KEK 低速陽電子実験施設

兵頭 俊夫*·和田 健

The Slow Positron Facility at KEK

Toshio HYODO * and Ken WADA

Abstract

An introduction to the positron science and the Slow Positron Facility in High Energy Accelerator Research Organization (KEK) is given. The Facility provides an intense slow positron beam based on a dedicated linac. The Positron and positronium (a hydrogen-like bound state of a positron and an electron) are unique probes for materials. Various standard techniques of the positron annihilation spectroscopy and those related to slow positron beams are described with some applications. After giving a brief history of the facility, its present status is reported together with some recent results. A future plan (not authorized yet) of the facility expecting $10^9 \text{ e}^+/\text{s}$ slow positron pulse- DC-beam (s) using a superconducting linac is also described.

はじめに

KEK の低速陽電子実験施設(Slow Positron Facility) では、専用ライナックをもちいてエネルギー可変単色 陽電子ビーム(低速陽電子ビーム)を生成し、固体物 性や原子分子物理学の実験が行われている.本稿では、 陽電子科学の基礎と、同施設の歴史、現状、将来構想 について紹介する.

1. 陽 電 子

陽電子は電子の反粒子である.電子と対消滅してγ 線を生じる.そのγ線を調べることで物質の電子や格 子欠陥について様々なことがわかる¹⁻⁸⁾.

陽電子をつくる方法はいくつかある⁹. ひとつは, β^+ 崩壊をする放射性同位元素をもちいる方法である. 最近では主に半減期約 2.6 年の²²Na が用いられる. 半 減期約 2 時間の²²F¹⁰は、ガンの診断の手段である陽 電子放出断層撮影(positron emission tomography, PET)にも用いられる. 陽電子をつくるもう一つの方 法は、高エネルギー光子からの陽電子電子対生成を用 いる方法である. たとえば、ライナックで 10 MeV 程 度以上に加速した電子を重金属ターゲット(通常は Ta)に当てると、制動放射が出る. それが同じ Ta 内 で電子・陽電子対生成をする. 原子炉の熱中性子によっ て起こる核反応¹¹³Cd (n, γ)¹¹⁴Cd からのγ線による 電子陽電子対生成を用いることもある¹¹⁾.

陽電子を物質中に入射すると、やがて電子と対消滅 してγ線になる.対消滅は、電子と陽電子の相互作用 の中では断面積の小さな過程であり、電子励起、フォ ノン励起等の方が遙かに大きな断面積をもっているの で、ほとんどの対消滅は陽電子が熱化してから起きる.

電子と陽電子がポジトロニウム (Ps)¹² という束縛 状態をつくらずに消滅するときは、大部分が2γに消 減する. その理由は次節の末尾に述べる.

オルソ・ポジトロニウム(3重項、それぞれ3光子に消滅)

$$|11\rangle = |\uparrow\uparrow\rangle$$

$$|10\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$$

$$|1-1\rangle = |\downarrow\downarrow\rangle$$

パラ・ポジトロニウム (1重項、 2光子に消滅)
$$| 00 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$$

図1 オルソ・ポジトロニウム,パラ・ポジトロニウ ムの合成スピンと,陽電子(介),電子(↑)の スピン

^{*} 高エネルギー加速器研究機構 物質構造科学研究所

Institute of Materials Structure Science (IMSS), High Energy Accelerator Research Organization (KEK) (E-mail: toshio.hyodo@kek.jp)

2. ポジトロニウム

電子と陽電子のスピンはともに h を単位として 1/2 なので、合成スピンは、1(3重項)か0(1重項)で ある.したがってポジトロニウムは3重項のオルソ・ ポジトロニウム(o-Ps)と1重項のパラ・ポジトロニ ウム(p-Ps)のいずれかになる.オルソ・ポジトロニ ウムは寿命 142 ns で3γに消滅し、パラ・ポジトロニ ウムは寿命 0.125 ns で2γに消滅する.

ポジトロニウムは、気体分子と陽電子の相互作用で 生成するほか、ある種の絶縁体中でも生成する. ポジ トロニウムは、水素原子の陽子と陽電子が置き換わっ たものなので、シュレーディンガー方程式は水素原子 と全く同じ形をしている. ただし, 水素原子の換算質 量がほとんど電子質量に等しいのに対して、ポジトロ ニウムの換算質量は電子質量の半分である. したがっ てポジトロニウムの基底状態の電子と陽電子の平均距 離はボーア半径の2倍である.しかしポジトロニウム では重心が電子と陽電子の中間点にあるので、その平 均距離は直径と見なせ、ポジトロニウムのサイズは水 素と同じである. オルソ・ポジトロニウムと, パラ・ ポジトロニウムはそれぞれ上に述べた固有の寿命をも つが、気体中や物質中ではさらに、ピックオフ消滅と いう現象がおきる^{13,14)}.これは、ポジトロニウムの中 の陽電子が、気体分子や物質の中の自分とは反対向き のスピンをもつ電子と2γ消滅する現象である.この 現象は、固有の寿命の長いオルソ・ポジトロニウムに 対して、より顕著な寿命の減少をもたらす、これ以外 にオルソ・ポジトロニウムの寿命が減少する効果とし ては、磁場の中で3重項のひとつの状態がパラ・ポジ トロニウム状態とゼーマン混合して2γ 消滅をする過 程¹⁴⁾ や,不対電子をもつ分子やラジカルと衝突した り¹³⁾, Xe 等の重い原子とのスピン軌道相互作用でパ ラ・ポジトロニウムにスピン転換してから消滅する過 程¹⁶⁾ などがある.

