://www.scilab.co.jp/>

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>

スペクトラ・フィジックス株式会社

 Spectra-Physics®  
A Newport Company

<http://www.spectra-physics.jp/>

ソーラボジャパン株式会社



<http://www.thorlabs.jp/>

ツジ電子株式会社

  
ツジ電子株式会社

<http://www.tsujicon.jp/>

株式会社東京インスツルメンツ

 TOKYO INSTRUMENTS, INC.

<http://www.tokyoinst.co.jp/>

株式会社トヤマ

  
サイエンスをかたちにするテクノロジー  
TOYAMA

<http://www.toyama-jp.com/>

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む  
*Navatec*

<http://www.navatec.co.jp/>

仁木工芸株式会社



TOM J RROW

<http://www.nikiglass.co.jp/>

伯東株式会社



<http://www.g5-hakuto.jp/>

丸菱実業株式会社

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

<http://www.ec-marubishi.co.jp/>

株式会社ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション



<http://www.labo-eq.co.jp/>

# しょうとつ

第 14 卷 第 2 号



THE ATOMIC COLLISION  
SOCIETY OF JAPAN

## 目 次

---

### シリーズ「陽電子が拓く物質の科学」

第 5 回 低エネルギー陽電子を用いた電子-陽電子プラズマ研究

檜垣浩之, J. Horn-Stanja,  
E. V. Stenson, 齋藤晴彦,  
U. Hergenbahn, T. Sunn Pedersen,  
M. Singer, M. Dickmann,  
C. Hugenschmidt

... 15

原子衝突のキーワード 電子相関

小池文博

... 25

原子衝突のキーワード 光渦

金安達夫

... 26

2016 年度 原子衝突学会役員選挙の結果

選挙管理委員会委員長

... 27

「しょうとつ」原稿募集

編集委員会事務局

... 27

ユーザー名とパスワード

... 27

---

## 陽電子が拓く物質の科学 第5回 低エネルギー陽電子を用いた電子-陽電子プラズマ研究

檜垣浩之<sup>1\*</sup>, J. Horn-Stanja<sup>2</sup>, E. V. Stenson<sup>2</sup>, 齋藤晴彦<sup>2</sup>, U. Hergenbahn<sup>2</sup>, T. Sunn Pedersen<sup>2</sup>,  
M. Singer<sup>3</sup>, M. Dickmann<sup>3</sup>, and C. Hugenschmidt<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 広島大学 大学院先端物質科学研究科 〒 739-0046 東広島市鏡山 1-3-1

<sup>2</sup> Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald and Garching, Germany

<sup>3</sup> Technische Universität München, Garching, Germany

\*hhigaki@hiroshima-u.ac.jp

平成 28 年 12 月 5 日原稿受付

低エネルギー陽電子を用いた物理研究は、原子物理、素粒子物理、固体物理、等に関係する内容がメインテーマとなることが多い。本シリーズですでに反水素原子生成において低エネルギーの非中性陽電子プラズマが用いられているのを見たが、本稿では大量の低エネルギー陽電子を用いた、電子-陽電子プラズマの実現に向けた実験研究について紹介する。

### 1. はじめに

相対論的電子-陽電子プラズマはブラックホール、パルサー等の天体における高エネルギー現象と関係があるため古くから計算機シミュレーションも含めて理論的に研究されてきた[1-3]。そのため、高エネルギーの電子-陽電子プラズマを実験的に研究しようという試みは古くから存在した。加速器で得られる高エネルギー電子ビームを高Z標的に入射して生じるガンマ線は電子-陽電子の対生成をするので、これを磁気ミラーに閉じ込めようとする方法が提案されたり[4]、加速器で生成される放射性同位元素(<sup>19</sup>Ne)のガスを直接磁気ミラー中に導入し高エネルギーの陽電子を閉じ込める実験がなされた[5]。いずれも高エネルギー電子-陽電子プラズマの実現には至らなかったが、最近になって高強度レーザーを用いて相対論的電子-陽電子プラズマが実験的に生成されたとの報告があり[6]、実験室宇宙物理と称される高強度レーザーを用いた相対論的プラズマの研究分野は世界的にも活況を呈している。

一方で低エネルギーの陽電子を得るために、金属(Cu, W, Ni)の単結晶や多結晶、希ガス固体(Ne, Ar, Kr, Xe)等、種々の減速材がその形

状(透過型, 反射型等)も含めて精力的に研究された[7]ことやバッファーガス冷却[8]の研究が進んだこともあり、1990年代中ごろには放射性同位元素を用いて非中性陽電子プラズマが実現され[9]、反水素原子の生成に利用されている。しかしながら、異なる電荷をもつ荷電粒子群(プラズマ)を同時に閉じ込めることの難しさから今のところ低エネルギーの電子-陽電子プラズマ実験を実現するには至っていない。

通常の電子-イオンのプラズマは粒子の質量が異なるため複雑な分散特性を示すが、粒子質量の等しいプラズマ、いわゆるペアプラズマでは分散関係は単純になる。一方で、電子-イオンプラズマでは見られない特性を示すことが種々の理論研究で示唆されている[10-19]。これまでのところ実験的にはフラーレンのペアプラズマ(C<sub>60</sub><sup>-</sup> - C<sub>60</sub><sup>+</sup>)でいくつかの静電振動が計測されたものの[20-22]、それ以外の実験検証は皆無であることから、電子-陽電子プラズマを実現してさらなる研究を進める試みがなされている。

ここでは、大量の低エネルギー陽電子を用いた電子-陽電子プラズマ実現に向けた研究のうち、磁気ミラーを用いたものと磁気双極子を用いたものについて、低エネルギー陽電子の生成方

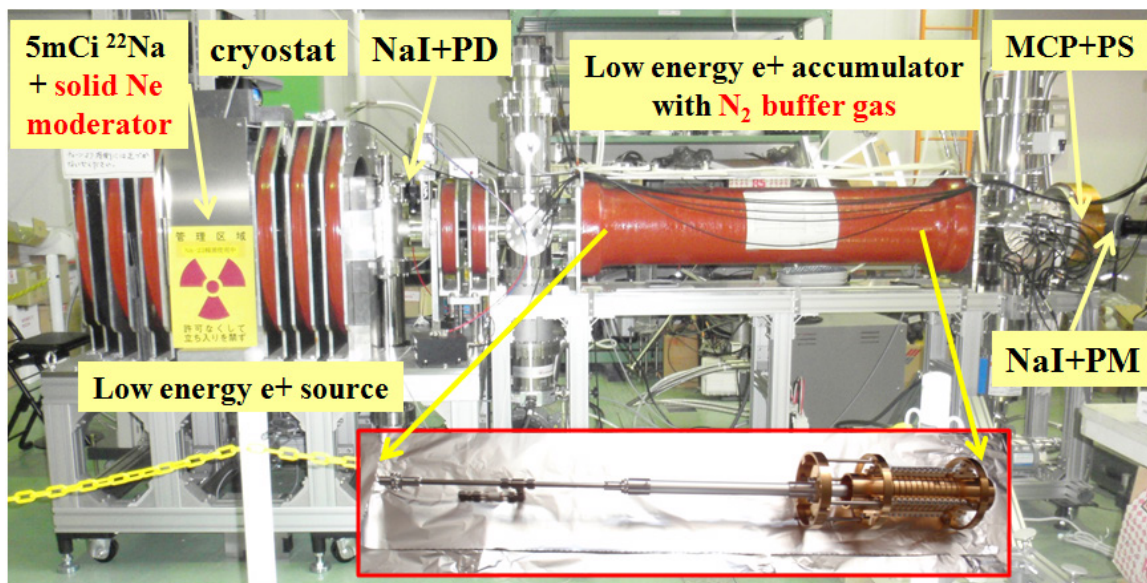


図 1: 低エネルギー陽電子蓄積装置の概観. 左側の陽電子源(磁場約 300 G)と右側の陽電子蓄積器(磁場約 900 G)はゲートバルブで区切られている. 蓄積装置の中にはガスセル付きの multi-ring trap (赤棒内)が設置されている.

