



講座 荷電粒子群の閉じ込めと制御の物理が可能にした反物質研究

## 2. 低速反陽子ビームの実現と反水素原子を用いた基礎研究の進展

### 2. Realization of Ultraslow Antiproton Beams and Progress in Fundamental Physics Researches Using Antihydrogen Atoms

黒田直史

KURODA Naofumi

東京大学大学院総合文化研究科

(原稿受付：2021年11月19日)

反水素原子を用いた CPT 対称性や弱い等価原理の実験的検証が行われるようになった。本章では、それらの研究で用いられる荷電粒子集団の閉じ込めや制御、冷却を可能としたトラップをはじめとする技術や実験手法を紹介し、最近の反物質研究の進展について概観する。

#### Keywords:

antiproton, antihydrogen atoms, Penning-Malmberg trap, CPT symmetry, weak equivalence principle

#### 2.1 反水素を研究する意味

反粒子は、ディラックが相対論的波動方程式（ディラック方程式）の理論を構築するなかで見出された。ディラックは、1928年から始まる一連の論文の最後で陽電子( $e^+$ )の存在と同時に、初めて反陽子( $\bar{p}$ )の存在を示唆した[1]。

宇宙線の事象から陽電子が発見されたのはディラックの論文が出版された直後の1932年である[2]。陽子の対となる反陽子については、陽電子と同様に宇宙線事象の中から反陽子を見付けようという努力が続いていたようだが、結局1954年に米国のバークレーで Bevatron という高エネルギー陽子加速器を用いた加速器実験において初めて確認された[3]。

粒子と反粒子は、いわゆる「ディラックの海」の話からも「対称」だと直感されたが、現在ではこの対称性は、素粒子物理の標準模型において CPT 定理[4-6]が保証するものとされる。これは、CPT 対称性とも呼ばれ、荷電共役変換 (C)、パリティ変換 (P)、時間反転 (T) の三つの変換を経たあとも物理法則が変わらないことを言う。

陽電子と反陽子の存在が確認され、その後の実験技術の進展から低エネルギーの反陽子や陽電子が手に入るようになると、それらの束縛状態である反水素原子 ( $\bar{H}$ ) を合成し、水素原子における高精度分光の手法を適用することで物質と反物質の厳密な比較、つまり CPT 対称性のテストができること期待された。

CPT 対称性の検証は、ビッグバンによって物質と反物質が同量生成されたはずなのに、現在の宇宙からは反物質が消えているように見えるのは何故かという問題にも迫る可能性がある。宇宙に反物質がみえないことは、サハロフの三条件[7]で説明され、CPT でなく CP 対称性の破れがあれ

ばよいとされるが、これまでに見付かっている CP の破れの大きさでは、現在の物質と反物質の不均衡を説明できない。

反水素原子を使った研究の動機として他に、弱い等価原理の検証が挙げられる。弱い等価原理とは、重力を受けた物体の落下運動は重力以外の力が働かなければ物体の種類によらないことを示す。反物質に働く重力加速度を測定することは、地球という物質と反物質の間の重力相互作用を測ることに他ならない。反水素原子は真空中であれば、その寿命は無限であると考えられ、また、同じく寿命の問題のない陽電子や反陽子と違って電氣的に中性であるため、電磁場の影響も受けにくい。そのため、電磁相互作用に比べ格段に弱い重力相互作用の測定で有利であると考えられている。

#### 2.2 低速反陽子

##### 2.2.1 反陽子の生成と蓄積リング中での冷却

反水素を構成する陽電子と反陽子のうち、陽電子は、対生成の他に、 $\beta^+$  崩壊する放射性同位元素からも得られる。バッファーガス冷却の方法によってトラップに蓄積する技術もよく知られるようになっている。

一方、反陽子の生成法は、1954年の「発見」から基本的に変わっていない。Bevatron の実験では、6.2 GeV の陽子 ( $p$ ) を銅標的にぶつけ、銅原子核内の核子 ( $N$ ) との反応、

$$p + N \rightarrow \bar{p} + p + p + N \quad (1)$$

によって対生成された反陽子を検出することによって初めて確認された。この反応の反陽子生成の閾値は、5.6 GeV である。そのため、同様の手法で得られた反陽子はどうし

Department of Basic Science, Graduate School of Arts and Sciences, The University of Tokyo, TOKYO 153-8902, Japan

author's email: kuroda@radphys4.c.u-tokyo.ac.jp

でも数GeV程度の運動エネルギーを持ち、その運動量の広がりも大きい。

スイスとフランスの国境にまたがって立地している欧州原子核研究機構（CERN）で1980年代に300 GeVでの陽子・反陽子衝突実験が行われた。 $W^\pm$ ,  $Z$  ボソン生成検出実験である。そこでは反陽子を蓄積し冷却するリング（AA/AC）が建設された。また、米国のフェルミ国立加速器研究所（FNAL）においても同様の反陽子ビームファクトリーが建設された。これらでは高エネルギー反陽子ビームの運動量広がりを抑えるために蓄積リングにおいて確率冷却の手法が用いられた[8]。これは、ビーム軌道のずれや運動量のばらつきを統計的ゆらぎとして検出し、それを補正するというものである。