さて,陽電子が電子と束縛状態を作らずに消滅する 時を考える.上向きスピンの陽電子が物質中に入った

$$|\uparrow\uparrow\rangle = |11\rangle$$

$$|\uparrow\downarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|10\rangle - |00\rangle)$$

図2 陽電子(↑),電子(↑)のスピンと3重項状態, 1重項状態の関係.右辺の状態は、|ポジトロ ニウムの合成スピン,合成スピンのz成分>

とする.図2のように、陽電子のスピンに対して電子 のスピンは平行か反平行である.平行な状態は3重項 状態の一つであり、反平行な状態は3重項状態と1重 項状態の1:1の重ね合わせである。前者は消滅すれ ば3γになり、後者は2γまたは3γに消滅する. 陽 電子はすぐには消滅せずに電子との衝突を繰り返すが, 消滅率は衝突の頻度と衝突あたりの消滅率の積で決ま る. 電子の集団がスピン偏極している場合を除き、こ の陽電子と電子が3γに消滅しうる確率と2γに消滅 しうる確率の比は(1+1/2):1/2=3:1である.し かし、ポジトロニウムの寿命からもわかるように、1 重項の消滅率が約1,000倍大きいため、3γへの消滅 率と2γへの消滅率の比は、おおよそ1×3:1000× 1=1:300 である. したがってポジトロニウムが生成 しない物質中では,3γ消滅は2γ消滅の約1/300の 頻度でしか起こらない. なお, この場合の2γ消滅と3 γ 消滅は同じ陽電子の遷移の分岐であるから, 寿命は ポジトロニウムの場合と違い、1成分であり、その値 は物質によって異なる.

陽電子を用いる実験 (白色陽電子・単色陽電子共通)

陽電子を用いた実験は,陽電子を一次粒子として試 料に入射し,2次粒子として消滅γ線,陽電子,電子 のいずれかを検出する.また,陽電子は放射性同位元 素からの白色陽電子をそのまま試料に入射させて使用 する場合のほか,放射性同位元素からであるか制動放 射→対生成からであるかとを問わず,白色陽電子から エネルギー可変単色陽電子ビーム(通称,低速陽電子



図3 陽電子に対する仕事関数が負の金属中に入射した陽電子がたどる主な過程

ビーム)にして使われる場合がある¹⁷⁻²¹⁾. 白色陽電子 でできる実験手法はすべて単色陽電子に対して用いる ことができる. ここではまず,白色陽電子しかなかっ た時代から使われている基本的な測定法について述べ る. このときの2次粒子はもっぱら消滅 γ 線である. なお,陽電子は物質中で熱化してから消滅するので, 入射時は白色でも,消滅時には熱エネルギー程度の単 色になっている.

図3に、金属の表面から入射した陽電子がたどる主 な過程を示す. 大部分の陽電子は、入射エネルギーに 依存する深さまで入射し、熱化したのち、物質の電子 と対消滅する. 一部は, 空孔型格子欠陥にトラップさ れてから、そこにある電子と対消滅する. トラップさ れる割合は格子欠陥の濃度に比例する. 陽電子は質量 が小さいので、物質中で後方散乱される確率が大きく、 一部は熱化した時の位置が表面に近いため、表面まで 拡散で戻ってくるものがある.もし,その金属の陽電 子に対する仕事関数が負であると、表面に戻ってきた 陽電子の一部(約1/3)は低速陽電子として放出さ れる. 残りは約1/3ずつがポジトロニウムとして放 出されるか、表面にトラップされる. ごく一部がポジ トロニウム負イオン (Ps⁻) として放出されるような 金属もある. もちろん, 入射陽電子のエネルギーが高 いときは、入射時に2次電子が発生するし、また、熱 化する前に表面に戻ってきて放出される陽電子もある.

3.1 2 y 消滅と運動量分布測定

消滅 γ 線は消滅前の電子と陽電子の情報をもたらす. 特に, 図4に示すような、2 γ 消滅から生じる γ 線はき わめて有用である. 質量を含むエネルギーと運動量の 保存のために、2本の γ 線はそれぞれがほぼ mc²のエ ネルギーをもち(mは電子質量, cは光速),ほぼ真反 対方向に放出される. その 180°からのずれ θ は、電子・ 陽電子対の運動量の、 γ 線に垂直な方向の成分 p_{\perp} との 間に $p_{\perp} = mc \theta$ の関係がある. また、それらの γ 線の ドップラーシフト ΔE は、 γ 線に平行な運動量成分 p_{μ} との間に, $p_{//}=\Delta E/2c$ の関係がある. これらの運動量 成分は, それぞれ, 2光子角相関法とドップラー広が り法で測定される.

2 光子角相関法では、2 光子消滅で生じた両方のγ線 を対向して置かれた位置敏感検出器で検出して,放出 角度を計算し, **p** = mc θ の関係から運動量の垂直成分 を求める^{1.58)}. 長い直線型のスリットをもつ検出器で 垂直成分だけを測定する1次元2光子角相関装置 (1D-ACAR)装置と、2次元位置敏感型γ線検出器を 用いて2成分を測定する2次元2光子角相関(2D-ACAR)装置がある²²⁾. 測定される運動量分布は,自 由な陽電子の消滅からは金属・合金のフェルミ面や半 導体・誘電体の価電子の運動量分布である. また,電 子の波動関数の高運動量成分もわかる. 最近では強相 関電子系のフェルミ面の研究に使われている²³⁾.

