

## 話 題

## 反水素ビーム生成と検出

永田 祐吾\*

## Antihydrogen Beam Production and Detection

Yugo NAGATA\*

## Abstract

We describe the development of antihydrogen beams for the hyperfine spectroscopy of ground-state antihydrogen atoms using a cusp trap in ASACUSA (Atomic Spectroscopy and Collisions Using Slow Antiprotons) experiments. The magnetic field generated by a superconducting anti-Helmholtz coil of the cusp trap is expected to produce spin-polarized antihydrogen beams. Recently, the ASACUSA collaboration succeeded in synthesizing antihydrogen atoms and producing antihydrogen atomic beams from the cusp trap. This is important step to advancing towards precision in-flight spectroscopy of antihydrogen atoms.

## 1. はじめに

反水素原子は、陽子の反粒子である反陽子と、電子の反粒子である陽電子から構成された、最も単純な反原子である。2002年、CERN研究所の低速反陽子実験施設AD (Antiproton decelerator) にて反水素原子の大量生成が確認されている<sup>1)</sup>。現在では、以下に述べるように、反水素原子を利用した基礎物理学研究が進められている。

素粒子物理学における標準模型は、CPT変換 (C: 荷電共役変換, P: パリティ変換, T: 時間反転) に対して対称、即ちCPT対称性が保存される (CPT定理)<sup>2-5)</sup>。この枠組みにおいて物質と反物質は完全に対称であり、例えば反水素原子の分光学的性質は水素原子のものと完全に等しいことが示される。一方、超弦理論などではCPT定理は必ずしも成り立つ必要がないとされており<sup>6)</sup>、Indiana大学のKosteleckýらは、拡張標準模型 (Standard Model Extension: SME) と呼ばれるディラック方程式にローレンツ不変性およびCPT対称性を破る項を加えたものを提案しており、破れに敏感であると予想される物理量、例えば反水素原子に対しては1S-2Sの遷移周波数、および超微細構造周波数が提案されている<sup>7)</sup>。これらを精密に

測定し、水素原子のものと比較することで、CPT対称性を検証できるものと期待されている。私の所属しているASACUSA (Atomic Spectroscopy and Collisions Using Slow Antiprotons) 実験では超微細構造周波数 (1.4 GHz) を $10^{-7}$ の精度で決定するため反水素ビーム生成実験を進めている<sup>8,9)</sup>。1S-2Sの分光はALPHA<sup>10)</sup>やATRAP<sup>11)</sup>といった実験グループが測定に向けて進めている。

これまでの最も高精度なCPT対称性検証の測定は、中性K中間子 ( $K^0$ ) とその反粒子 ( $\bar{K}^0$ ) の相対質量差 ( $4 \times 10^{-19}$ ) である<sup>12)</sup>。これをエネルギー絶対値で考えると $K^0$ と $\bar{K}^0$ の質量差は、 $10^5$  Hzのオーダーである。一方ASACUSAの反水素分光精度は $10^2$  Hzのオーダーであるので、この意味では、より詳細にCPT対称性を調べることができる<sup>13)</sup>。

もう一つの実験の目的は反水素原子と地球との間の重力相互作用の研究で、物質と反物質間の弱い等価原理の検証が目的である。電氣的に中性であり、真空中では無限の寿命を持つ反水素原子は、この研究に適しているといえる。この重力実験はAEgIS<sup>14)</sup>やGBAR<sup>15)</sup>が進めている。

これらの他に、AD内には反陽子磁気モーメントを精密に測定するBASE<sup>16)</sup>や、反陽子の細胞

\* 東京農工大学大学院工学府 Department of Applied Physics, Tokyo University of Agriculture and Technology (E-mail: ynagata@cc.tuat.ac.jp)

照射の ACE<sup>17)</sup> があり、活発に研究が進められている。

以下の章では ASACUSA での、反水素原子の超微細構造分光実験を紹介する。

## 2. 反水素原子の超微細構造分光

### 2.1 反水素原子の超微細構造実験の原理

図 1 に基底状態反水素原子のエネルギー準位の磁場依存性を示す。反水素原子は電気的に中性であるが、磁気モーメント  $\mu$  を持つ。磁場中でのポテンシャルエネルギーは  $\phi = -\mu \cdot \mathbf{B}$  で表される。従って、反水素原子は  $\mathbf{F} = \nabla(\mu \cdot \mathbf{B})$  の力を受けるが、 $\mu$  が定数なら、 $\mathbf{F} = \mu \nabla |\mathbf{B}|$  となり ( $\mu$  は  $\mu$  の磁場方向成分)、磁場勾配に依存することが分かる。磁場が強くなるに従って、ポテンシャルエネルギーが大きくなる成分 (図 1 参照) を Low Field Seeking (LFS) 状態と呼ぶ。磁場の弱い方がエネルギー的に低く、磁場の弱い方に力を受けるた

め、そう呼ばれている。逆に磁場が強いとエネルギーが小さくなる成分を High Field Seeking (HFS) 状態と呼ぶ。この 2 種類の成分は  $\mu$  の符号に対応し、負の場合 (磁場と反平行) は LFS で、正の場合 (磁場と平行) は HFS である。