CERNでは、同じ頃 AA/AC で確率冷却された反陽子を GeV から MeV まで減速した後、電子冷却して蓄積する LEAR (Low Energy Antiproton Ring) も建設され、低エネルギー反陽子ビームが供給されるようになり、種々の中間子分光実験が行われた。LEAR では、電子冷却が用いられた[9]。蓄積リングの直線部において、反陽子ビームと重なるように同じ速度で電子ビームを走らせる。電子の運動量が揃っている場合、反陽子の集団は電子の集団との間でクーロン散乱を通じて冷却されるのである。

### 2.2.2 反陽子トラップ

LEARの稼働により、GeVやMeVという素粒子・原子核物理的高エネルギーから化学的なエネルギー領域（(反)水素原子の束縛エネルギーはせいぜい10 eV程度である）へうまく橋渡しし、反原子を合成する試みが行われるようになった。

1986年、G.Gabrielseらがトラップに反陽子を初めて閉じ込めることに成功した[10]。図1に反陽子ビームの捕まえ方を模式的に示す。トラップは、複数の円筒型の電極を並べ、その軸に一致させて強い一様静磁場を超伝導コイルで重畳させているペニング・マルンバーク型のものである。LEARからの反陽子ビームは低エネルギーをうたっているが、数MeVから数十MeVの運動エネルギーを持っており原子の典型的なエネルギーより遥かに高い。Gabrielseらは、21 MeVの反陽子ビームを3 mmの厚みのBe板を通過させることで3 keV以下に減速した。トラップの下流側の円筒電極で-3 kVのポテンシャルの壁を作っておくと、減速された反陽子は上流へ跳ね返される（図1の上）。トラップから出て行く前に-3 kVの電位をかけることで閉じ込めてしまうのである（図1の真ん中）。

ポテンシャル障壁でつかまえただけでは、反陽子同士の衝突やトラップに印加されている静磁場によるサイクロトロン放射による冷却の時定数は長過ぎる。そこで反陽子の電子冷却を適用する[11]。予め電子プラズマを閉じ込めておくとトラップのポテンシャル障壁の間を行き来する反陽子は電子と衝突を繰り返し、徐々にエネルギーを失うが、電子の方は強磁場下にあるためサイクロトロン放射でエネルギーを放出していく。結局、反陽子は電子プラズマと同等の温度まで冷却される（図1の下）。

このGabrielseらのトラップと冷却の手法は、今日にお

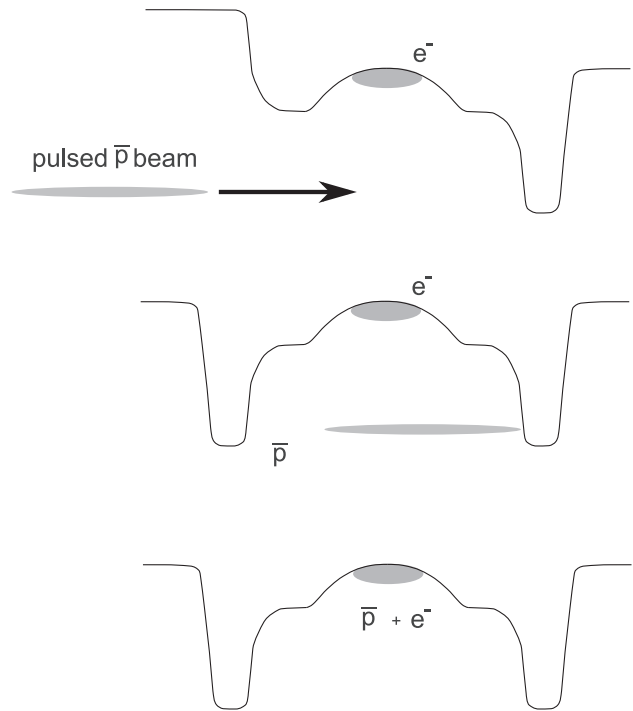


図1 反陽子ビームのトラップへの捕捉と電子冷却。

いても著者の参加している実験も含めてCERNにおける低速反陽子、反水素実験の多くで採用されている。

CERNでは、様々な実験に利用できるが故に複雑だったLEARが廃止される代わりに、低速反陽子実験に特化したAD (Antiproton Decelerator) が建設され、2000年から稼働を始めた。ADでは5.3 MeVのエネルギーで3000万個の反陽子をおよそ2分に一回、200 nsのパルスビームとして供給した。しかし、5.3 MeVの反陽子ビームを減速箱だけを用いた場合、トラップ効率が低いことが予想された。

著者の参加するASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons) 実験では、減速箱での低い効率を克服するために、5.3 MeVの反陽子ビームを高周波四重極型の加速器を逆転して運転することで減速させるRFQD (Radio Frequency Quadrupole Decelerator) を用いた[12]。図2は、ASACUSA実験で開発された反陽子トラップの模式図である。RFQDの直後にこのトラップを接続し、RFQDからの110 keV反陽子を2  $\mu$ m程度の非常に薄いポリエチレンテレフタレート (PET) の膜を通すことで12 keV以下に減速し、-12 kVのポテンシャル障壁をもって捕捉する。このRFQDと薄い減速膜の組み合わせによって、他の実験より1桁から2桁多い一つのパルスあたり150万個程を捕まえることができた[13]。また、複数のADからのパルスを溜め込むスタックという操作によ