パラ・ポジトロニウムの自己消滅からの2γの2光 子角相関は、ポジトロニウムの重心運動の運動量分布 を表している.熱化したポジトロニウムが結晶中で平 面波状態(正確にはブロッホ波状態)にあるときには, 狭い運動量ゼロのピークと, 逆格子点に相当する運動 量分布のサイドピークがみられる. 自縄自縛状態にな ると、空間的局在化を反映した幅が生じる、これを利 用してポジトロニウムの局在・非局在転移の研究がさ れている^{24,25)}.また、シリカ超微粒子中や表面で生成 したポジトロニウムは微粒子間の自由空間にとどまる. そこで、この自由空間に気体分子を導入することによ り、気体分子とポジトロニウムの相互作用を研究する ことができる¹⁴⁻¹⁶⁾. 負の仕事関数で決まるエネルギー で放出されたポジトロニウムが自由空間中で気体分子 や微粒子表面と衝突しながらボルツマン分布に漸近す る様子を観察し、それを解析して、運動量移行断面積 が求められている.

Ge 検出器を用いて γ線のエネルギー分析を行うドッ プラー広がり法は、1本の γ線を検出するだけなので、 2光子角相関法よりもはるかに効率がよい. 運動量分



図4 2光子角相関法は電子の運動量を測定するのが目的なので、試料の位置を確定し、検出器までの距離Lを大きくして角度の精度を高める。ちなみに、がんの診断に使われる陽電子放出断層撮影(PET)では、線源(がん)の位置を見つけるのが目的なので、検出器どうしの角度をなるべく近づけて、検出位置を結んだ直線上に線源がある精度を高める

解能はあまりよくなく,また,1次元の測定しかでき ないが,その手軽さゆえに,さまざまな研究に用いら れている.

Ge 検出器を試料の両側に対向して配置し,2光子同 時検出でγ線のエネルギーを分析する同時計測(コイン シデンス・)ドップラー広がり法は,バックグラウンド を非常に効率よく下げることができるので,内殻電子 の運動量分布を用いて,化学分析(陽電子が対消滅した 内殻電子が所属していた原子の同定)ができる^{26,27,7,8}.

3.2 陽電子寿命法

物質中での陽電子の寿命は,陽電子の位置での電子 密度に反比例する.このため,陽電子寿命の測定も物 質研究の手段になる.陽電子の寿命を測定するために は,陽電子試料に入射された時刻と消滅した時刻を知 る必要がある.実験室では,²²Naを陽電子源に用いて 試料に挟み,陽電子とほとんど同時に放出される 1.27 MeVの核γ線を検出して,陽電子の発生時刻を知 る.消滅時刻は消滅γ線を検出することによって知る.

検出には高速のシンチレーションカウンターを用い る.シンチレータには BaF₂ がよく用いられる.通常, 波高の大小にかかわらず正しいいタイミングで信号を 出力するために,コンスタント・フラクション・ディ スクリミネータという NIM モジュールを使い,TAC という NIM モジュールで時間を波高に転換して寿命ス ペクトルを得る.約10年前に,NIM モジュールを使 わずにスタートとストップの2個の PMT の出力波形 を,高速デジタルオシロスコープの2つのチャネルで 直接記録し,プログラムによる演算処理を行って,寿 命スペクトルを得る方法が開発された²⁸⁾.それまで, シンチレータが介在せざるを得ないガンマ線の時間測 定は 200 ps 程度が実用限界と考えられていた.新しい 方法は,アナログ処理に起因する分解能の劣化を避け ることにより,一挙に 160 ps に向上させた.さらに陽 電子消滅γ線の場合は2本の消滅γ線の両方を検出し て時間平均することにより時間分解能が120 ps に向上 し,固体中のパラ・ポジトロニウムの寿命が初めて直 接測定された²⁹⁾.

3.3 陽電子寿命・運動量相関測定法

陽電子の寿命と電子・陽電子対の運動量を同時に測 定する試みは古くからなされていたが、1990年代に なって運動量分布の時間発展の測定という形に限定し て工夫を加える事で、実用化された^{30,31)}.

3.4 空孔型格子欠陥の研究への応用

陽電子は空孔型格子欠陥に敏感である.原子空孔や その集合体には原子核が存在しないので,実効的に負 に帯電しており,そのために,陽電子は引きつけられ, トラップされる.そこでは電子密度が完全結晶部分に 比べて低いので陽電子の寿命は長くなる.また,トラッ プされた陽電子と原子・分子の電子波動関数の重なり は,完全結晶部分における重なりと異なるので,2光 子角相関法やドップラー広がり法で測定される運動量 分布が変化する.このことから,陽電子寿命法やドッ プラー広がり法を用いた格子欠陥研究が盛んに行われ ている.様々な物質中の空孔型格子欠陥中の陽電子寿 命のリストが整備されつつあり,陽電子による格子欠 陥研究の最も重要な手段のひとつになっている^{1,32,33)}.

絶縁体中で生成されるポジトロニウムも,原子空孔 やポリマーの自由空間や,多孔質物質の自由空間にト ラップされるので,それらの研究に用いられている. たとえば,二光子角相関で運動量分布を測定すればサ イズが分かる.また,オルソ・ポジトロニウムのピッ クオフ消滅率が孔のサイズが小さいほど大きくなるの で,その寿命からも孔のサイズが分かる.これは,他 の手段では測定が難しい,外部につながっていない自 由空間の研究手段として,今後ますます重要になって くると期待されている¹³.