図 2 が反水素原子の超微細構造周波数測定実験の概念図である。主な装置はカスプトラップ、高周波共振器、六極磁石、反水素ビーム検出器となっている。カスプトラップは超伝導アンチヘルムホルツコイル (カスプ磁石) と多重リング電極 (Multi-ring electrodes: MRE) で構成される。カスプ磁石の対面するコイル磁石には互いに逆向きの電流を流している。従ってカスプ磁場は内側に強い磁場勾配を持つ。MRE は、多数の筒状の電極を組み合わせたもので、個別に電圧を制御することができる。六極磁石の磁場は LFS と HFS 原子ビームをそれぞれ収束、発散させることができる。

反水素原子はカスプトラップ中で反陽子と陽電子を混ぜ合わせることで生成される。カスプ磁石の磁場は軸から離れると強くなるため HFS 成分は発散し、カスプトラップから出てきたときには、自然に LFS 状態に偏極したビームとなる<sup>18)</sup>。LFS 偏極ビームは高周波共振器、六極磁石を通過、収束し、反水素ビーム検出器で検出される。もし共振器の周波数が、基底状態反水素原子の超微細構造周波数に一致するとき、スピンの反転し、LFS 状態は HFS 状態に遷移する。HFS ビームは六極磁石で発散させられ、反水素ビーム検出器では検出されない。従って、周波数を変えながら反水素原子の個数を測定すれば、精度よく基底状態反水

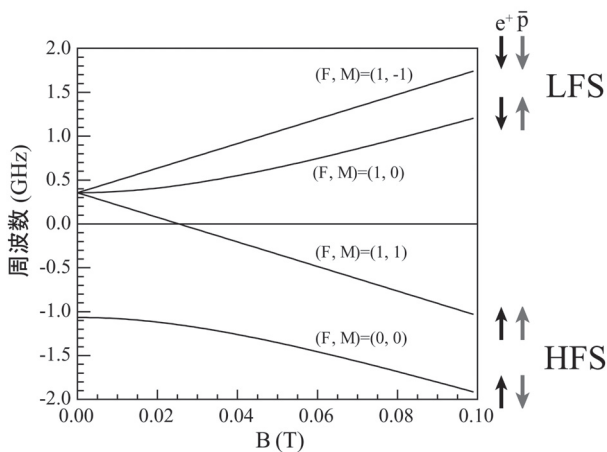


図 1 基底状態反水素原子エネルギー準位の磁場依存性

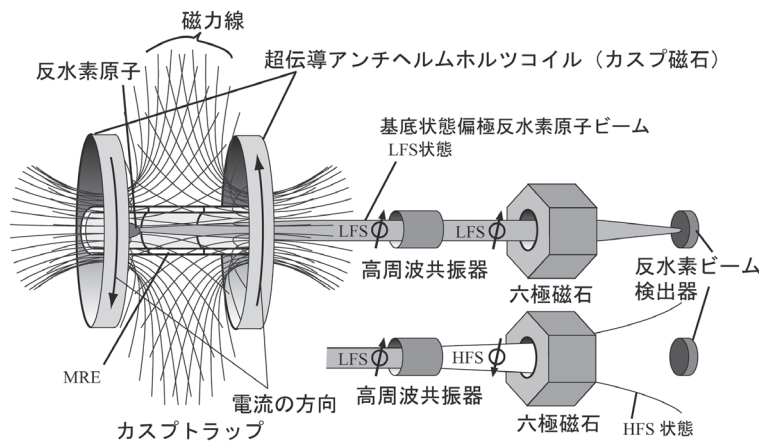


図 2 反水素原子超微細構造分光実験の概念図

素原子の超微細構造周波数が決定できる。

## 2.2 カस्प磁石による反水素ビームの収束

カस्प磁石の中心付近の磁場強度  $|\mathbf{B}|$  は、 $\sqrt{r^2+4z^2}$  の位置依存性がある。ここで  $r$  と  $z$  はそれぞれ磁場中心  $\mathbf{B}=0$  からの径方向と軸方向の位置を表す。ビームの収束は、軸方向の速度があまり変わらないなら、 $r$  方向に働く力で決まる。反水素ビームが軸上付近を通るとして、 $|\mathbf{B}|$  を  $r$  でテーラー展開すると  $|\mathbf{B}| \sim 2z + (r^2/4z)$  となる。従ってポテンシャル  $\phi = \mu |\mathbf{B}|$  は  $r$  に対して調和型となる。

より詳細に調べるため  $\partial |\mathbf{B}| / \partial r$  をカस्प磁場に対しプロットしたものが図 3 (a) である。図 3 (b) は (a) の拡大図である。この図から  $\partial |\mathbf{B}| / \partial r$  は、 $z=0$  を除くと、 $r$  に対して概ね線型であり、従ってその積分である  $|\mathbf{B}|$  は調和型となる。この性質は六極磁石と同じであり、カस्प磁場は優れたビーム収束作用を持つことが予想される。

次に数値計算により求めた基底状態反水素原子の軌道を図 4 に示す。図 4 (a) は軸上磁場、(b) と (c) はそれぞれ LFS と HFS の反水素原子の軌道が示されている。温度 10 K の基底状態反水素原子が、磁石中心から上流へ距離  $x_a=0.14$  m の地点 A から等方的に出射している。磁石中心より 1.5 m 下流に共振器の入口 (半径  $R=50$  mm) があり、明らかに LFS 反水素の到達数が HFS よ