法も含めて紹介する.

## 2. 磁気ミラーを用いた陽電子閉じ込め

低エネルギーの電子-陽電子プラズマを実現するための方法はいくつか考えられるが, 本節では著者(檜垣)の携わっている小型磁気ミラー装置を使った方法について紹介する. すでに一様磁場中の Penning – Malmberg trap で低エネルギー非中性陽電子プラズマが実現されているので[9], これを利用するのが得策である.

### 2.1 低エネルギー陽電子蓄積器

本研究では理化学研究所との共同研究として,  $^{22}\text{Na}$  放射性同位元素 (~5 mCi) と固体 Ne 減速材, さらに窒素ガスによるバッファガス冷却を用いた低エネルギー陽電子蓄積装置(図 1)を整備した[23]. これは基本的には UCSD の C. M. Surko 氏らによって開発されたものと同様仕様の装置である. また, 同様の装置は CERN AD で反水素生成実験を行っている全てのグループで使われている.

放射性同位元素から放出される陽電子は通常 ~500 keV 以下に連続スペクトルをもつ高エネルギー陽電子であるため, 低エネルギー陽電子を得るためには減速材が必要となる. 減速効率が一番優れている (> 2%) とされる固体 Ne 減速

材を用いるために図 2 に示したような低エネルギー陽電子源を用意した. これは到達温度 4 K 以下のクライオスタットの第 2 ステージに絶縁体(窒化アルミ)を挟んで放射性同位元素 ( $^{22}\text{Na}$ ) の密封線源のホルダーを設置したものである. 図 2 の黄色の点線はクライオスタットの第 1 ステージからの熱シールドを意味している.

この陽電子源はクライオスタットが ~4 K のとき, 真空度  $p < 3.7 \times 10^{-10}$  Torr であり, これに Ne ガスを  $\sim 4 \times 10^{-3}$  Torr で 150 秒程度導入して密封線源の表面ならびに線源ホルダーのコーン内面に

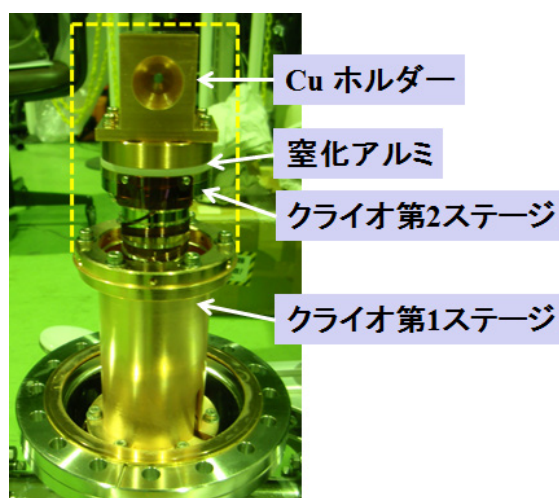


図 2: 約 4K の到達温度をもつクライオスタットの 2nd ステージに絶縁体(窒化アルミ)を挟んで放射性同位元素 ( $^{22}\text{Na}$ ) の密封線源のホルダーが設置されている. [23]

固体 Ne 減速材を形成する。これにより、 $3 \times 10^5$  e+/s の低エネルギー陽電子が得られるようになる。さらに、蓄積器側のガスセル経路で窒素ガスを導入しバッファーガス冷却をすることにより、低エネルギー陽電子を蓄積し、パルスとして引き出すことが可能になる。

## 2.2 磁気ミラーを用いた陽電子閉じ込め

「はじめに」で少し述べたが、磁気ミラーを用いた高エネルギー荷電粒子 ( $> 1$  kV) の閉じ込めは、核融合プラズマの閉じ込め研究の影響もあり、古くから行われてきた。磁気ミラーを用いた荷電粒子閉じ込めでは、荷電粒子のエネルギーによらず異符号の荷電粒子を同時に閉じ込めることが容易である。一方で、断熱不変量である磁気モーメント(プラズマ分野では荷電粒子のサイクロトロン運動によるものを指す)

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

による閉じ込めであるため閉じ込め時間が短いのが短所である ( $m$ : 粒子質量,  $v_{\perp}$ : 磁力線垂直方向の速度成分,  $B$ : 磁束密度)。プラズマや磁場のパラメーターに依存するが典型的に閉じ込め時間はミリ秒の程度と考えるとよい。

過去には、磁気ミラー中に W で減速された低エネルギー陽電子を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もある[24]。 $10^4$  個ほどの陽電子を蓄積できたが加熱のせいでエネルギーが 9 keV であったためプラズマとしての現象を計測するには至らなかった。余談だが、陽電子を用いた原子物理実験で磁気ミラーとサイクロトロン共鳴加熱が利用された例として S. Chu と A. P. Milles, Jr. によるポジトロニウムの  $1^3S_1 - 2^3S_1$  遷移に対するレーザー分光がある[25]。

さて、一様磁場中の Penning – Malmberg trap で蓄積される陽電子数が  $10^8$  個程度であることを考慮すると、実現される電子-陽電子プラズマの体積はなるべく小さく(密度が高く)、温度は低いのが望ましい。それによってデバイ長がより短くなり、プラズマとしての特性を示しやすくなる。

そこで、磁気ミラーの体積はなるべく小さく、サイクロトロン共鳴加熱を適用する必要がないよう

にすることを考慮して、図 3 (a) のような小型磁気ミラー装置を開発した[26]。図 3 (b) は中心軸上での磁束密度を示しており、磁気ミラー比は  $R = B_{\max} / B_{\min} \sim 5$  である。これは閉じ込められたプラズマの空間電位を無視すると、速度空間で約 90% 程度の粒子を閉じ込められることを意味している。この装置の最大の特徴は磁気ミラーの内