図5 デジタルオシロスコープを用いた陽電子寿命測定システム²⁸⁾



図6 鉄中の同ナノクラスターの成長と、陽電子が見る運動量分布. 急冷直後(b)は純鉄(a)と変わらないが、クラスターが成長してくると(c), BCC 銅のフェルミ面の異方性が見えてくる. 通常の FCC 銅(d)のフェルミ 面の対称性とは明らかに異なる

3.5 ナノクラスター研究への応用

金属中に不純物のクラスターがあるとき、陽電子親 和力が基質より大きければ、陽電子はクラスターにト ラップされる.これを利用して、他の手段では難しい クラスターの電子状態の研究が可能である.たとえば、 原子炉圧力容器のモデル合金は鉄が主体で微量の銅が 混じっているが、高温から急冷すると銅原子は鉄内に 一様に分布する. このため陽電子は鉄の電子とのみ消 滅し、データは純鉄のものと変わらない、これを焼鈍 していくと銅クラスターが成長し、陽電子をトラップ するようになる. その様子はコインシデンス・ドップ ラースペクトルを観測すると分かる³⁴⁾.陽電子が全て 銅クラスターにトラップされてから消滅すると確認さ れた状態の 2D-ACAR スペクトルを観測すると, BCC の対称性を持つフェルミ面が観測された^{27,35)}. すなわ ち、銅クラスターの構造は BCC 構造の鉄母体と整合し ていることが分かる. クラスターがさらに成長すると 銅本来の FCC 構造になり、鉄部分との境界に不整合が 生じて,陽電子は格子欠陥にトラップされて消滅する

ようになる.

また, Al よりも Li の方が陽電子親和力が大きいこ とを利用して, Al_{0.91}Li_{0.09}中の比較的 Li リッチな領域 である Al₃Li クラスターのフェルミ面が調べられてい る³⁶⁾.

4. 低速陽電子ビームの生成

電子ビームを作るときの出発点はカソードである. そこから低エネルギーの電子を放出させ,好きなエネ ルギーに加速する.陽電子の場合,出発点は,放射性 同位元素からのβ⁺線か,光子(制動放射または核γ線) からの対生成で生じた高エネルギー白色陽電子である. その中から,必要な向きで必要なエネルギーを持つ陽 電子を分光法によって取り出すのはきわめて効率が悪 く実用にならない¹⁹.

1970年代に, Mills, Lynn らによって, 非保存力によっ て陽電子のエネルギーを下げる方法が開発されたこと により, 低速陽電子ビームの物性研究, および原子分 子散乱研究への応用の道が開かれた¹⁷⁻²¹⁾. これには,



図7 制動放射からの対生成陽電子,および放射性同位元素からの陽電子の利用

いくつかの金属の表面の陽電子に対する仕事関数が負 であることがかぎになった.仕事関数が負である金属 では、基底状態にある陽電子が表面にくると、自発的 に外に飛び出す.理想的な場合、そのエネルギーは仕 事関数の絶対値に等しく、幅は基底状態にあったとき のエネルギー幅、すなわち熱エネルギー程度であると 期待できる.

金属の陽電子仕事関数は、物質によって正であった り負であったりする. 陽電子の仕事関数が負である金 属としては、Cu、Ni、W などが知られている. 仕事関 数の値は-1eV の程度である.

4.1 減速材(モデレータ)

低速陽電子を生成するための、負の陽電子仕事関数 をもった金属薄膜や金属板、金属メッシュなどを減速 材(モデレータ)という.これは薄膜を透過させて、 陽電子のエネルギーを部分的に奪って減速するのと 違って、いったん減速材中で熱化した陽電子の再放出 を待つという方式なので、ビームの質は高い.減速材 の効率は、加速器を用いた装置では評価しづらいので、 ²²Naを線源として評価される.減速材の奥の方で熱化 した電子は表面に戻ってくるまでに消滅してしまう. 熱化した陽電子が消滅するまでに進む距離(拡散距離) は、よく焼鈍した金属結晶で100 nm 程度である.²²Na からの陽電子の入射深さは100 µm 程度なので、表面 に戻ってくる陽電子は、(拡散距離)/(入射距離)の比 として、入射量の1,000 分の1以下ということになる. 通常使われる減速材の効率は 10,000 分の1 程度以下で ある. 薄膜のモデレータの場合は突き抜けてしまう陽 電子があるので評価は難しいが,突き抜けなかった陽 電子の分布は薄膜内で一様に分布しており,表裏の表 面から拡散距離だけの深さで熱化した陽電子が放出さ れると考えてよい.表面を重視すると,メッシュの利 用が考えられるが,実際,電解研磨で線径を7 µm 径 にしたタングステンメッシュ^{37,38)}の効率は,希ガス固 体モデレータ³⁹⁾以外では最高の効率を与える. 維持管 理の容易さやコストがかからない点では,希ガス固体 モデレータに勝っている.

4.2 再減速による輝度増強

負の仕事関数を利用した減速材を利用して,低速陽 電子ビームの輝度を増強することができる¹⁷⁻²¹⁾.ここ では輝度を, $B = I/q^2 d^2 E$ (I:ビーム強度(粒子数/ 時間), θ :ビームの角度広がり,d:ビーム径,E:ビー ムエネルギー)と定義している.電場や磁場を用いて ビームを収束しても輝度は変わらないことが知られて いるが,電場で加速してビーム径を絞り,減速材(こ の場合は再減速材,リモデレータと呼ばれる)に入射 すると,その位置で熱化し,再放出される.つまりビー ムは絞られたままでエネルギーだけ減少する.この過 程で消滅による損失がありビーム強度は10分の1程度 になる(入射エネルギーが制御されているため,最初 の減速ほど損失は大きくない)が,それを上回る輝度 増強が可能である.輝度増強は,陽電子マイクロビー ム (顕微鏡),陽電子回折の実験などでは必須である.