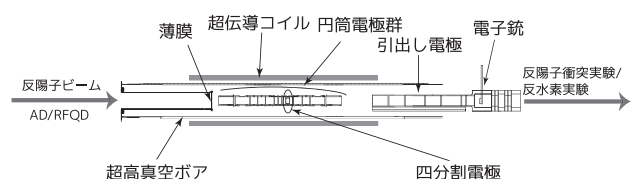


図2 ASACUSA実験における反陽子トラップの模式図。

て、15分程度で1,000万個の反陽子の蓄積も可能となった[14].

### 2.2.3 トラップ中での非中性プラズマの非破壊診断

ペニング・マルンバーク型のトラップにおいて調和型の静電ポテンシャル井戸を作り非中性プラズマを閉じ込めたとき、電極に誘起する鏡像電荷の影響を無視できかつ十分に冷えている場合、一様密度をもって対称軸周りに剛体回転している。このときプラズマの形状は回転楕円体となっている。回転楕円体プラズマが温度0の冷たいプラズマの場合、その固有振動の分散関係は、D.H.E. Dubin によって解析的に求められている[15]。このDubinの分散関係は、プラズマの温度が十分に低いとき、誘電率テンソル成分に温度依存項を加えて有限温度領域に近似的に拡張できる[16, 17].

ASACUSA 実験では、このことを用いてトラップ中のプラズマの非破壊的モニタを行った。実験では、トラップの複数の電極に適切なポテンシャルを印加し、調和型のポテンシャル井戸を形成する。ポテンシャル井戸を構成する円筒電極の一つから励起信号を送り、プラズマに誘起された振動を別の電極で受信する。これを間欠的に繰り返すことでプラズマの静電振動の時間推移を得る。実際に、電子プラズマに反陽子ビームが入射すると、その温度が上昇し、反陽子の電子冷却の進展にそって温度が元に戻っている様が観測された[13, 18]。また、反陽子が電子プラズマに混ざることによって実効的なポテンシャルが変更を受け、それによって静電振動の周波数が変化する様も観測された。類似の手法は、ATHENA (AnTiHydrogEN Apparatus) 実験などでも陽電子プラズマの非破壊診断に用いられた[19].

### 2.2.4 回転高周波による非中性プラズマの形状制御

反陽子や陽電子のトラップでは、プラズマの密度制御であったり、高磁場中にあるトラップから引き出す際の広がりを抑える目的で回転高周波 (Rotating Wall と呼ばれる) [20-22]を用いて径方向の広がりを制御することも行われている。図3のように方位角方向に通常4つ以上に分割された電極にそれぞれ位相をずらした高周波を印加し、電極内に回転する電場を発生させる。図にはある瞬間の各電極にかかっている高周波の位相と等ポテンシャル線を描いている。剛体回転しているプラズマにこの回転高周波をかけることで、トルクを与えてその径を変化させることができる。

ASACUSA 実験では、電子プラズマからみれば逆回転する高周波をかけてその径を広げ、反陽子ビームとの重なりを調節している。また、冷却後に反陽子プラズマを圧縮することで、トラップ外の実験槽や反水素原子合成を行うための別のトラップへ効率的に輸送している[23]。図4は、ASACUSA 実験においてトラップから引き出した反陽子ビームの消滅位置分布と MCP (Micro-Channel Plate) を用いた二次元位置検出器 (PSD) で得られたビームプロファイルである。図の左上に示すように引き出し電極の先に MCP-PSD が置かれている。回転高周波を印加せずそのまま引き出すと磁力線に従ってビームが発散し途中で多くの反陽子が失われていることがわかる。回転高周波をかけ