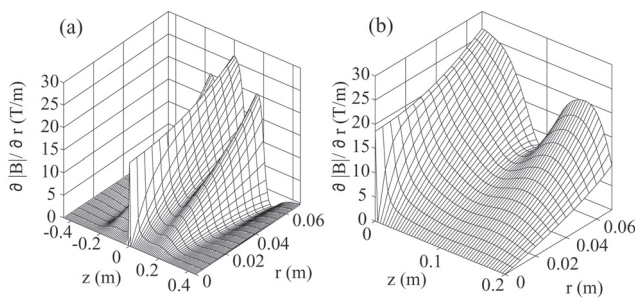


図 3 (a)  $\partial |\mathbf{B}| / \partial r$ , (b) (a) の拡大図<sup>19)</sup>

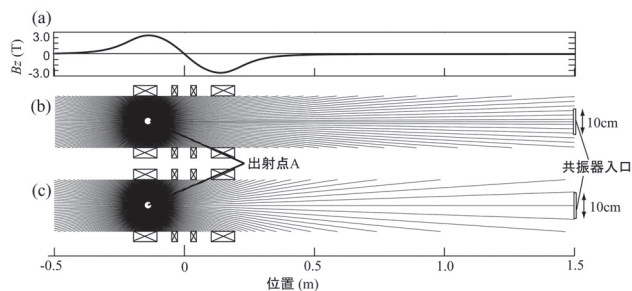


図 4 基底状態反水素原子の軌道計算<sup>19)</sup>

り多い。これら各軌道に、カस्प磁場をレンズとみなしてレンズ公式  $(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f})$  を適用し、焦点距離  $f$  の平均を取ると、ASACUSA におけるカस्प磁石の  $f$  は、反水素原子の運動エネルギー  $K$ 、軸上の最大磁場強度  $B_m$  をパラメータとして、近似的に次式のように表すことができる<sup>19)</sup>。

$$f = \pm 0.085 \frac{(K[\text{K}] \pm 1.1 B_m[\text{T}])}{B_m[\text{T}]} \quad (1)$$

式中の正の符号は LFS 基底状態反水素原子に対する焦点距離を表し、負の符号は HFS に対する焦点距離を表す。レンズ位置  $x_l$  は磁場中心より下流 0.05 m である。運動エネルギーは便宜的に温度  $K$  を単位として表しており、運動エネルギーを Boltzmann 定数で割ったものとして定義されている。この式がカスプトラップより引き出される反水素原子ビームの性質を表している。

一例として図 5 に数値計算で求めた基底状態反水素原子ビーム強度の運動エネルギー依存性を示す。LFS と HFS の反水素原子は同じ数だけ生成したと仮定している。縦軸は反水素原子が  $B_m=3$  T のカस्प磁場中の A 点 (図 4 参照) から等方的に出射し、共振器入口に到達する割合  $h$  を示している。○と△がそれぞれ LFS, HFS の数値計算結果である。一点鎖線は A から共振器入口を見込む立体角の  $4\pi$  に対する割合である。運動エネルギーが増加するに従って、立体角の割合に近づき、逆に減少すると、例えば 5 K では LFS と HFS のビーム強度に 100 倍以上差が付き LFS に偏極することが分かる。一方、実線と破線はそれぞれ LFS と HFS に対して、焦点距離の式 (1) から求めた結果である。この結果は図 6 から容易

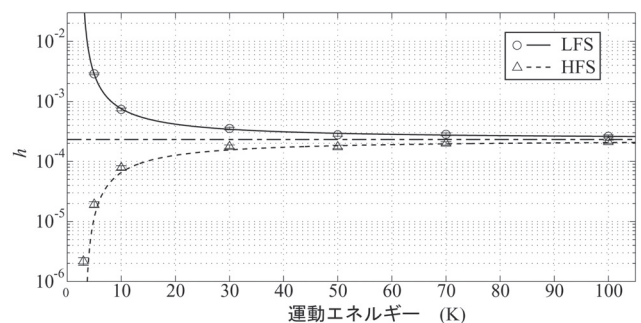


図 5 共振器に到達した反水素原子数の比率  $h$  の運動エネルギー依存性



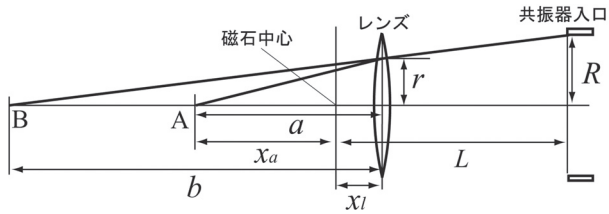


図6 磁石をレンズとして見たときの反水素軌道の概念図

に計算できる. 物点Aから出射した反水素原子は, 像点B(虚像)を考えると, レンズ位置で半径 $r$ 内に入れば共振器の位置で半径 $R$ 内に到達すると思われる. 従って $h$ はAからレンズの半径 $r$ 内を見込む立体角の割合で表せるため,  $h \sim (r/a)^2/4$ となる.  $r$ は図6から幾何学的に,  $r = bR/(b + L - x_l)$ となる. ここで,  $L = 1.5$  m,  $a = x_l + x_a$ である. この結果は図5から数値計算結果によく当てはまることが分かり, 焦点距離の概念が有効であることが分かる. このように式(1)の焦点距離の式とレンズ公式を用いれば, カスプトラップから放出されるビームの収束度合いやビーム強度の各種パラメータ依存性を容易に導き出すことができる.