5. 低速陽電子ビームを用いる実験

陽電子をエネルギー可変単色ビームにして用いると, 研究対象が,固体表面や,薄膜,界面などに広がる. 特に,ビームエネルギーを調節することによって,試 料への入射深さを調節できるので,深さ方向に変化す る試料の特性を調べることができる.しかし,単色化 の過程で陽電子強度が4桁程度低くなるため,²²Na ベー スの低速陽電子ビームでの研究は,ほとんどの場合, 測定手法が消滅γ線のドップラー幅の測定に限られる.

ライナックや核反応を利用した対生成による高強度 の陽電子から出発すれば、高強度の低速陽電子ビーム が得られるので、その制約がなくなる.また、気体分 子と陽電子の様々な散乱過程の断面積の測定が可能に なる.

さらに、ビームをパルス化すると、すべての陽電子 の入射時刻がパルス陽電子の入射時刻で確定できるの で、²²Naの核γが補足できたイベントだけを使う測定 に比べ,陽電子寿命測定の効率が格段に上がる^{40,41)}. 走査陽電子マイクロビーム(顕微鏡)も、試料内部の 空孔型格子欠陥の分布を陽電子寿命値で描画しようと すると、パルス化されたマイクロビームが必要である. パルス化によって可能になるその他の実験として、飛 行時間法による研究がある.たとえば、ポジトロニウ ム飛行時間 (Ps-TOF) によって, 絶縁体固体から放 出されるポジトロニウムのエネルギー測定や、陽電子 消滅誘起オージェ分光法^{40,42)}による表面不純物の解析 が行われている.陽電子消滅誘起オージェ分光法は, 非常に低エネルギーの陽電子を試料表面に入射し、陽 電子と内殻電子の消滅でできた空孔によるオージェ過 程を観測するので、2次電子の極端に少ない測定が可 能である.

高強度化によってのみ可能な,質的に異なる研究の 例として,トラップ-ダンプ型の実験がある⁴³.これは, 陽電子をペニング・トラップに蓄積してから,長さ方 向に調和関数型の電場をかけて時間圧縮し,試料に入 射する.通常の実験条件では,陽電子は同時に試料中 に1個しかない条件で次々に消滅するが,この方法に よって同時に多くの陽電子と試料に注入できる.これ を多孔質物質試料に適用することにより,孔の中に同 時に多数のポジトロニウムを生成させ,ポジトロニウ ムどうしの反応によるポジトロニウム分子 Ps₂の形成 が報告されている⁴⁴. さらに密度を上げてかつ冷却す ることにより,ポジトロニウムのボースアインシュタ イン凝縮を実現する可能性も提案されている.

KEK 低速陽電実験施設の歴史とこれま での成果

本実験施設は、1991年に、KEK の 2.5 GeV 電子ラ イナックビームを、高エネルギー物理学研究のための TRISTAN 実験および物質・生命科学研究のためのフォ トンファクトリーの光源とタイムシェアする形で出発 した⁴⁵⁴⁷⁾.最初の実験として、エネルギー 2.0 GeV、 電力 2 kW、繰り返し周波数 50 Hz で、ポジトロニウム 飛行時間(Ps-TOF)の実験が行われた(TOF 装置と しての時間分解能 22 ns).

1997 に KEK の機構改革があり,物質構造科学研究 所(物構研)が設立されて、フォトンファクトリーは、 ミュオン研究施設、中性子研究施設とともにその一部 となった⁴⁸⁾.同時に、それまで加速器部門に所属して いた低速陽電子実験施設が物構研フォトンファクト リーに属することになった.ただし、KEKの他のビー ムラインと同様にライナックの維持管理はひきつづき 加速器研究部門が担当し、現在に至っている. ちょう どその頃,高エネルギー実験の KEKB プロジェクトが スタートし,ライナックのエネルギーを8.5 GeV に引 き上げることになった(KEKB-Iライナック). これ に伴って,低速陽電子発生機構(コンバータ/モデレー タ)の設置位置が、上流の、ライナックエネルギーが1.5 GeV の位置に移動された. ただし, KEKB-I ライナッ クは高エネルギー実験に使われる頻度が高く、低速陽 電子に使えるマシンタイムは非常に少ないことが明ら かであった. そこで, 以前, 試験運転に使われていた 45 MeV, 1 kW のテスト・ライナックを低速陽電子専 用の電子加速器として併用することになった. テスト・ ライナックは KEKB のビームラインに並行して設置さ れ、低速陽電子を実験装置まで運ぶ下流のビームライ ンはコンバータ/モデレータ部から共通で、2種類の ライナックからのビームをスイッチして使う方式で あった. ただし, 高エネルギーの KEK-B の電子ビー ムはいったん大気中に出てからコンバータ/モデレー タチェンバーに入射するが、エネルギーの低いテスト・ ライナックの電子ビームはそのままコンバータ/モデ レータに入射した.

測定器を置く実験スペースも、電子陽電子入射器棟 地階のテストホール(現在のスペース)に移動した. しかし、本格的利用開始の前に、コンバータ/モデレー タの冷却水パイプに穴が開き、ビームラインの一部に 水が流入したために使用が不可能になった.しかも、 KEK-B ビームラインの高エネルギー実験への使用頻度 が高かったために修理の時間を確保することもままな らなかった.そこで、2001年には、テスト・ライナッ ク自体をテストホールの北側のスペース、すなわち現 在の場所に移動し、名実ともに低速陽電子実験施設の 専用ライナックとして使用することになり、現在に至っ ている^{49,50)}.図8に、現在のライナックと低速陽電子 生成部の様子を示す.