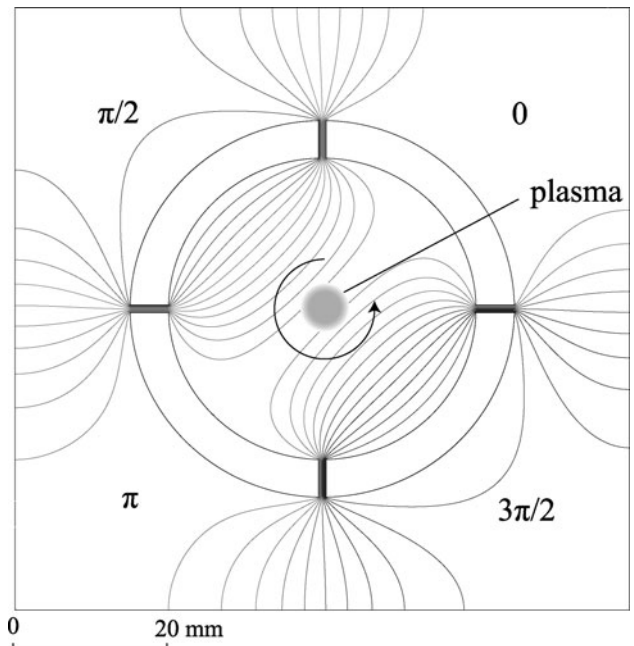


図3 回転高周波をプラズマに印加する分割電極 (断面図) の例 (参考文献[14]の図6を引用)。

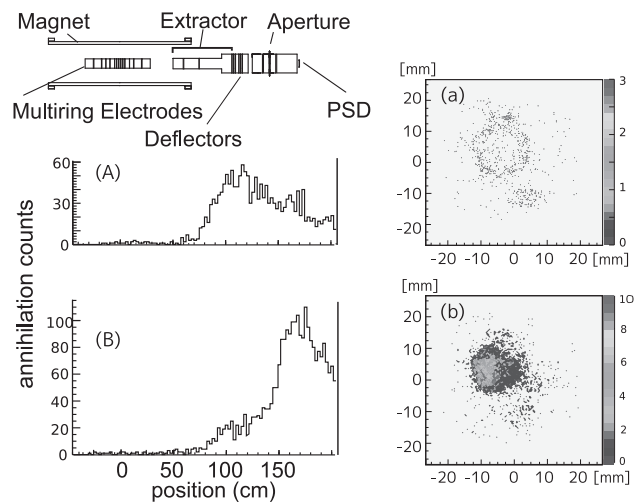


図4 (A)回転高周波をかけなかった場合の反陽子の消滅位置 (a)その時のビームプロファイル (B)回転高周波をかけ圧縮してから引き出した場合の反陽子の消滅位置 (b)その時のビームプロファイル。

て圧縮すると、消滅位置は MCP-PSD 周辺になり、反陽子が引き出されていることがわかる。

ASACUSA 実験において反水素原子を合成する際には、圧縮された反陽子を、パルス駆動のコイルをつかって、反水素原子合成用トラップへ断熱的に輸送している。その際の反陽子ビームのエネルギーはわずか 1.5 eV である[24].

ALPHA (Antihydrogen Laser PHysics Apparatus) 実験では、反水素原子合成に際して、主に陽電子プラズマに回転高周波をかけて形状を保つことで反陽子との混合条件を一定にするとともに、トラップ中でプラズマが拡散することでの温度変化を抑えるなど重要な役割を担っている[25].

### 2.2.5 トラップ中での荷電粒子集団のさらなる冷却

反陽子トラップの電極は4から10 K程度に冷やされてい

る。トラップ中の電子や陽電子のプラズマは、この低温の環境下であり、サイクロトロン放射により常にその環境温度をめざして熱平衡になろうとしている。しかし、実際には電子プラズマや電子で冷やされた反陽子は周囲の電極と同じ温度になっていないことがわかった。典型的には100から1000 K程度にしなければならないのである。トラップ電極の電氣的な雑音、装置の室温部分からの輻射、トラップ軸のずれに起因するプラズマの拡大など幾つかの要因が考えられている。後述する三体再結合による反水素原子の生成では、反応断面積の温度依存性から数十 K 以下が望まれ、また、反水素原子の高精度分光となると10 K から mK の領域へとさらに要求が上がる。何らかの追加の冷却操作が求められた。

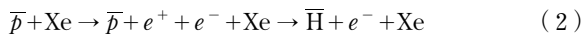
反陽子は、原子構造をもたない（反）核子であって、原子系によく用いられるレーザー冷却は適用できない。そのため、電子冷却に加えて、断熱冷却[26]や蒸発冷却[27]といった手法が反陽子プラズマについて適用された。断熱冷却は、トラップのポテンシャル井戸を対称軸方向へ断熱的に引き伸ばすことで冷却を行うものであるが、十分低い温度を達成するには長いトラップ領域が必要となる。蒸発冷却は、荷電粒子の集団のうち高いエネルギーを持っているものを捨て去ることで残った集団の温度を下げる。そのため、使える反陽子数は少なくなる。現状では、得られた到達温度と実際に反水素生成につながった実績から蒸発冷却が用いられることが多い。より効率的に大量の反水素原子を用意するため、様々な冷却法が提出され、試されている[28, 29]。

## 2.3 反水素原子

### 2.3.1 反水素原子の生成

陽電子と反陽子からその束縛状態である反水素原子を作るには、束縛エネルギー分を持ち去る第三者が必要である。陽電子、電子、電子と陽電子の束縛系であるポジトリウム (Ps) や光子が考えられる。

しかし、初めて報告された反水素原子の生成[30]では、重い原子核がその第三者の役割を果たしていた。LEAR をまわるときの1.94 GeV/c の反陽子がリング内に噴出した Xe 原子核の近傍を通るときにまれにディラックの海から陽電子を捕獲するという以下の過程である。



FNAL で報告された反水素原子生成も基本的には同じ手法である[31]。この方法では、反水素原子は相対論的速度で飛んでおり精密分光は難しく、AD 稼動とともに、トラップを用いた冷たい反水素原子の生成が進められた。

反陽子トラップに用いられることの多いペニング・マルンバーグ型トラップでは、電荷符号の違う陽電子と反陽子を同じ場所に同時に閉じ込めることはできず工夫が必要となる。よく用いられるのが図5に示すような、ある電荷の荷電粒子閉じ込め用のポテンシャル井戸の中に反対の符号の粒子用の井戸を入れ子にした配置である。