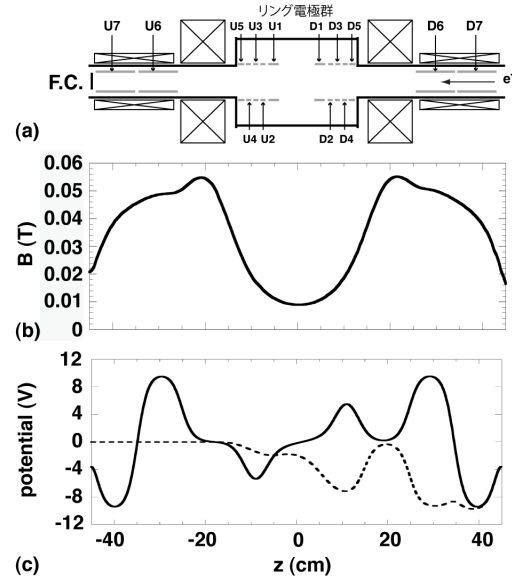


図 3: (a) 小型磁気ミラー装置の模式図. (b) 中心軸上における磁束密度の大きさ. (c) 中心軸上における電位の分布例. [26]

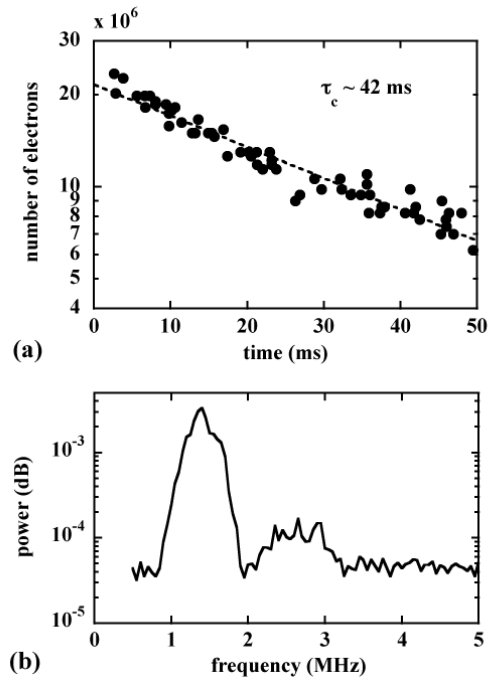


図 4: (a) 磁気ミラー閉じ込めでの電子の閉じ込め時間は 40 ms 程度. (b) 10 ms の時点で観測された軸方向のプラズマ振動の例. [26]



側と外側にリング状の電極を多数設置することにより、装置内部に電位を形成できるようにしたことである。これにより、サイクロtron共鳴加熱を用いなくても磁力線に沿って入射した低エネルギー ( $< 10 \text{ eV}$ ) の陽電子パルスビームを直接閉じ込めることが可能になる。また、これらの電極は閉じ込められたプラズマの振動を測定するのにも有用となる。

実はこのような磁気ミラー閉じ込め装置で低エネルギーの非中性プラズマを閉じ込めた実験例がなかったため、電子-陽電子プラズマ閉じ込めに用いることが可能かどうかを調べるところから始めることになった。実験手順としてはまず電子銃から数 eV の電子を入射し、磁気ミラー内側に用意した調和ポテンシャルに  $10^8$  個程度の電子を閉じ込める(図 3 (c)実線参照)。ちなみに真空度は  $2 \times 10^{-10}$  Torr 程度で、調和ポテンシャルでの閉じ込め時間は磁場勾配中ではあるが 100 秒を超える値が計測された。

磁気ミラーによる閉じ込め時間測定の際には電子を入射して数秒後に、全ての電位を 0 V にして磁気ミラー閉じ込めを開始する。磁気ミラー閉じ込めを開始した時刻を  $t = 0 \text{ ms}$  として横軸に時間、縦軸に電子数をプロットしたのが図 4 (a) である。電子数は磁気ミラー閉じ込め開始後一定の時間経過したのち、電極に電位を与えて(図 3 (c)点線参照)磁気ミラー内部の電子を磁力線に沿ってファラデーカップに射出することにより測定している。

結果として、磁気ミラーによる閉じ込め時間は 40 ms 程度と必ずしも長くないが、10 ms の時点での磁力線方向の荷電粒子群の振動を測定してみると図 4 (b)にピークとして見られるように、数 MHz の静電振動が計測された。つまり、閉じ込め時間としては短いながらも、プラズマ振動を測定するには十分長いということで、同程度の数の陽電子を閉じ込めることができれば電子-陽電子プラズマの実験が可能になると考えられる。

そこで、次の段階としてはこの低エネルギー陽電子蓄積装置と小型磁気ミラー閉じ込め装置を接続して、蓄積された陽電子を磁気ミラー装置に輸送することになる。前出の理化学研究所に設置した低エネルギー陽電子蓄積装置は現

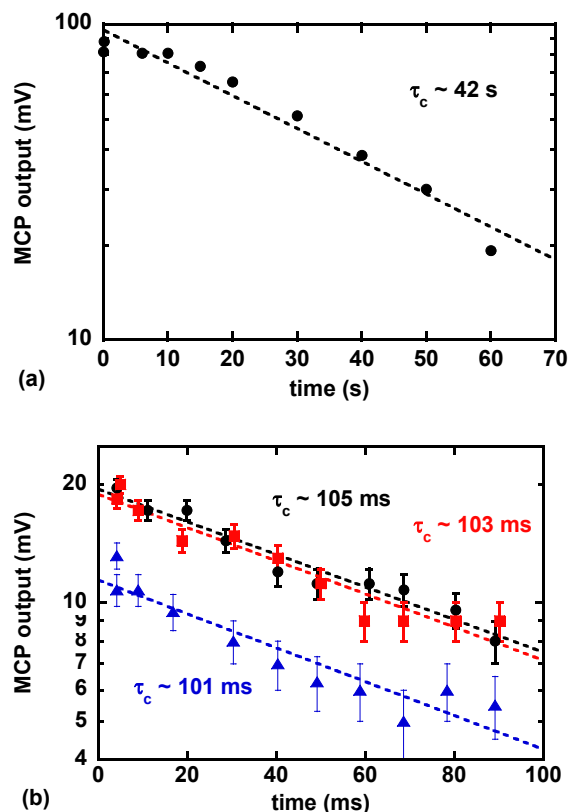


図 5: (a) 磁気ミラー内部の調和ポテンシャルで陽電子を閉じ込めた場合. (b) 低エネルギー陽電子を 5 秒間調和ポテンシャルで閉じ込めた後に磁気ミラーでの閉じ込め時間を測定した例.