### 3. 反水素原子の生成

#### 3.1 反水素原子の生成過程

CERNにおける多くの反水素実験では, 高密度にした低温の陽電子プラズマと反陽子をなるべく小さな相対エネルギーで混合することで反水素原子を生成している. 冷たい反水素原子生成の主な物理過程として, 三体再結合  $\bar{p} + e^+ + e^+ \rightarrow \bar{H} + e^+$  が考えられている<sup>20)</sup>. 反応レートは陽電子の密度 $\rho$ と温度 $T$ に対し $\rho^2 T^{-9/2}$ に比例し, 低温で大きくなる. これらの反応による生成を効率的に行うためには, 低温の反陽子と陽電子を大量に用意する必要がある.

#### 3.2 低速反陽子の生成

実験は低速反陽子を世界で唯一供給するCERN研究所にて行われている. 図7にPS complexと呼ばれるCERNの加速器施設の中で, 反陽子が関わる部分の模式図を示す. まず, デュオプラズマトロンイオン源からの陽子はLinac 2によって50 MeVまで加速され, Proton synchrotron booster (PSB)に入射される<sup>21)</sup>. ここで陽子ビームは1.4 GeVまで加速される. 次に陽子ビームは

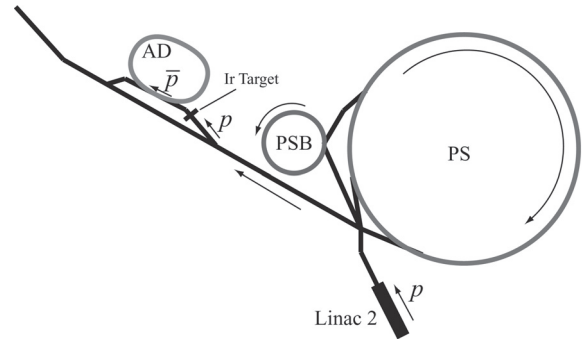


図7 CERN PS complex 模式図 (反陽子と関わりのあるものについてのみ記載)

Proton synchrotron (PS)に入射され, 26 GeVまで加速される. この陽子ビームは Antiproton decelerator (AD) へ向けて輸送され, 1サイクル当たり  $1.5 \times 10^{13}$  個程度の陽子がAD直前に配置されたIr標的に照射される. 反陽子は  $p + p \rightarrow p + p + \bar{p}$  の反応の対生成によって生成する. このとき反陽子は標的から広がって出射するが, このうち2.8 GeVの反陽子を磁気ホーンで効率的に集め<sup>22)</sup>, 1サイクル当たり  $3 \sim 5 \times 10^7$  個の反陽子がADリング(図8<sup>23)</sup>)に蓄積される.

次に反陽子はAD内で, RFによって最終的に5.3 MeVまで減速される. しかし, 減速の過程ではビーム温度が下がらないので, そのままではビームのエミッタンスが悪化し, リングのアクセプタンスからはずれビームを維持できない. ADではビームの減速と冷却を交互に施すことで安定な減速を達成している. ビームの冷却は確率冷却(Stochastic cooling)と電子冷却(Electron cooling)が併用されている(図8参照)<sup>24)</sup>. 最終的に5.3 MeV, エミッタンス  $1\pi$  mm rad, 運動量幅は0.1%のビームとなる. このビームは100秒に一度100~200 nsのパルスビームとして  $2 \sim 3 \times 10^7$  個の反陽子が各実験グループへ供給される<sup>25)</sup>.

ASACUSAではさらに, 通常シンクロトロンの入射器などに用いられる線形加速器(RFQ)を, 逆に減速位相の高周波を用いることでRFQ減速器(RFQD)を開発し, 反陽子をさらに100 keV程度まで減速している<sup>26)</sup>.