2002年にATHENA実験とATRAP (Antihydrogen

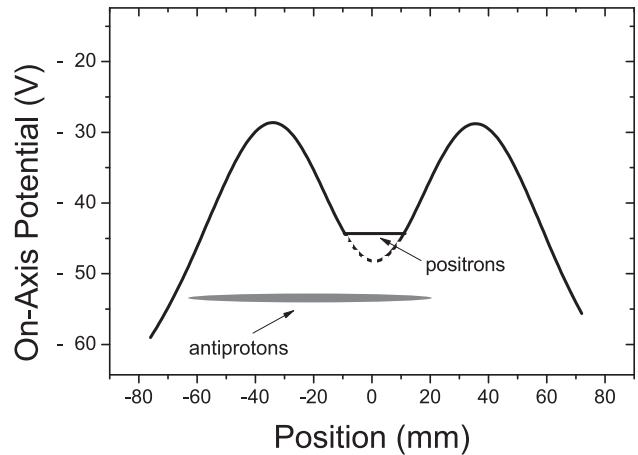


図5 反水素原子の合成に用いられる入れ子ポテンシャル配置。

TRAP) 実験の二つがこの入れ子ポテンシャル配置を用いることで相次いで冷たい反水素原子生成に成功した[32, 33]。ここでは陽電子プラズマに反陽子を混合し、二つの陽電子と一つの反陽子による三体再結合過程によって反水素原子が生成されている。しかし、一旦作られた反水素原子は電氣的に中性であり、ペニング・マルンバーグトラップでは、反水素原子の運動は制御できない。実際、これらの実験での反水素原子生成の報告では、トラップ領域から飛び出してきた反水素原子を検出している。

ATHENA 実験では、トラップ電極に衝突した反水素原子の消滅信号を検出している。反水素原子を構成する反陽子一つの消滅に伴う高エネルギー荷電パイ中間子は平均3個である。シリコンストリップ検出器でそれらの飛跡を再構成して消滅点を出す。もう一つの構成要素である陽電子の消滅に伴う511 keV のガンマ線が二本、ちょうど反対方向に放出されることを利用し、CsI 検出器でその条件に合う事象だけを選ぶことで反水素原子の消滅信号を同定した。

ATRAP 実験では、トラップ中にポテンシャルの急勾配を作った。反水素原子生成領域とはその強い電場のある領域を挟んで反対側にもう一つ反陽子閉じ込め井戸を作り、高励起状態の反水素原子がそこに到達する際にフィールドイオン化されることを利用する。反水素原子から再び引き剥された反陽子を溜め込み、その数を確認するのである[33]。

### 2.3.2 反水素原子の運動の制御

反水素原子が合成されるようになると、反水素原子の運動を制御して分光する方法が幾つか提案され、実験が進んだ。原子は、原子核と電子のスピン向きによって磁場勾配から受ける力の向きが違っている。原子の超微細構造は磁場のもとではゼーマン効果によって分裂する。そのうち、磁場の弱くなる方向に力を受ける low field seeking 状態は磁気瓶の中に閉じ込めることが可能である。また、磁場の配置によってはレンズのように作用させて low field seeking 状態の反水素原子をビームとして取り出すことも可能である。

ALPHA 実験と ATRAP 実験では、ヨッフエ・ブリッ

チャード型の磁気トラップをもとにした反水素トラップを開発した。ALPHA 実験では、超伝導ソレノイドの与える一様磁場に、ミラーコイルによる軸方向の磁場勾配を、また八重極コイルによる動径方向の磁場勾配を重畳し、反水素原子を閉じ込める磁気トラップを用いた。磁気トラップの深さを反水素原子の温度に換算すれば 0.5 K 程度、つまり 50  $\mu\text{eV}$  相当でしかない。先述の蒸発冷却の手法で 10 K 程度に冷やされたプラズマ同士を加熱を避けつつ慎重に混合することで、0.5 K 以下に相当する反水素原子だけがトラップされる[34]。反水素原子の閉じ込め成功は重要な成果となり、磁気トラップ中の反水素原子のレーザー冷却[35]や、レーザーやマイクロ波による分光実験が始められることとなった。

一方、ASAUCSA 実験では、アンチヘルムホルツコイルで作られるカスプ磁場を用いている。この実験では反水素原子を閉じ込めないが、カスプ磁場配位が low field seeking 状態の反水素についてレンズのように働き反水素原子ビームを得る[36, 37]。閉じ込める実験と比べると数十 K の比較的高い温度の反水素原子であっても制御可能である点や磁場の擾乱のない環境での分光ができるといった点で有利である。カスプ磁場で選別されて出てくる反水素原子は、low field seeking 状態にあるため、この手法で得られる反水素原子ビームは偏極していることになる。実験では、磁場が比較的一様に近いスピンドルカスプ領域に入れ子型ポテンシャルを配置して反水素原子を合成し、トラップ外へ 2.7 m 飛行してきた反水素原子の検出に成功した[38]。