状、120 s の蓄積で  $2 \times 10^6$  程度の陽電子を蓄積することに成功しており、蓄積装置からの陽電子パルスのエネルギーは 3 eV 以下で、パルス幅は 10  $\mu\text{s}$  弱であることが確認された。また、蓄積された陽電子の 8 割程度は磁気ミラー装置に捕獲されることが確認された。

そこで、まずは電子の場合と同様に陽電子の閉じ込め時間を測定してみた結果が図 5 である。磁気ミラー中の調和ポテンシャルで閉じ込めたのが図 5 (a)で、閉じ込め時間は 40 秒程度となっている。閉じ込め時間が電子に比べて短いのは、陽電子入射時にバッファガスの窒素ガスが流入し真空度が 1 桁ほど劣化するせいであると考えられる。一方で、図 5 (b)に示したように、磁気ミラーによる陽電子の閉じ込め時間は 100 ms 程度となり電子の場合より長い値が計測された。詳細は検討を要するが、陽電子数が電子数より少ないため空間電荷による閉じ込め時間の劣化の影響が少なくなったと考えられる。

以上、小型磁気ミラー閉じ込め装置を用いた陽電子の閉じ込めの現状について紹介した。すでに電子入射用の電子銃も設置しているので、今後は蓄積粒子数を改善しつつ電子と陽電子の同時閉じ込め実験を進めていく予定である。

### 3. 磁気双極子を用いた陽電子閉じ込め

電子と陽電子を同時にプラズマとして閉じ込め可能な磁場配位として、ミラー配位の他に、端部を持たないトロイダル配位が考えられる。マックスプランク・プラズマ物理研究所 (IPP) では、ステラレータ[27]及びダイポール磁場配位[28]を使用して電子-陽電子プラズマの生成を目指す基礎研究を進めている[29]。本節では IPP でのペアプラズマ実験の現状について、特にダイポール磁場への陽電子入射実験を中心に報告する。

#### 3.1 NEPOMUC を用いた陽電子実験計画

本研究はミュンヘン工科大学 (TUM) と共同で、TUM の原子炉中性子源 FRM II に付随した NEPOMUC (NEutron-induced POSitron source MUniCh) 陽電子源[30]を使用して実施している。NEPOMUC の低速陽電子生成部は、Cd コンバータと Pt 構造物から構成されている。Cd 中での熱中性子捕獲後に放射される即発ガンマ線は、Pt 箔中で電子-陽電子ペアを対生成する。Pt は対生成の断面積が W と比較して大きく高い変換率が得られると共に、陽電子に対して負の仕事関数(-1.95 eV)を持ち、単色ビームを生成する減速材としても機能する。Pt 構造物中で生成、減速された陽電子は電気レンズにより収束され、6 mT のガイド磁場中でエネルギー可変の低速ビームとして引き出される。引き出された陽電子

ビームは直接実験に供される(primary beam, 通常 1 keV)他に、W(100)単結晶の反射型減速材によりさらに低エネルギービーム(remoderated beam, 200 eV 以下)へと変換される。近年の Cd コンバータの構造変更や、中性子捕獲の大きな断面積を持つ  $^{113}\text{Cd}$  比率を 80%まで向上する等の改善により、NEPOMUC では  $10^9$  /s (1 keV 時) 台の陽電子ビームを定常的に発生可能となっている[31]。NEPOMUC では、大強度の低速陽電子ビームを活用して PLEPS (Pulsed low energy positron system), CDBS (Coincident Doppler broadening spectrometer), PAES (Positron annihilation induced Auger-electron spectrometer), 及び SPM (Scanning positron microscope)のビームラインが稼働しており、SPM ポートでは four-dimensional positron age-momentum correlation (4-D AMOC)計測[32]が実施されている。ペアプラズマを目指す IPP の実験は、open beam port と呼ばれる汎用実験ポートを使用して実施されている。

IPP のペアプラズマ実験の計画全体図を図 6 に示す[29]。本計画では、電荷符号に依存しない閉じ込めが可能なトロイダル配位でペアプラズマを生成する事を目指している。近年、ステラレータやダイポール磁場配位を用いた非中性プラズマの安定閉じ込めが実現され[27, 28]、東京大学の RT-1 では純電子プラズマの 300 秒以上の捕獲が実現された。ステラレータとダイポールは、外部コイルの作り出す磁場のみで閉じた磁力線を生成可能なトロイダル配位であり、低密度の反物質プラズマの生成に適している。これらのうち、IPP では比較的構造が単純かつ軸対称性を持つダイポール磁場配位を用いた実験から開始する計画であり、その概念図が示されている。

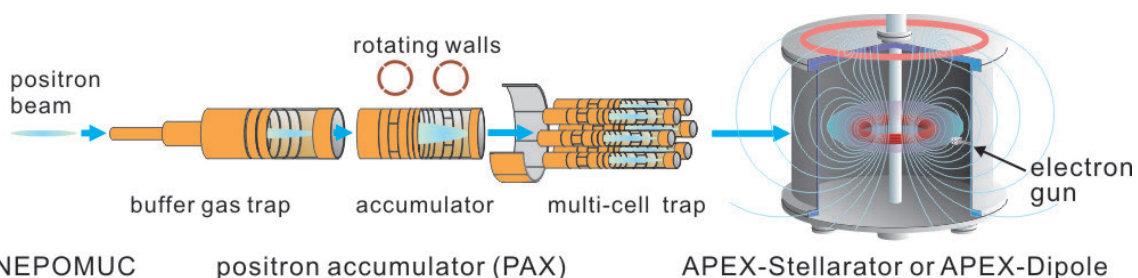


図 6: IPP の電子-陽電子プラズマ実験の計画全体図。NEPOMUC からの陽電子ビームは直線型配位で捕獲蓄積後に高速で引き出され、ステラレータまたはダイポール配位で電子と同時に閉じ込められる。

純磁場閉じ込めが可能なトロイダル配位では、原理的に電子と同様に陽電子の良好な閉じ込めが可能である一方で、磁力線を横切る粒子入射を高効率で実現する必要がある。プラズマ現象を発現させるためには、トロイダル配位に  $10^{10}$  程度以上の電子及び陽電子を閉じ込める必要がある。これは特に、線源強度が限定される陽電子の場合には容易な課題ではない。強い非一様性を持つダイポール磁場配位では、揺動を伴う内向き輸送を介してプラズマの自己組織化[28]が実現される。しかし、ビーム強度の限定される陽電子の場合、少なくとも自己電場が非常に小さい入射初期には、このような集団的効果による強磁場領域への輸送は期待出来ない。このため、外部電場による陽電子のドリフト入射や、中性のポジトロニウムを生成して閉じ込め領域でレーザーによる光電離により電子-陽電子対を生成する手法が検討されている[29]。

十分な陽電子数を確保するために、NEPOMUC から供給される陽電子を直線型配位において減速捕獲し、蓄積された大量の陽電子を高速で引き出し、トロイダル配位におけるプラズマ実験に供する計画である。陽電子の捕獲蓄積方法としては、前節のミラー配位における実験と同様に、バッファーガスとして窒素ガスを用いたガスセルにより陽電子ビームを減速し、マル