#### 3.3 反水素ビーム, および分光実験装置

図9に反水素ビーム生成実験装置が示されている. 主にMUSASHIトラップ, カスプトラップ,

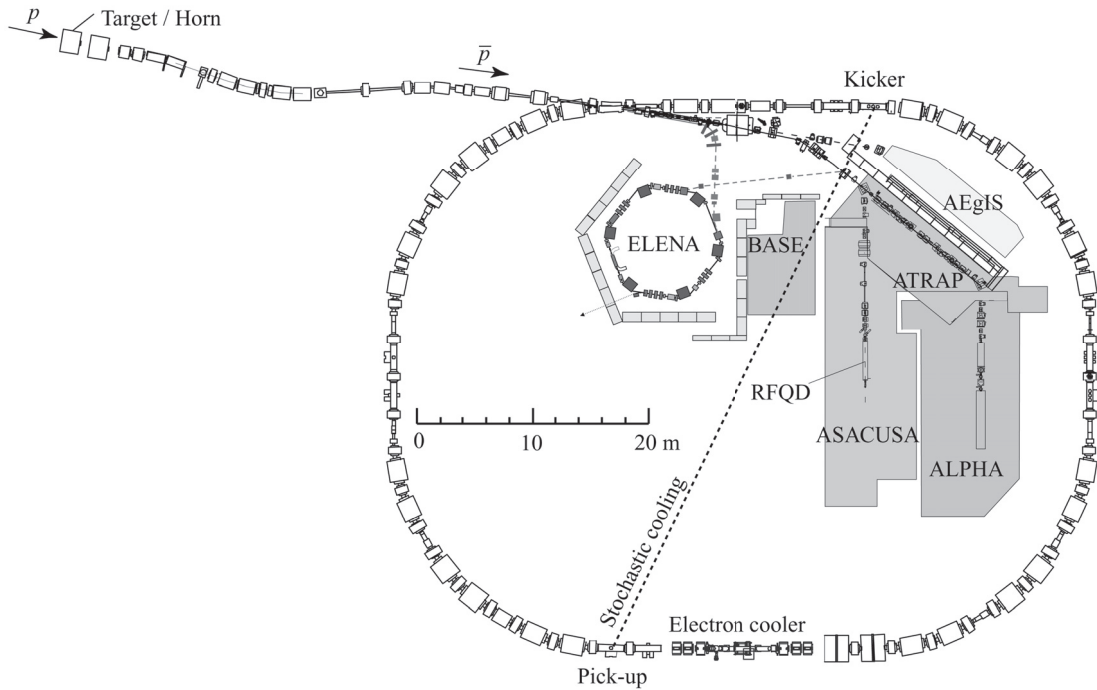


図 8 AD (Antiproton decelerator). ASACUSA, ATRAP, ALPHA, AEGIS, BASE の各実験エリアが示されている。ELENA は CERN が新たに建設中の反陽子減速用 (5.3 MeV から 100 keV へ) のリングである<sup>23)</sup>

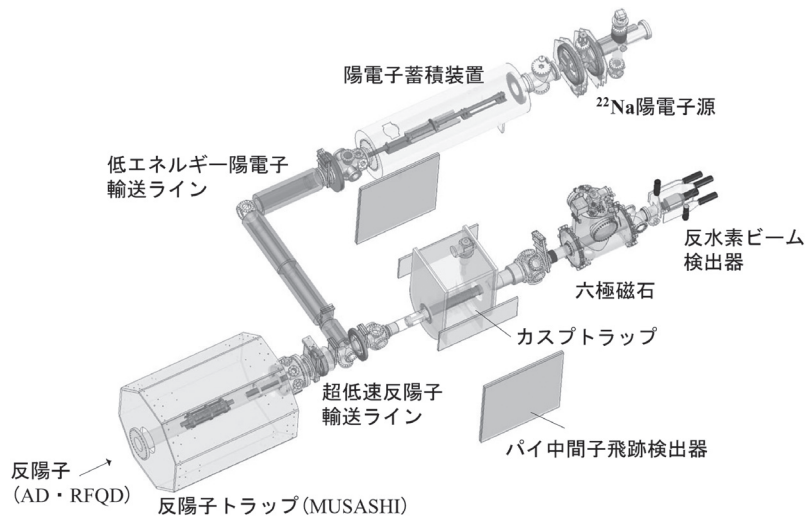


図 9 反水素ビーム生成実験の装置全体概要図

<sup>22</sup>Na 陽電子源, 陽電子蓄積装置, 六極磁石, 反水素ビーム検出器で構成される。分光実験には六極磁石の前に高周波共振器が設置される。

MUSASHI トラップは Penning-Malmberg 型の電磁トラップで, 図 10 に示すように, 超伝導ソレノイド磁石, MRE, 電子銃, 減速薄膜で構成される。MRE 内で荷電粒子は, 径方向の運動がソレノイド磁場によるサイクロトロン運動によって束縛され, 軸方向の運動は MRE の電場に

よって束縛され, 安定に蓄積される<sup>27)</sup>。

図 11 に反陽子の捕獲と, 電子による冷却方法が示してある。最初に電子をトラップ内に導入しておく。このとき 2.5 T の強磁場中で電子はシンクロトロン放射によって, 環境温度にまで冷却され, MRE 中央の 5 つの電極による 50 V の調和型静電ポテンシャル内に保持される。RFQD で減速された反陽子は, 図 10 の左から入射され, 厚さ 180  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  減速薄膜によって 10 keV 程度に

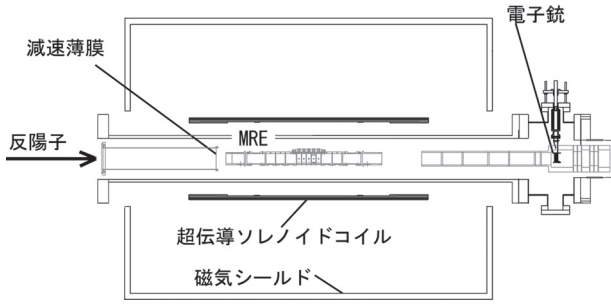


図 10 MUSASHI トラップ (反陽子トラップ)