ASACUSA 実験では、その後、スピン偏極度を高めるため、アンチヘルムホルツコイルにもう一つのコイルを追加してカスプ磁場が点カスプの方向に二つ連ったダブルカスプトラップを開発した[39]。図 6 はダブルカスプトラップで合成用に用いる電極の断面とそこで配置しているポテンシャル井戸、ダブルカスプ磁場の分布を示している。陽電子で満たされたポテンシャル井戸ぎりぎりに、反陽子トラップから 1.5 eV の超低速ビームを図の左から打ち込んで

三体再結合過程によって反水素原子を生成している。

もう一つ別の反水素原子生成法を紹介したい。著者も参加している別の実験 GBAR (Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest) では、高密度のポジトロニウム (Ps) を用意し、そこに反陽子ビームをぶつけることで、反水素原子を生成する。この実験の特徴は、ポジトロニウムを高密度にすることで以下の二つの荷電交換反応、

$$\bar{p} + \text{Ps} \rightarrow \bar{\text{H}} + e^- \quad (3)$$

$$\bar{\text{H}} + \text{Ps} \rightarrow \bar{\text{H}}^+ + e^- \quad (4)$$

によって、反水素イオン ( $\bar{\text{H}}^+$ 、負水素イオンの反対) を生成することである。電荷を帯びた反イオンを作ることで、電磁場でもって反物質を操作できる。

## 2.4 反水素原子を用いた基礎物理研究

### 2.4.1 反水素原子分光の現在

反水素原子分光で CPT 対称性を実験的に確かめるとして、実のところ CPT 対称性がどう破れるのか破れないのかは予測できないため、何を分光するのがいいのかわからない。しかし、やみくもに測る訳にもいかないの、ある程度の見通しを立てておきたい。

CPT の破れがあるかもしれない物理量をエネルギーの次元で考えると、CPT が破れることによるエネルギーの変化は、その系に特徴的なエネルギースケールを  $m$  とし、

$$\Delta \sim \frac{m^{n+1}}{\Lambda^n} \quad (5)$$

とできる[40]。反水素原子であれば、 $m \sim 1 \text{ GeV}$  であり、プランクスケールをとって  $\Lambda \sim 10^{19} \text{ GeV}$  に対して  $n = 1$  とすると、 $\Delta \sim 10^{-19} \text{ GeV} \sim 10 \text{ kHz}$  である。水素原子の 1S-2S 状態間の遷移周波数  $\nu_{1S-2S}$  や基底状態の超微細遷移周波数  $\nu_{\text{HFS}}$  について、それぞれ  $10^{-15}$ [41] や  $10^{-12}$ [42] という高精度での結果が得られており、反水素原子について同様の分光法が適用できれば、十分到達できる。現在知られている中性 K 中間子 ( $K_0$ ) とその反粒子 ( $\bar{K}_0$ ) の質量比の  $10^{-18}$  の精度での測定[43]が最も精密な CPT 対称性の検証と言われる。しかし、このスケールに換算すると 100 kHz 程度ということになり、反水素の高精度分光はこれを上回るうことがわかる。

さて、 $\nu_{1S-2S}$  は、換算質量  $m_R$  が一義的に決めている。つまり (陽) 電子の質量の寄与が最初にあるため、この分光での比較は、まずは電子と陽電子の質量の比較になる。水素原子分光で到達している精度に近付くと、(反) 陽子の質量の寄与が見え、次に陽子内の電荷分布である荷電半径として知られるものの寄与がみえてくる。 $\nu_{1S-2S}$  は、理論では量子電磁力学 (QED) で求められるが、陽子の荷電半径がパラメータとなっている。QED 計算は荷電半径を求める別の実験に依存していて、理論精度は水素分光実験の精度より低い  $10^{-11}$  程度でしかない。

超微細構造は、電子の磁気モーメントと核磁気モーメントの相互作用による。そのため、(反) 陽子の磁気モーメントの寄与が最初に来る。そして 40 ppm 程度からは、核子

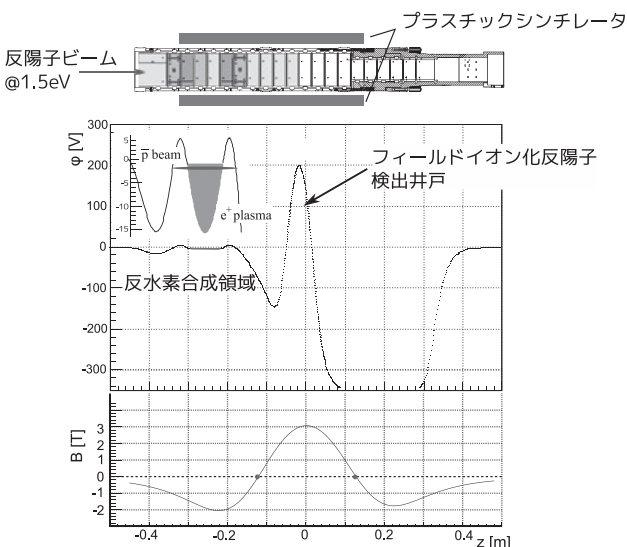


図 6 ASACUSA 実験における反水素原子ビーム生成。

の電氣的な広がりとともに磁氣的な広がり、(反)陽子の電氣的および磁氣的形状因子も同様の寄与をする。超微細構造分光は、相対精度では1S-2S分光にはかなわないが、反陽子の大きさの観点からCPT対称性のテストができる。また、先に挙げたエネルギーの次元での評価をすれば、水素では周波数の絶対値で1S-2S分光より小さなmHzのオーダーでの測定が達成されており、CPTの破れにはより敏感である可能性がある。