6.1 Ps-TOF 分光測定とその解析

前述のように低速陽電子実験施設の第1ステージで 最初に導入された実験装置は、1995年頃設置した Ps-TOF ステーションである.これは、ライナックのパル スで決まる低速陽電子ビームのパルス構造をそのまま 利用する.試料表面から放出され、一定の距離進んで 消滅した Ps が発するγ線を検出し、その時間分布から、 Ps の放出エネルギーを知る.

この装置で、長嶋泰之氏(当時東大)らが、SiO₂単結晶からのPs 放出エネルギーの測定を行った⁵¹⁾. それまでSiO₂からのポジトロニウム放出エネルギーについて2つの異なる結果が報告されていた. ひとつは²²Na を使ったビームによるPs-TOFで測定したもので、3 eV という値が得られていた. 他のひとつはシリカエアロゲルの自由空間内でのPs の熱化を研究する実

験のなかで、1 eV であるという結果が得られていた. SiO₂, KI, MgO について Ps-TOF を測定したところ, 後2者では1成分なのに対し, SiO₂からのポジトロニ ウムは約1 eV と約3 eV の2成分あることが明らかに された. 解析の結果によると、1 eV のものは、試料内 部でポジトロニウムになり、仕事関数で放出されたも のである. これは SiO₂ の Ps 仕事関数が約-1 eV であ ることを示す. 他方は、陽電子のままで SiO₂表面に戻っ てきた陽電子が表面で Ps を形成して放出されたもので ある. 以前の測定でどうして各々片方ずつしか観測さ れなかったかの解釈も与えられた.

Ps-TOF ステーションはその後少し改修してテスト ホールに移設され,専用ライナックからの低速陽電子 ビームラインに接続され,引き続き共同利用に供され た.研究テーマは主として絶縁体中のナノサイズ以上 の空孔の研究であった⁴²⁻⁵⁰.

6.2 透過型陽電子顕微鏡

2005年に開始された藤浪真紀氏(千葉大)のJST先 端計測分析技術・機器開発事業に低速陽電子実験施設 も参加し,透過型陽電子顕微鏡が製作された.これは, 磁場で輸送された低速陽電子ビームを透過型再減速材



図8 現在の陽電子実験施設のテスト・ライナック,モデレータ/コンバータ部の放射線遮蔽を除いたところ,および低速陽電子ビームラインの上流部.低速陽電子ビームはフェンスの外側の実験ステーションに導かれる

を用いて輝度増強し、同時に静電輸送に切り替えて電 子顕微鏡のフィラメントの役割を果たすようにしたも のである⁵⁷⁾.顕微鏡本体は市販の電子顕微鏡である. 電子と陽電子を切り替えて使用し、正確に同じ場所の 電子顕微鏡像と陽電子顕微鏡像を観察することができ るようにされた.この装置で、金薄膜の1万倍の顕微 鏡像と回折パターンが観測された⁵⁸⁾ (**図 9**).

7. KEK 低速陽電子研究施設の現状

7.1 コンバータ/モデレータ改造による強度増強 現在,テスト・ライナックは,エネルギー 55 MeV, ロングパルスモード(幅1 µs, 550 W)とショートパ ルスモード(幅 7 ns, 60 W)で運転している.

低速陽電子生成のためのコンバータ/モデレータは 2010年の夏から秋にかけて改造した.

図 10 左は旧コンバータ/モデレータの模式図である. コンバータの材質は Ta, モデレータの材質は W である. 旧モデレータでは, 厚さ 25 µm のタングステン(W) 薄膜 7 枚を入射電子に対して垂直に配置して

いた. W薄膜の中で熱化し, 拡散により表面に到達して, 負の仕事関数によって再放出された陽電子を9Vの乾 電池によって電子ビームとは垂直の方向に引き出し, 最大 35 kV 程度までの電場で再加速する. 再加速は, 下流のビームラインをグランド電位とし, コンバータ /モデレータに高電圧をかけることで行う. この電圧 を変えることでエネルギー可変単色陽電子ビームが得 られる. なお, W 薄膜は, 真空中で2,000 ℃程度の通 電加熱によるアニール処理を1枚づつ行なったものを 用いていた. アニール処理を行なうと再放出陽電子の 割合が増えることが経験的に知られている.

新コンバータ/モデレータ(図10右)では、従来と 同じように入射電子の進行方向に対して面が垂直にな るよう配置した25µmのW薄膜に、面が平行になる向 きに同じ厚さのW薄膜を追加して井桁状に2セット組 み、2段に配置した.引き出し方向は旧モデレータと 同じく、電子ビームに垂直な方向である.平行な向き に配置したW薄膜の変換効率は、垂直に配置した場合 よりも高いと思われる.さらに、新コンバータ/モデ



図9 マイクログリッドにのせた金薄膜の、同一部分の電子顕微鏡および陽電子顕微鏡像(10,000倍)



図10 (左) 旧コンバータ/モデレータ, (右) 新コンバータ/モデレータの模式図

-11 -

レータでは、4 ch 高圧フローティング電源を導入し、 コンバータ、1 段目のモデレータ、2 段目のモデレータ、 引出しグリッドの隣どうしの間に、0 V から 10 V の相 対電圧をかけられるようにした.これにより、低速陽 電子ビームの引出方向と逆側にモデレータ表面から再 放出された陽電子も、相対電圧によってビーム引出し 方向に追い返して利用することができる.