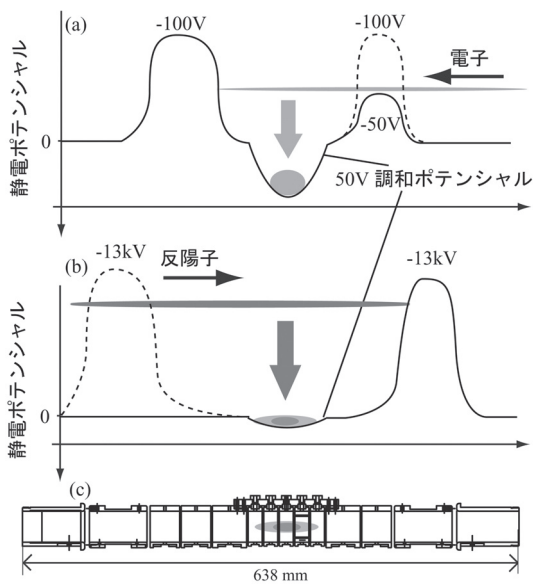


図 11 MUSASHI トラップ中での反陽子の捕獲と電子冷却

減速され、出口側の  $-13\text{ kV}$  の高電圧のポテンシャル壁によって反射，引き返して出ていく前に入口側の  $-13\text{ kV}$  の電圧を印可することで捕獲される。その後，電子との衝突によって冷却され 30 秒程度で  $50\text{ V}$  の調和ポテンシャル中に落ち着く<sup>28)</sup>。そして高電圧を落とす。ポテンシャル中には反陽子の他に冷却用の電子が残るが，ポテンシャルを素早く開閉することで ( $\sim 550\text{ ns}$ )，反陽子を閉じ込めたまま，電子を取り除くことができる<sup>29)</sup>。

$^{22}\text{Na}$  陽電子源からの陽電子は，固体  $\text{Ne}$  モデレータによって減速され，さらに  $\text{N}_2/\text{CF}_4$  バッファガスとの衝突でエネルギーを失い，陽電子蓄積装置の MRE に蓄積される<sup>30)</sup>。

### 3.4 反水素原子の生成

図 12 はカスプトラップ内の (a) MRE の断面，(b) 軸上磁場，(c) MRE によって形成される静電ポテンシャルを示している<sup>31)</sup>。まず図 12 (c) 中のポテンシャル  $\phi_1$  に陽電子蓄積装置からの陽

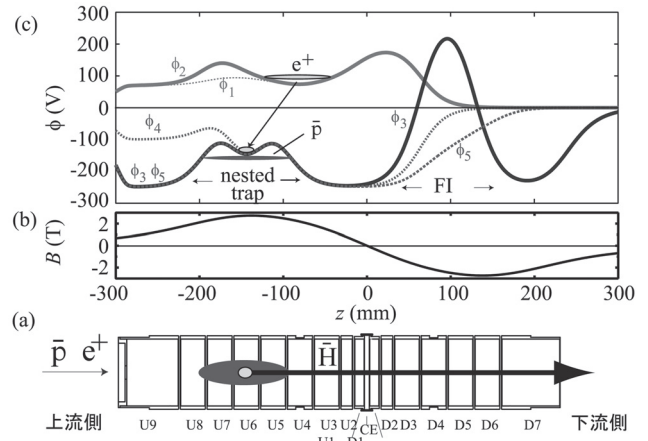


図 12 (a) カスプトラップの MRE の断面，(b) 軸上磁場，(c) MRE によって形成される静電ポテンシャル<sup>31)</sup>

電子パルスを入射し，陽電子が引き返して出ていく前に瞬時に  $\phi_2$  に変化させて捕獲する。陽電子はシンクロトロン放射によって冷却され，ポテンシャルの底に蓄積される。この操作を陽電子がこぼれないように何度か繰り返して  $3 \times 10^7$  個溜め込む。次にポテンシャルを陽電子がこぼれないように滑らかに  $\phi_3$  のような入れ子型ポテンシャル (nested trap) に変化させる。次に， $3 \times 10^5$  個の反陽子が打ち込まれるが， $\phi_4$  のようにポテンシャルを開いて  $150\text{ eV}$  の反陽子のバンチを取り込み， $\phi_3$  に戻して捕獲する。反陽子は nested trap の領域を往復しながら，陽電子とのクーロン衝突によって冷却され，相対速度が同程度になると反応して反水素原子となる。反水素原子は中性であるため，閉じ込める電磁力は働かず，nested trap 領域から四方八方に広がっていく。反水素原子生成を確認するためには，反水素原子の一部が高励起状態にあることを利用する。図 12 (c)  $\phi_3$  に示されるように nested trap の下流側に強い電場を持つフィールドイオン化 (FI) 領域を用意する。高励起反水素原子はここで電離し，残った反陽子は FI 領域に捕獲される。この反水素由来の反陽子を溜め込み，ポテンシャルを素早く  $\phi_5$  のように変化させて排出し，壁面に衝突させ対消滅させると，荷電パイ中間子が放出される。これをカスプトラップの周りに配置されたパイ中間子飛跡検出器 (図 9 参照) を用いて検出することで，FI 領域に捕獲されていた反陽子，つまりは高励起状態にあった反水素原子を確認することができる。典型的には 80 秒間で 260 個の反陽子 (高励起反



水素原子) をカウントしている<sup>9)</sup>.