2S-2Pラムシフト $\nu_{2S-2P}$ の測定精度は $\nu_{1S-2S}$ や $\nu_{\text{HFS}}$ と比べて低く3ppm程である。これは、2P状態の寿命が1.6nsしかなく、不確定性原理からスペクトルの自然幅が広がることに起因する。しかし、ラムシフトにも超微細構造と同様に陽子の広がりの寄与がある。ラムシフトはQED効果によって生じており、陽子の荷電半径に敏感である。 $\nu_{1S-2S}$ や $\nu_{\text{HFS}}$ のような高精度は期待できないが、反水素原子のラムシフトを、100ppm以下で測定できれば反陽子の荷電半径を決定できる。現在、陽子荷電半径問題[44]として、水素原子分光[45-47]や陽子の電子線散乱実験[48]が精力的に行われているが、反陽子の荷電半径は未だ測定されたことはなく、著者らはラムシフト分光による荷電半径決定に向けて準備を進めている[49,50]。

反水素原子の分光は、この数年ALPHA実験がトラップした反水素原子のレーザーおよびマイクロ波による分光を始めたことにより、ついにその実験値が得られるようになった。 $\nu_{1S-2S}$ については、3.5Tの強磁場下での二光子レーザー分光によって、 $2 \times 10^{-12}$ の精度で測定された[51]。また、超微細構造についても磁気トラップ中で測定され $\nu_{\text{HFS}} = 1420.4(0.5)$  MHzと得られ $4 \times 10^{-4}$ となっている[52]。 $n=2$ の微細構造とラムシフトもそれぞれ2%と11%の精度で測定された[53]。いずれもここまでの精度では水素原子と違いはない。ALPHA実験は、水素原子で達成されている精度にむけての研究を進めている。

ASACUSA実験では、反水素原子ビームにして、磁場のない状態での測定をめざしている。また、上述のようにGBAR実験のビームラインを使ったラムシフト分光による反陽子の荷電半径の初めての測定の準備が進んでいる。

#### 2.4.2 反水素原子に働く重力

反水素原子に働く重力加速度の測定実験では、反水素原子が冷却されていなければ、その熱運動から重力の寄与を見出すのは至難となる。ここでも、冷えた反水素原子が重要な鍵である。

現在進行している実験は大きく三つの方法がとられている。

まず、先述の通りGBAR実験では、高密度のポジトロニウムに大強度の反陽子ビームを照射して二段階の荷電交換反応によって $\text{H}^+$ イオンを生成する。これを $\text{Be}^+$ イオンとの共同冷却で10 $\mu\text{K}$ 程度まで冷却した後、レーザー脱離で中性化して自由落下させる[54]。

AEGIS (Antihydrogen Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy) 実験では、反陽子プラズマを冷却し数K以下にする。その近傍にポジトロニウム生成標的を置いておき、そこに陽電子ビームを照射して放出される

ポジトロニウムと反陽子の衝突で冷えた反水素原子を生成する。この時、三体再結合によって生成される反水素原子が高励起状態にあることを使って電場のシュタルク効果によって水平方向へ引き出し、マッハ・ツェンダー干渉計を用いて重力加速度を測定する[55]。

ALPHA実験では、既に八重極磁場とミラー磁場により磁気瓶への反水素原子のトラップに成功したことを受け、反水素原子のレーザー冷却を進めている。同時にトラップ軸を垂直にしたALPHA-gトラップを開発し、そこに反水素原子を閉じ込め冷却した上で、急速に磁場を「切る」ことで反水素原子を自由落下させる実験を準備している[56]。

## 2.5 まとめ

本章では、低速反陽子ビームの実現とそれを用いた反水素原子生成について述べ、反水素原子を用いた基礎物理研究として、CPT対称性のテスト、反陽子荷電半径の測定、弱い等価原理の検証実験などを紹介した。

低速反陽子ビームの実現によって、ここで述べた反水素実験以外にも様々な実験[57,58]が可能となっている。これらの研究は、素粒子物理や原子核物理、原子物理といった枠を越え、プラズマ物理をはじめとする様々な分野からの知見が動員されている。

最後に2021年からCERNにおいてADに付け加わる形で新たな反陽子リングELENA (Extra Low-Energy Antiproton ring) が本格稼動を始めたことを述べておきたい。このELENAは100keVの反陽子を供給でき、より効率的に反陽子をトラップできるようになると期待され、今後反水素分光をはじめとする実験の更なる進展が見込まれる。また、ADやELENAでの実験においては、日本からの研究者らの貢献も大きいことも付け加えたい。