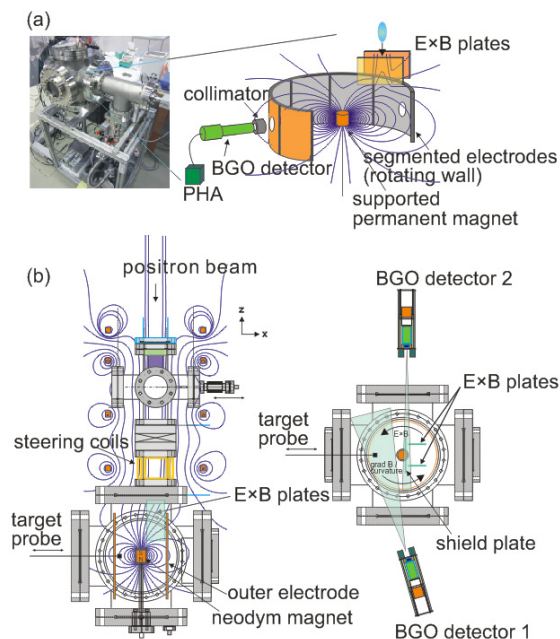


図 7: NEPOMUC における永久磁石を用いた陽電子入射実験の(a)概念図と(b)計測器等の配置図。

チセル化した Penning-Malmberg トラップ中[33]に捕獲する計画を、カリフォルニア大学サンディエゴ校(UCSD)の Surko グループと検討している。

超伝導コイルを用いたトロイダル閉じ込め配位による陽電子実験に先立ち、IPP Greifswald では電子及び陽電子を使用した基礎実験が実施された。単一セルによる直線型トラップにおける実験では、純電子プラズマの長時間閉じ込めや静電モードを用いた計測[34]、また  $^{22}\text{Na}$  放射線源とバッファーガスを用いた低速陽電子源を使用して、蛍光板等を用いた陽電子を含む荷電粒子計測の基礎実験[35]が行われた。

### 3.2 NEPOMUC における陽電子実験

前節で述べた通り、トロイダル配位で反物質プラズマを生成するためには、高効率の陽電子入射を実現する事が鍵となる。ダイポール磁場への最適な陽電子入射法を開発する事を目指して、NEPOMUC 陽電子源においてビーム特性の詳細な計測[36]と  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフト[37]による入射実験[38]を進めている。直線型配位における陽

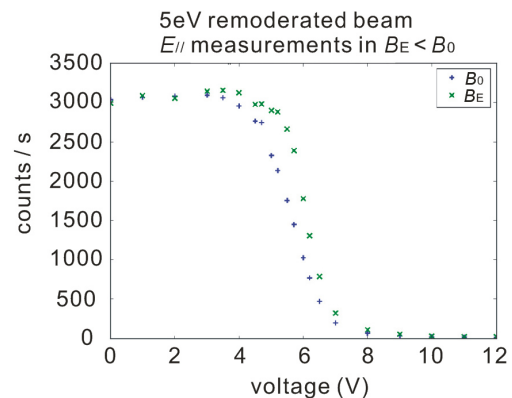


図 8: 一様磁場 ( $B_0$ ) と非一様磁場 ( $B_E$ ) の RFA によるビームのエネルギー拡がりの計測例。



図 9: MCP による 5 eV 陽電子ビームの計測例。

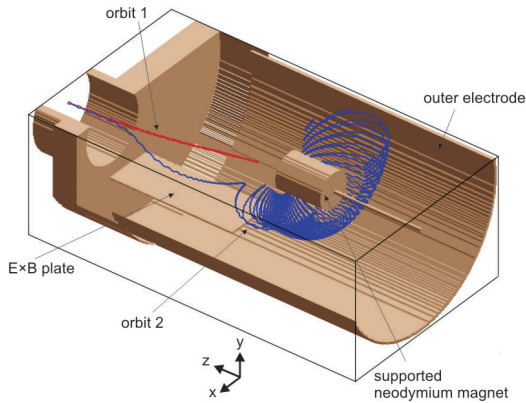


図 10: 陽電子軌道. 電場印加時 (orbit2),  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより閉じ込め領域へとガイドされる.

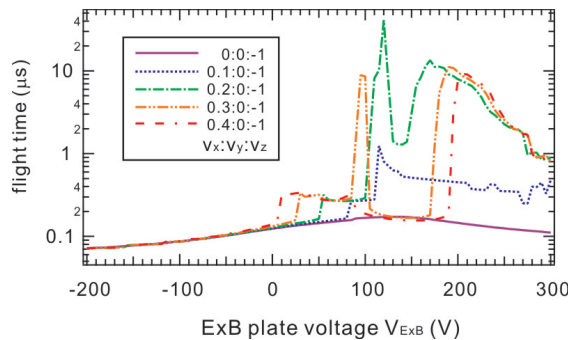


図 11: 入射後に再結合により消滅するまでの陽電子の飛行時間の数値計算結果[38].

電子入射や冷却実験の場合と同様に、トロイダル配位への入射効率は、陽電子ビームのビーム径や強度、エネルギー拡がり等の様々なパラメータに強く依存する。このため入射実験に先立ち、磁場強度可変型の静電エネルギー分析器 (RFA) により、open beam port における各種エネルギーの陽電子ビームの強度及び縦横方向のエネルギー拡がりの計測実験を行った[36]。図 8 と 9 に、RFA によるエネルギー分布と MCP による計測例を示す。5 eV 陽電子ビーム径 (FWHM) は 5 mm 以下であり、エネルギー拡がりは 2 eV 以下である。

陽電子入射実験は、図 7 に示す永久磁石を用いた小型ダイポール磁場装置を使用して実施している。NEPOMUC のビームラインに接続された真空容器内には、表面磁場強度 0.6 T のネオジウム磁石が機械的に支持されている。図 10 に示す通り、陽電子は外部電場印加による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより閉じ込め領域内へとガイドされる。外部電場を与えない場合には、陽電子は磁力線に沿って永久磁石表面への衝突またはミラー反射

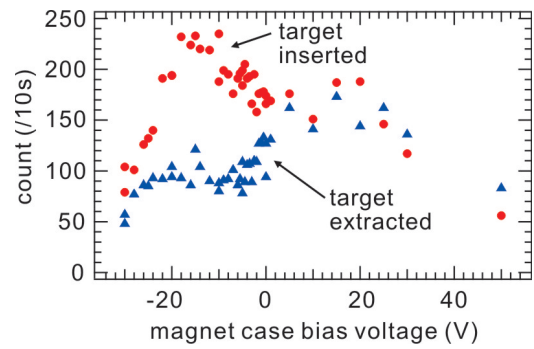


図 12: ターゲットで観測される消滅ガンマ線の、永久磁石バイアス電圧依存性[38].

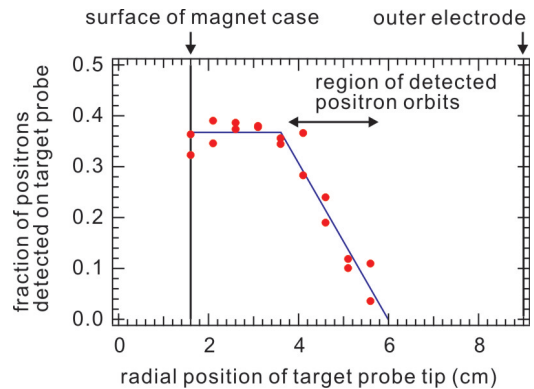


図 13: 異なる径方向位置のターゲットで計測した陽電子電流. 入射ビーム電流により規格化[38].