#### 4. 反水素原子ビームの生成と検出

##### 4.1 反水素原子ビームの生成と検出

生成した反水素原子の一部は、下流まで流れ出てくると考えられる。これを待ち受けるために、反水素ビーム検出器を開発した。この検出器は図13に示されるように、中心にBGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) 結晶のシンチレータ板 ( $\phi$  100 mm, 5 mm<sup>1</sup>) を用いたカロリメータと、その周りを囲む5枚のプラスチックシンチレータとで構成されている。さらに検出器の直前に配置された電極で94 V/cmの電場をかけて主量子数  $n < 43$  のものだけがBGO結晶まで到達できるようにしている。検出器は反水素生成領域より2.7 m下流に設置された。

BGOに到達する反水素数は少なく、数個/150 sであるため、宇宙線を中心としたバックグラウンドを抑制することが重要となる。反水素原子はBGOシンチレータに衝突すると対消滅により大きなエネルギーを落とすが、バックグラウンドとなる宇宙線の多くはミュオンであり、落とすエネルギーは小さい。従って、エネルギー閾値を高く取れば、宇宙線バックグラウンドを抑制できる。また、BGO上で対消滅したときに生成する平均3個の荷電パイ中間子がプラスチックシンチレータ2枚以上に衝突することは容易であるが、宇宙線ミュオンの場合は稀である。BGOのエネルギー閾値と、プラスチックシンチレータ2枚での同時検出を条件に課すことによって、反水素の

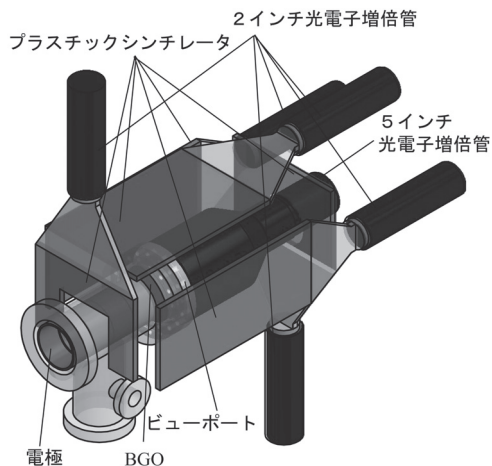


図13 反水素ビーム検出器

同定が可能となる。

図14の太線で縁取られたヒストグラムは反陽子と陽電子の混合時にBGO結晶で得られた1サイクル(150 s)当たりのエネルギースペクトルを示している。ただし、プラスチックシンチレータ2枚が同時に検出される条件を課している。バックグラウンドとしては、宇宙線やカスプトラップ中の反陽子の残留ガスとの対消滅によるパイ中間子が考えられ、反陽子と電子を混合した条件のときに得られたスペクトルをバックグラウンドとして測定し、図14の塗りつぶされた灰色のヒストグラムで示してある。閾値を40 MeVに取れば、反水素原子がバックグラウンドより有意であることが分かる。また、検出器の反水素原子に対する検出効率率はGEANT4によるモンテカルロシミュレーションから求めると約50%であった。これを考慮すると、反水素原子は1時間当たり(4サイクル)約25個が検出器に到達していたことになる。

##### 4.2 基底状態高励起反水素ビームに向けて

前節でのビームは  $n < 43$  の高励起状態の反水素原子を含むビームとなっている。図15は主量子数  $n$  を持つ反水素原子が、横軸で示された軌道量子数  $l$  の状態から、 $n$  より低い準位に1光子を放出して脱励起する寿命を示している。反水素原子は、例えば100 Kの場合、約1000 m/sの速さを持つが、共振器まで約1 mとすると、1 msの時間を経て到達する。このとき共振器に入ってくる高励起反水素原子はバックグラウンドとなる。従って基底状態の反水素原子を選別する必要がある。そのために共振器の手前には電場によるイオ