## 参考文献

- [1] P.A.M. Dirac, Proc. R. Soc. Lond. **133**, 60 (1931).
- [2] C.D. Anderson, Phys. Rev. **43**, 491 (1933).
- [3] O. Chamberlain *et al.*, Phys. Rev. **100**, 947 (1955).
- [4] R. Jost, Helv. Phys. Acta. **39**, 409 (1957).
- [5] J. Schwinger, Proc. Natl. Acad. Sci. **44**, 223 (1958).
- [6] W. Pauli, *Niels Bohr and the Development of Physics* (McGraw-Hill, New York, 1959) p.30.
- [7] A. Sakharov, Pizma ZhETF. **5**, 32 (1967).
- [8] S. van der Meer, In Workshop on Producing High-luminosity High-energy Proton-Antiproton Collisions, Berkeley, **73** (1978).
- [9] G. Budker and A. Skrinsky, Sov. Phys.-Usp. **21**, 277 (1978).
- [10] G. Gabrielse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2504 (1986).
- [11] G. Gabrielse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 1360 (1989).
- [12] A. Lombardi *et al.*, Proc. 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, 585 (2001).
- [13] N. Kuroda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 023401 (2005).
- [14] N. Kuroda *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **15**, 024702 (2012).
- [15] D. Dubin, Phys. Rev. Lett. **66**, 2076 (1991).
- [16] M. Tinkle *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 352 (1994).

- [17] H. Higaki *et al.*, Phys. Rev. E **65**, 046410 (2002).  
 [18] N. Kuroda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 025001 (2014).  
 [19] M. Amoretti *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 055001 (2003).  
 [20] X.-P. Huang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 875 (1997).  
 [21] E. Hollmann *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2776 (2000).  
 [22] J. Danielson and C. Surko, Phys. Rev. Lett. **94**, 035001 (2005).  
 [23] N. Kuroda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 203402 (2008).  
 [24] M. Tajima *et al.*, J. Inst. **14**, P05009 (2019).  
 [25] M. Ahmadi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 025001 (2018).  
 [26] G. Gabrielse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106**, 073002 (2011).  
 [27] G.B. Andresen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 013003 (2010).  
 [28] M. Bohman *et al.*, Nature **596**, 514 (2021).  
 [29] E.D. Hunter *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 011602 (2018).  
 [30] G. Bauer *et al.*, Phys. Lett. B **368**, 251 (1996).  
 [31] G. Blanford *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3037 (1998).  
 [32] M. Amoretti *et al.*, Nature **419**, 456 (2002).  
 [33] G. Gabrielse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 213401 (2002).  
 [34] G. Andresen *et al.*, Nature **468**, 673 (2010).  
 [35] C.J. Baker *et al.*, Nature **592**, 35 (2021).  
 [36] A. Mohri and Y. Yamazaki, Europhys. Lett. **63**, 207 (2003).  
 [37] Y. Nagata and Y. Yamazaki, New J. Phys. **16**, 083026 (2014).  
 [38] N. Kuroda *et al.*, Nat. Commun. **5**, 3089 (2014).  
 [39] Y. Nagata *et al.*, JPS Conf. Proc. **18**, 011007 (2017).  
 [40] M.C. Fujiwara *et al.*, AIP Conf. Proc. **1037**, 208 (2008).  
 [41] C.G. Parthey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 203001 (2011).  
 [42] S.G. Karshenboim, Can. J. Phys. **78**, 639 (2000).  
 [43] R. Carosi *et al.*, Phys. Lett. B **237**, 303 (1990).  
 [44] R. Pohl *et al.*, Nature **466**, 213 (2010).  
 [45] N. Bezginov *et al.*, Science **365**, 1007 (2019).  
 [46] H. Fleurbaey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 183001 (2018).  
 [47] A. Grinin *et al.*, Science **370**, 1061 (2020).  
 [48] W. Xiong *et al.*, Nature **575**, 147 (2019).  
 [49] P. Crivelli *et al.*, Phys. Rev. D **94**, 052008 (2016).  
 [50] N. Kuroda *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **875**, 022054 (2017).  
 [51] M. Ahmadi *et al.*, Nature **557**, 71 (2018).  
 [52] M. Ahmadi *et al.*, Nature **548**, 66 (2017).  
 [53] M. Ahmadi *et al.*, Nature **578**, 375 (2020).  
 [54] P. Perez and Y. Sacquin, Class. Quantum Gravity **29**, 184008 (2012).  
 [55] A. Kellerbauer *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **266**, 351 (2008).  
 [56] W.A. Bertseche, Philos. Trans. R. Soc. A **376**, 20170265 (2018).  
 [57] C. Smorra *et al.*, Nature **550**, 371 (2017).  
 [58] M. Hori *et al.*, Science **354**, 610 (2016).



くろだ なおみ  
黒田直史

東京大学大学院総合文化研究科広域科学専攻  
 攻相関基礎科学系・助教。博士（理学）。  
 専門は原子物理。反陽子・反水素実験に参加  
 当初は、すぐにも反陽子原子や反水素  
 原子の分光ができるように聞いて（思い込んで）いましたが、  
 まずトラップを開発するところから始める必要がありまし  
 た。そこでプラズマが実験の重要な鍵として出てきました。