短冊状のW薄膜を井桁に組み上げるために,レーザー 加工により 30 µm 幅の切り込みを入れ,その切り込み 同士をはめあわせた.

W 薄膜はアニール処理すると歪みや脆化が生じるの で、アニール後に井桁状に組むことは困難である.そ こで、井桁状に組んだものを 50 µm 厚 W 薄膜製のフタ 付の箱に入れ、KEK 機械工学センターの電子ビーム溶 接器のビームで加熱した.これによって通電加熱によっ て行われているアニール処理の温度よりも高い 2,400 ℃ 前後(正確な値は不明)で処理ができた.溶接チャン バー内の真空度は 1 × 10⁻⁵ Torr であった.

図11は、取り付け直前のコンバータ/モデレータの アッセンブリを示す.コンバータ/モデレータ改造前 後の低速陽電子ビーム強度の相対評価は、ビームモニ タ用の Micro-Channel Plate (MCP) アセンブリに低速 陽電子ビームをあて、消滅γ線をシンチレーションカ ウンターで計測して行った.全てのビーム輸送パラメー タを同一にして、コンバータ/モデレータの交換前後 の低速陽電子ビーム強度を比較した所、交換後の方が 1 桁強度が強くなっていた.



図11 取り付け前の新コンバータ/モデレータ. 高速 電子は写真の上方から来てコンバータ(厚さ 4 mmのTa)にあたり、対生成した陽電子が井 桁状のW薄膜モデレータに入射し、低速陽電子 は開口部から引き出される

ビーム強度増大の主な要因は、入射電子の進行方向 に対して平行な向きにW薄膜を追加した効果によるも のと考えている.アニール温度の違いによる効果は不 明である.また、高圧フローティング電源のフローティ ング電源を全て10V出力させると、以前の乾電池で引 出グリッドにのみ電圧をかけていた状況と比較して、 約1.6倍のビーム強度増大の効果が認められた.

7.2 実験ステーション

当施設の実験ステーションの配置を図12に示す.以下でそれぞれの実験ステーションについて述べる.

7.2.1 ポジトロニウム飛行時間測定実験ステーション ポジトロニウム飛行時間(Ps-TOF)測定装置につ いては、「6. KEK 低速陽電実験施設の歴史とこれまで の成果」の節で述べた。2010年末までは、Ps-TOFの 装置とポジトロニウム負イオン(Ps⁻)の実験装置が 直列につながっていた。2011年頭に新分岐ラインを建 設して Ps⁻実験装置を移動した。Ps-TOF実験装置の 時間分解能は二十数 ns 程度であり、そのボトルネック になっているのは現在検出器のサイズの大きさである。 陽電子コンバータ/モデレータの改造によってビーム 強度が1桁増えたことを活かし、検出器を小型化する とともに、陽電子ビームのパルス幅を現在の10 ns 程 度から数 ns まで狭くして時間分解能を向上させ、再度 共同利用実験に公開する準備を進めている。

7.2.2 低速陽電子ビーム汎用ステーション

現在、低速陽電子ビーム汎用ステーションとして、2 つのビームポートがある.そのうちの1つは透過型陽 電子顕微鏡(TPM)に利用されていたが、今後は、電 子顕微鏡部分に導入する前段の、輝度増強システム (BES, brightness enhancement system)を含む静電型 の陽電子マイクロビームを活かした研究の展開が検討 されている.



図 12 KEK 低速陽電子実験施設の現在の実験ステーション配置の平面図(上)および側面図.1階(Gnd. fl.)と,地階(B1 fl.)と,地階にある中間階(Int. fl.)からなっている

もう1つのビームポートは、2010年に長嶋泰之氏(東 京理科大)のグループがポジトロニウム負イオン (Ps-) の光脱離に初めて成功した590ステーションを移設して 研究を次の段階に進めるために,2011年初に新たに建 設されたものである. Ps は, ポジトロニウムにもう1 つ電子が束縛した状態で、1946年に Wheeler によって その存在が理論的に予言された. Ps⁻は, 全く同じ質 量の3つの粒子から構成されているため、H⁻における 質量無限大の原子核としての近似計算や,H₂+におけ るボルンーオッペンハイマー近似計算などは適用でき ない. そのため、Ps⁻は純粋な3体問題の対象として 多くの理論的研究がなされている.実験的には1980年 に Mills によって最初に見いだされた^{60,17-19)}.彼は、炭 素薄膜に陽電子を入射して通り抜けたものの中に Ps-があることを、電場による加速でドップラーシフトし た消滅γ線を観測することで確認した. 最近長嶋らに より、Naを蒸着したW表面を用いてPs⁻を高効率で 安定に生成する方法が開発された⁶¹⁻⁶³⁾ (図 13). この方 法を用いて,本実験施設の大強度パルス低速陽電子ビー ムを用いた Ps⁻のレーザー分光実験に成功し、光脱離 反応の断面積の下限を与えた⁵⁹⁾.次の段階では,光脱 離反応の断面積の測定や、この過程を利用したエネル ギー可変ポジトロニウムビームの生成が計画されてい る.