により失われる。磁力線垂直方向に適切な電場を与える事により、陽電子は磁力線を横切り閉じ込め領域へと輸送され、ダイポール磁場中で周回運動が可能になる。トロイダル方向に 180°離れ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、陽電子の消滅ガンマ線や電流を直接計測する事により入射効率の評価を行う。

図 11 に示す通り、閉じ込め領域へと効果的な入射を実現し長い飛行長を得るための条件は、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  電極電圧に加えて陽電子の初期位置、ビーム径や縦横方向のエネルギー拡がり等の様々なパラメータに強く依存する。また、トロイダル周回運動中の損失を防ぐためには、適切な電圧印加により磁石表面や外周電極での再結合を抑制する必要がある。粒子軌道計算に基づいて、ステアリングコイルによるビーム位置の調整や永久磁石及び外周電極の電圧の最適化を行った上で、5 eV の陽電子ビームを使用して得た入射実験結果を図 12 に示す。ターゲットプローブを外周から閉じ込め領域に導入する事で、閉じ込め領域で観測されるカウント数が増大して

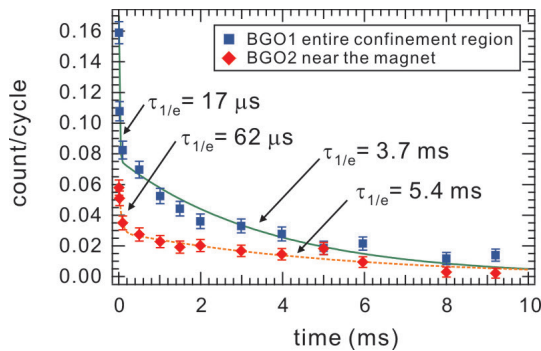


図 14: 入射された陽電子の閉じ込め時間[38].

おり、有意な割合の陽電子が閉じ込め領域に入射された事を示している。図 13 は、ターゲットで検出される陽電子電流を、ターゲットの径方向位置を変えながら計測した結果である。縦軸の電流値は、ビームライン上流で計測した入射前の総電流値により規格化されており、陽電子ビームは、40%弱の比較的高い効率でドリフト入射されている。なお、最近の実験では、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト法を外周電極のバイアスによる静電場と組み合わせる事により、さらに高効率の入射が実現されている。

図 14 は、永久磁石式ダイポール磁場トラップに入射された陽電子の閉じ込め時間である。NEPOMUCからのビーム入射を  $t = 0$  s に停止し、 $t = \Delta t$  から  $\Delta t + 10$  ms まで、閉じ込め領域の全域及び永久磁石近傍で消滅ガンマ線のカウント数を計測した。不正電場の影響を抑制するために、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  電極のバイアス電圧は  $t = 0$  s に接地している。カウント数の減衰には複数の時定数が存在し、陽電子のトロイダル周回時間 ( $10 \mu\text{s}$ ) と同オーダーの早い減衰と、ms オーダーの緩やかな減衰が観測される。この事は、一部の陽電子が、閉じ込め領域内部で多数周回運動する安定な軌道へと入射された事を示している。

以上、NEPOMUCの陽電子ビームを用いたダイポール磁場配位への入射と閉じ込めの初期実験結果について報告した。永久磁石や外周電極のバイアス電圧の最適化による閉じ込めの改善や、パンチ化されたビームの使用により閉じ込め陽電子数を改善する事が今後の課題である。また、超伝導マグネットを用いた磁気浮上式ダイポール磁場配位を核融合科学研究所と共同開発中であり、浮上系や巻線の製作を進めて

いる。今後、新トロイダル配位及び蓄積装置を使用して、ペアプラズマ生成を目指す予定である。

#### 4. まとめ

本稿では、大量の低エネルギー陽電子を用いた磁場閉じ込めによる電子-陽電子プラズマ生成を目指す実験研究について紹介した。現状、理論研究が先行してはいるもののプラズマとしては非常に興味深い研究対象であることから実験研究を展開するために様々なアプローチが進展している。

磁気ミラーを用いた電子-陽電子プラズマの閉じ込めでは、図 3 (a), (c)に示したように磁気ミラーの外側にも電極を配置しており、いわゆるプラグ電位を形成できるようにしてある。電子の閉じ込めではこれにより閉じ込め時間を 300 ms 程度に改善できることが確認されており、閉じ込めた荷電粒子同士の衝突や残留ガスとの衝突が無視できる状況では電子-陽電子プラズマの閉じ込め改善につながると考えられる。また、磁気ミラー内部のリング電極の一部は方位角方向に分割されており、いわゆる回転電場を用いて調和ポテンシャルに閉じ込めたプラズマの高密度化が可能になっている。将来的にはこれらの技術も駆使して電子-陽電子プラズマの実現を目指していく予定である。

一方、IPPの磁気双極子を用いたアプローチでは、NEPOMUCの陽電子ビームを直線型配位への一時的貯蔵を経て、純磁場閉じ込めの可能なトロイダル配位でペアプラズマ生成を目指している。永久磁石を用いたプロトタイプ装置の実験により、ダイポール磁場の閉じた磁力線内部への高効率入射が実現され、また ms オーダーの閉じ込めが観測された。今後、直線型陽電子蓄積装置と磁気浮上式ダイポール磁場装置の開発を進め、高密度トロイダル陽電子プラズマの生成と、電子との同時閉じ込めによるペアプラズマ生成を目指す計画である。

#### 謝辞

理化学研究所における低エネルギー陽電子蓄積実験ならびに小型磁気ミラー閉じ込め装置を用いた電子-陽電子閉じ込め実験は JSPS 科

研費基盤研究(B) 24340142 の支援を受けた。  
IPP の研究活動は, P. Helander, H. Niemann, L. Schweikhard, C. Piochacz, M. R. Stoneking, C. M. Surko, J. R. Danielson, 柳長門の各氏(敬称略)と共同で実施し, 研究の一部は, JSPS 科研費若手研究(A) 25707043 の支援を受けた。