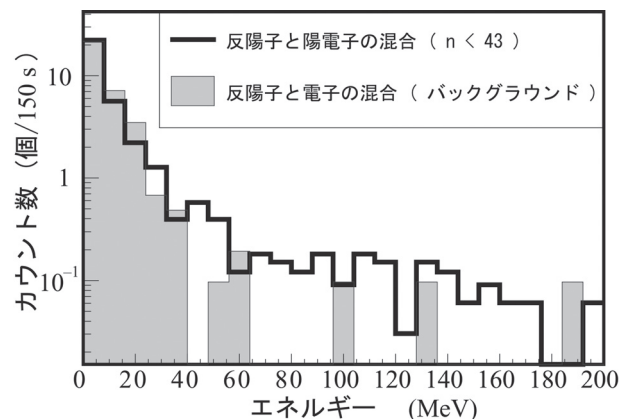


図14 BGOのエネルギースペクトル

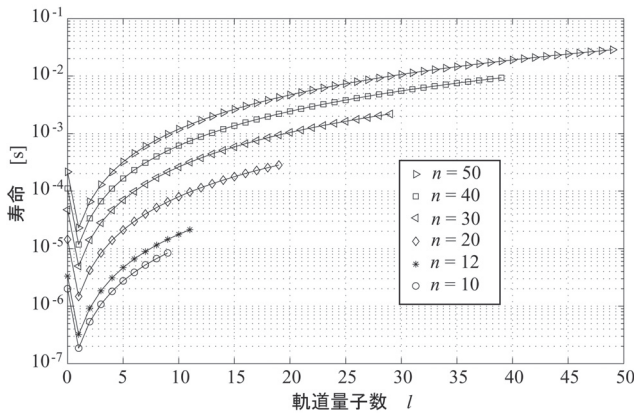


図 15 高励起反水素原子の寿命

ン化装置を設置している。2枚のメッシュに1 cm 間隔で20 kV の電位差をかけて得られる高い電場によって、 $n > 12$  の反水素原子をイオン化させて、排除することができる。 $n < 12$  の反水素原子は、図 15 から分かるように、数 10  $\mu\text{s}$  程度で脱励起し、共振器に到達する前に基底状態に落ち着く。基底状態反水素原子ビームの検出が期待される。

## 5. 今後の展望

最近、より大強度の反水素ビームを得るために、カスプ磁石を2つ組み合わせた構造の超伝導ダブルカスプ磁石を開発した<sup>32)</sup>。さらに磁石と真空ダクトの間には MicroMegas トラッカーを挿入し、反水素生成の様子を観察できるようになっている<sup>33)</sup>。反水素ビーム検出器は BGO 結晶を用いた二次元検出器と、その周りを取り囲むホドスコープに改良されており、宇宙線ノイズのさらなる減少を期待している<sup>34)</sup>。今後はこれらの装置を駆使し、反水素原子の超微細構造分光に向けて実験を進めていくことになる。

## 謝 辞

本研究は、理化学研究所の山崎泰規上席研究員のもとで行われました。反水素研究を進めるにあたり、大変多くのご指導をいただきました。心より感謝を申し上げます。これらの成果は理化学研究所の金井保之専任研究員、東京大学の黒田直史助教をはじめ、非常に多くの方々の協力によって

得られたものです。ここに深く感謝したいと思います。

## 参考文献

- 1) M. Amoretti et al.: Nature **419**, 456 (2002).
- 2) G. Lüders: Ann. Phys. **2**, 1 (1957).
- 3) W. Pauli: in Niels Bohr and the Development of Physics, 30 (McGraw-Hill, New York, 1955).
- 4) R. Jost: Helv. Phys. Acta **39**, 409 (1957).
- 5) J. Schwinger: Proc. Natl. Acad. Sci. **44**, 223 (1958).
- 6) A. Kostelecký and R. Potting: Nucl. Phys. B **359**, 545 (1991).
- 7) R. Bluhm et al.: Phys. Rev. Lett. **82**, 2254 (1999).
- 8) Y. Yamazaki and S. Ulmer: Ann. d Physik **525**, 493 (2013).
- 9) N. Kuroda et al.: Nat. Commun. **5**, 3089 (2014).
- 10) G. B. Andresen et al.: Nature **468**, 673 (2010).
- 11) G. Gabrielse et al.: Phys. Rev. Lett. **108**, 113002 (2012).
- 12) J. Beringer et al. (Particle Data Group): Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012) and (2013) partial update for the (2014) edition.
- 13) E. Widmann et al.: Hyp. Int. **215**, 1 (2013).
- 14) S. Aghion et al.: Nat. Commun. **5**, 4538 (2014).
- 15) P. Perez and Y. Sacquin: Class. Quantum Gravity **29**, 184008 (2012).
- 16) S. Ulmer et al.: Nature **524**, 196 (2015).
- 17) J. N. Kavanagh et al.: Sci. Rep. **3**, 1770 (2013).
- 18) A. Mohri and Y. Yamazaki: Europhys. Lett. **63**, 207 (2003).
- 19) Y. Nagata and Y. Yamazaki: New J. Phys. **16**, 083026 (2014).
- 20) F. Robicheaux: Phys. Rev. A **73**, 033401 (2006).
- 21) K. Hanke: Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1330019 (2013).
- 22) D. Boimond et al.: CERN-PS-94-02-AR (1994).
- 23) S. Maury et al.: Hyp. Int. **229**, 105 (2014).
- 24) S. P. Moller: CERN 94-01, p. 601 (1992).
- 25) P. Belochitskii et al.: Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **214**, 176 (2004).
- 26) J. Bossler et al.: PS/HP Note 97-36, CERN (1998).
- 27) N. Kuroda et al.: Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams **15**, 024702 (2012).
- 28) N. Kuroda et al.: Phys. Rev. Lett. **94**, 023401 (2005).
- 29) N. Kuroda et al.: Phys. Rev. Lett. **100**, 203402 (2008).
- 30) H. Imao et al.: J. Phys. Conf. Ser. **225**, 012018 (2010).
- 31) Y. Enomoto et al.: Phys. Rev. Lett. **105**, 243401 (2010).
- 32) Y. Nagata et al.: J. Phys. Conf. Ser. **635**, 022062 (2015).
- 33) B. Radics et al.: Rev. Sci. Instrum. **86**, 083304 (2015).
- 34) Y. Nagata et al.: J. Phys. Conf. Ser. **635**, 022061 (2015).