## 参考文献

- [1] J. Sakai and T. Kawata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **49**, 747 (1980).
- [2] M. C. Begelman, D. Blandford, and J. Rees, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 255 (1984).
- [3] P. Goldreich and W. H. Julian, *Astrophys. J.* **157**, 869 (1969).
- [4] V. Tsytovich and C. B. Wharton, *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **4**, 91 (1978).
- [5] G. Gibson, W. C. Jordan and E. J. Lauer, *Phys. Fluids* **6**, 116 (1963).
- [6] G. Sarri, K. Poder, J. M. Cole *et al.*, *Nat. Commun.* **6**, 6747 (2015).
- [7] P. J. Schultz and K. G. Lynn, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 701 (1988).
- [8] T. J. Murphy and C. M. Surko, *Phys. Rev. A* **46**, 5696 (1992).
- [9] R. G. Greaves and C. M. Surko, *Phys. Plasmas* **4**, 1528 (1997).
- [10] N. Iwamoto, *Phys. Rev. E* **47**, 604 (1993).
- [11] G. P. Zank and R. G. Greaves, *Phys. Rev. E* **51**, 6079 (1995).
- [12] M. W. Verdon and D. B. Melrose, *Phys. Rev. E* **77**, 046403 (2008).
- [13] W. M. Moslem, *Phys. Plasmas* **18**, 032301 (2011).
- [14] P. K. Shukla, B. Eliasson, and L. Stenflo, *Phys. Rev. E* **84**, 037401 (2011).
- [15] C. -S. Jao and L. -N. Hau, *Phys. Rev. E* **86**, 056401 (2012).
- [16] E. Saberian and A. Esfandyari-Kalejahi, *Phys. Rev. E* **87**, 053112 (2013).
- [17] C. -S. Jao and L. -N. Hau, *Phys. Rev. E* **89**, 053104 (2014).
- [18] P. Helander, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 135003 (2014).
- [19] D. Chatterjee and A. P. Misra, *Phys. Rev. E* **92**, 063110 (2015).
- [20] W. Oohara, D. Date, and R. Hatakeyama, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 175003 (2005).
- [21] W. Oohara and R. Hatakeyama, *Phys. Plasmas* **14**, 050704 (2007).
- [22] W. Oohara, Y. Kuwabara, and R. Hatakeyama, *Phys. Rev. E* **75**, 056403 (2007).
- [23] H. Higaki, C. Kaga, K. Nagayasu, H. Okamoto, Y. Nagata, Y. Kanai, and Y. Yamazaki, *Non-Neutral Plasma Physics IX*, edited by Y. Soga, A. Sanpei, and H. Himura, *AIP Conf. Proc.* **1668**, 040005 (AIP, Melville, NY, 2015).
- [24] H. Boehmer, M. Adams and N. Rynn, *Phys. Plasmas* **2**, 4369 (1995).
- [25] S. Chu and A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1333 (1982).
- [26] H. Higaki, S. Sakurai, K. Ito, and H. Okamoto, *Appl. Phys. Express* **5**, 106001 (2012).
- [27] T. Sunn Pedersen and A. H. Boozer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 205002 (2002).
- [28] Z. Yoshida, H. Saitoh, J. Morikawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 235004 (2010).
- [29] T. Sunn Pedersen, J. R. Danielson, C. Hugenschmidt *et al.*, *New J. Phys.* **14**, 035010 (2012).
- [30] C. Hugenschmidt, C. Piochacz, M. Reiner, and K. Schreckenbach, *New J. Phys.* **14**, 055027 (2012).
- [31] C. Hugenschmidt, H. Ceeh, T. Gigl *et al.*, *J. Phys. Conf. Ser.* **505**, 012029 (2014).
- [32] U. Ackermann, B. Löwe, M. Dickmann *et al.*, *New J. Phys.* **18**, 113030 (2016).
- [33] J. R. Danielson, N. C. Hurst, and C. M. Surko, *Non-Neutral Plasma Physics VIII*, 101 (2013).
- [34] H. Niemann, Master's Thesis, Ernst-Moritz-Armdt-Universität Greifswald (2015).
- [35] E. V. Stenson, U. Hergenbahn, M. Stoneking,

and T. Sunn Pedersen, to be published.

[36] J. Stanja, U. Hergenhahn, H. Niemann *et al.*,  
Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A **827**,  
52 (2016).

[37]  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトとは電場  $\mathbf{E}$  と磁束密度  $\mathbf{B}$  の  
直交する成分が存在するときに荷電粒子が  
その電荷の符号によらず速度

$$\mathbf{v}_d = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

でドリフトすることをいう。

[38] H. Saitoh, J. Stanja, E. V. Stenson *et al.*,  
New J. Phys. **17**, 103038 (2015).

## 「原子衝突のキーワード」

### 電子相関 (Electron Correlation)

“相関関係”を手元の辞書で引いてみると、“二つのものが密接にかかわり合い、一方が変化すれば他方も変化するような関係(小学館, デジタル大辞泉)”とあります。“二つのもの”として2つの電子を考えますと, 電子間には相互作用がありますので2つの電子の運動は相関します。相関するのが当たり前なら, これにわざわざ“電子相関”なる名前を付けてもあまり面白くありません。しかし, “相関しない電子”がもしあれば, そして, 相関しないことが普通であるならば, “電子相関”は大いに興味深い議論の対象になります。

原子や分子の中の電子1個に着目しその電子が他の電子や原子核の作る平均的な場の中で他の電子とは無関連に独立に運動すると仮定できるとしましょう。これを独立粒子モデルといいます。このとき電子の1電子状態を定義することができて, 1電子軌道関数 $\varphi_k(\mathbf{r})$ で書けます。ここで,  $k$ は1電子状態の量子数で必要ならスピンも考慮します。そして $\mathbf{r}$ は電子の位置座標です。電子に $i = 1, 2, \dots, N$ までの番号をつけ $N$ 電子系の波動関数 $\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ を次のように表します。

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = A \prod_{i=1}^N \varphi_{k_i}(\mathbf{r}_i) \quad (1)$$

ここで,  $A$ は反対称化演算子です。系のハミルトニアンを $H$ とすると, 系のエネルギー期待値は $\langle \Phi | H | \Phi \rangle$ で与えられますが,  $\langle \Phi | H | \Phi \rangle$ の $\Phi$ についての1次変分の停留条件からハートレー-フォックの解が得られます。このときのエネルギー期待値を $E_{HF} = \langle \Phi | H | \Phi \rangle$ としましょう。

$H$ が閉殻原子のハミルトニアンならば $\varphi_k(\mathbf{r})$ を導く1電子演算子 $F$ の固有値方程式

$$F\varphi_k(\mathbf{r}) = \epsilon_k\varphi_k(\mathbf{r}) \quad (2)$$

が得られます。 $F$ はFock演算子と呼ばれ, 形式的にはありますが1電子演算子で, 電子は $F$ の下で互いに独立に運動します。つまり相関しません。厳密な証明は無いのですが, 閉殻原子以外の一般の電子系に対してこの考え方を適用しても概ね差支えがないと考えられています。

このようにして互いに相関しない電子で構成される電子系のモデルが与えられますと, “モデル

の下での電子”の間の相関が電子相関として議論され得ることになります。Löwdin [1]によれば, 電子相関エネルギー $E_{corr}$ は正しいエネルギー値 $E_{exact}$ と $E_{HF}$ の差

$$E_{corr} = E_{exact} - E_{HF} \quad (3)$$

で与えられます。1例を挙げると, ヘリウム原子の基底状態においては $E_{corr}$ は $E_{exact}$ の1.5%程度になります[2]。電子間相互作用のエネルギーの主だった部分はハートレー-フォック近似で取り込んでいるので, 電子間相互作用のうち独立粒子モデルには取り込めない部分が電子相関の効果ということになります。

波動関数 $\Phi$ を構成する1電子軌道関数の組を電子配置と言いますが, 2つの軌道 $\varphi_j$ と $\varphi_k$ を選び, 例えば, 励起軌道 $\varphi_p$ と $\varphi_q$ にそれぞれ置き換えて新しい電子配置を作ります。対応する波動関数を $\Phi_{pq}$ としましょう。対称性が許せば配置間相互作用 $\langle \Phi | H | \Phi_{pq} \rangle$ は0でない値をとり, 電子系の波動関数は $\Phi$ と $\Phi_{pq}$ の線形結合で表されます。 $\varphi_j \rightarrow \varphi_p$ に並行して, すなわち相関して $\varphi_k \rightarrow \varphi_q$ の変化が起きる際の電子状態の変化を評価できます。電子相関はしたがって配置間相互作用で評価できることがわかります。

“電子相関”という言葉は実際には上記の定義より広く解釈されて使われているようで, 例えば, 原子や分子の自動電離やオーグメント過程等, 脱励起とイオン化が同時に起こる過程も電子相関による効果と理解されています。

電子相関は独立粒子モデルからのずれであるとするのはわかりやすいのですが, 問題もあります。式(1)の $\Phi$ を与える電子配置は任意に選べます。議論の余地は残りますが, 内殻励起状態の電子配置であっても構いません。1電子軌道関数 $\varphi_k(\mathbf{r})$ は同じ量子数を持つ軌道でも選んだ電子配置毎に異なります。電子相関効果の議論の際にはこの点に十分留意することが必要です。克服する議論もあります。別の機会にご紹介できればと思います。

(上智大学 小池文博)

### 参考文献

- [1] P.-O. Löwdin, Int. J. Quant. Chem. **55**, 77 (1995).
- [2] 藤永茂著 “分子軌道法” 岩波 (1980)



## 「原子衝突のキーワード」

### 光渦 (Optical Vortex)

光の伝播を記述する波動方程式を近軸近似のもとに解くと、光ビームは直交座標系ではエルミート・ガウスモード、円筒座標系ではラゲール・ガウスモードで表される。後者は螺旋状の波面を持ち、軌道角運動量を運ぶ特異な性質を有する光ビーム「光渦」の典型例である。光渦の一般的な定義は、断面中心に位相特異点を持ち波面が螺旋形状となる光ビームと言えよう。その最大の特徴は、円偏光に対応するスピン角運動量とは別に光が軌道角運動量を持つ性質である。光渦の断面内では位相が方位角に応じて  $0$  から  $2\pi$  まで変化することに対応して、光が  $1$  光子あたり  $1\hbar$  の軌道角運動量を持つことが知られている [1]。また断面中心が位相特異点であるため、光渦は中央部が強度ゼロのリング状のビーム形状を有することも大きな特徴である。

光渦はどのように生成されるのであろうか？可視から近赤外の波長域では光学素子が利用できる。ガウスモードのレーザー光に対して波面操作を施し、螺旋波面の光渦を得る方法は十分に確立されていると言ってよいだろう。この波長域では情報通信、微粒子操作、蛍光顕微鏡など多くの分野で光渦が利用されている [2]。一方、より短波長の真空紫外から X 線領域では光学素子による波面の操作は大幅に困難となる。そのため短波長域では光渦の生成そのものが研究対象であり、光渦の利用は未開拓の分野であった。ところが最近、円偏光アンジュレータ放射の高調波に光渦の性質 [3] が見出されたことを契機として、未踏領域が広がる短波長域の光渦の利用が大きな関心を集めつつある。

短波長域の光渦と物質の相互作用については、簡単な原子分子を対象とした理論研究がいくつか存在するものの実験研究の報告は皆無である。ここでは理論予測 [4] に沿って、極端紫外域の光渦と原子の相互作用について定性的な説明を試みる。なお電磁波は弱く多光子遷移の寄与は

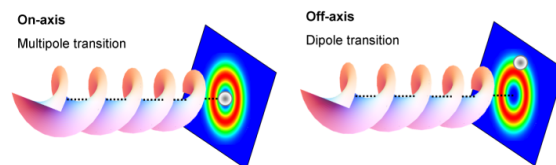


図 1: 光渦と原子の相互作用の概念図。光渦の螺旋波面とビームの強度分布、原子の位置を模式的に示した。

無視できるとする。

光渦による電子遷移の特徴は相互作用位置に対する依存性と考えられている。図 1 に示したように渦の中心 (位相特異点) に位置した原子の周辺では、螺旋波面によって電磁波の位相は空間的に変化する。そのため光進行方向に対しては電磁波の位相変化を無視しても、光進行方向に垂直な平面内での電磁波の強度変化によって電気多重極遷移が許容となる。これは光の軌道角運動量が電子系へ移行した結果とも解釈できる。一方で渦の中心から十分に離れた領域では、原子周辺の位相の空間変化は無視できる。したがって原子と相互作用する電磁波を平面波と見なすことは充分良い近似となり、この空間領域では電気双極子遷移が支配的となる。ただし電子遷移に対して光渦の効果が顕在化する空間領域は渦の中心から  $1$  波長程度と考えられており、光渦が引き起こす多重極遷移を検証するには、位相特異点近傍の狭い空間領域を観測する精密な実験手法が必要であろう。光渦による多重極遷移は X 線吸収分光への応用 [5] も提案されており、今後の研究の発展が期待される。

(SAGA-LS 金安達夫)

### 参考文献

- [1] L. Allen *et al.*, Phys. Rev. A **45**, 8185 (1992).
- [2] A. M. Yao and M. J. Padgett, Advances in Optics and Photonics **3**, 161 (2011).
- [3] S. Sasaki and I. McNulty, Phys. Rev. Lett. **100**, 124801 (2008).
- [4] 例えば, A. Picón *et al.*, New J. Phys. **12**, 083053 (2010).
- [5] M. van Veenendaal and I. McNulty, Phys. Rev. Lett. **98**, 157401 (2007).

---

## 2016 年度 役員・委員会

### 会長

東俊行（理化学研究所）

### 幹事

長嶋泰之（東京理科大学）〔副会長〕

北島昌史（東京工業大学）

酒井康弘（東邦大学）

中野祐司（理化学研究所）

菱川明栄（名古屋大学）

### 運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構）

金井保之（理化学研究所）

高橋正彦（東北大学）

高口博志（広島大学）

中野祐司（理化学研究所）

河内宣之（東京工業大学）

菱川明栄（名古屋大学）

木野康志（東北大学）

平山孝人（立教大学）

酒井康弘（東邦大学）

渡部直樹（北海道大学）

城丸春夫（首都大学東京）

長嶋泰之（東京理科大学）

北島昌史（東京工業大学）

### 常置委員会

編集委員会

委員長：北島昌史（東京工業大学）

行事委員会

委員長：菱川明栄（名古屋大学）

広報渉外委員会

委員長：酒井康弘（東邦大学）

顕彰委員会

委員長：長嶋泰之（東京理科大学）

庶務委員会

委員長：中野祐司（理化学研究所）

---

編集委員 五十嵐明則, 岡田邦宏, 北島昌史, 高口博志, 冨田成夫,  
中井陽一, 彦坂泰正, 間嶋拓也, 山崎優一



しょうとつ 第14巻 第2号 (通巻75号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2017

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2017年3月15日

配信: 原子衝突学会事務局 <[acr-post@bunken.co.jp](mailto:acr-post@bunken.co.jp)>