7.2.3 反射高速陽電子回折 (RHEPD) 実験ステー ション

2010年に,原子力研究開発機構高崎研究所の河裾厚 男氏のグループとの共同開発研究により,反射高速陽 電子回折(RHEPD, Reflection High Energy Positron Diffraction)の装置を導入した.表面に特化した回折法



図13 W表面からの、ポジトロニウム負イオンの放出. 電場をかけて加速したことによってエネルギー mc²からドップラーシフト(青方変移)した消 減γ線のピークが、Na 蒸着によって増加する^{∞)}

としては、電子線を用いた、低速電子回折(LEED, Low energy electron diffraction)と反射高速電子回折 (RHEED, Reflection High Energy Electron Diffraction) が知られている。前者は低エネルギーの電子を入射す ることにより、表面付近での回折を観測しようという ものである。後者は高エネルギーの電子を表面にすれ すれの角度で入射することにより表面付近の原子によ る回折像を得ようとするものである。それぞれ電子を 陽電子に変えた、低速陽電子回折(LEPD, Low Energy Positron Diffraction の略)と反射高速陽電子回 折(RHEPD)が提案されて研究が行われている。

RHEPD は河裾氏らによって実用化された^{52,53)}. 電



図14 Si (111) -7×7表面の電子と陽電子の正反射強度.
 限電子のデータの方が、表面プラズモンの励起が明瞭に見える⁶⁷⁾

子と比べたときの最大の特徴は,陽電子が最表面での み反射される全反射効果の出現である. 電子に対する 結晶ポテンシャルが負であるために、電子は結晶内部 に引き込まれて全反射は起こらないが、陽電子に対す る結晶ポテンシャルは正なので、ある視射角度以下で 結晶表面に入射された陽電子は、内部に進入すること なく最表面で全反射される.この特徴を活かすことで, RHEPD は, RHEED では観測が難しい最表面の吸着原 子の配置や電子状態についての知見を得ることができ る. 原研高崎河裾グループの深谷氏らは, 既に²²Na を 陽電子源とするビーム装置で,Si (111)-(7×7) 表面 のアドアトムのダイナミクスや全反射強度に見られる 非弾性散乱の効果^{66,67)} (図14), Si (111) 表面上に吸 着した In や Ag の相転移の研究^{68,69)} で成果を挙げてい るが、本施設での高強度ビームを利用することにより、 新たな展開が期待される.

RHEPD 実験では,磁場で輸送したビームをいった ん磁場から切り離して平行ビーム化する必要がある. 現在は鉄板1枚でヘルムホルコイルの磁場を遮蔽した 領域に陽電子ビームを取り出してから,磁気レンズと アインツェルレンズによってビーム形状を調整してサ ンプルに入射することで,既に RI 線源ベースの低速陽 電子ビーム装置よりも一桁強い回折強度を得ているが, 2011 年度は,透過型リモデレータによる輝度増強部を 導入することで,さらに一桁以上の高強度の回折を得 る計画である.将来的には,共同利用実験ステーショ ンとして公開することを目指している.

7.2.4 RI 線源ベース低速陽電子ビーム装置

2010年夏に、²²Na線源を陽電子源とする低速陽電子 ビーム装置を、東京理科大学長嶋研究室と、東京大学 斎藤文修研究室との共同開発研究により、理化学研究 所から当実験施設に移設した.現在、装置の改造を施 しており、理研から一緒に移設した、弱くなった²²Na 線源を用いたビーム調整を2011年度から開始する予定 である.新しい線源の入手の目途が立った段階で、DC ビームとしての特色を活かした実験や、初めて低速陽 電子ビームを利用する入門者向けとして、共同利用に 供する予定である.

8. KEK 低速陽電子実験施設の将来構想

KEK の低速陽電子実験施設は,前述のように,現在, 物質構造科学研究所のフォトンファクトリーに所属し ている.専用ライナックの運転については加速器部門 が担当し,低速陽電子ビームライン及び実験ステーショ ンの建設については,フォトンファクトリーの技術ス タッフのサポート(および部分的に加速器部門の技術

14 J. Particle Accelerator Society of Japan, Vol. 8, No. 1, 2011

スタッフのサポート)を受けている.本稿に述べたよ うな,陽電子のプローブとしての有用性を鑑みて,施 設の体制が強化されることを,関係者は強く希望して いるところである.最近,日本学術会議の「学術の大 型施設計画・大規模研究計画のマスタープラン」の第 3次募集に課題案を提出する機会があった.これはあ くまで課題案であり,KEKにおいてそれを推進するこ とが決定しているというわけではないが,以下に,そ こに提案した「高強度エネルギー可変単色陽電子ビー ムを用いた物質研究-反粒子(陽電子)による物質解 析センター」構想について説明する.

8.1 構想

この計画では、物質の電子状態や構造のユニークな プローブである陽電子の、世界最高強度のエネルギー 可変単色ビームを作り、様々な実験ステーションを配 置して、物性物理学及び原子分子物理学の研究の共同 利用を行う.具体的には、超伝導ライナックを用いて パルスおよび DC の、強度 10⁹ slow e+/s の低速陽電子 ビームを作り、陽電子寿命測定、2 光子角相関、陽電 子回折、陽電子顕微鏡、高密度陽電子パルス生成など の手法を用いて、物質解析および基礎科学実験を行う.

この計画の科学的意義は、本稿で述べた陽電子ビー ムの有用性から明らかであると思われるが、陽電子の 特徴である、物質中で熱化して、主として金属・合金 のフェルミ面や荷電子と消滅してそれらの情報をもた らすこと、また、空孔型の格子欠陥に極めて敏感であ ることを利用した物性研究を展開することにある.陽 電子を低速にしてから任意のエネルギーに加速するエ ネルギー可変単色ビームを用いれば、固体内部のみな らず、表面や薄膜の電子状態や構造の研究が可能であ る.また、エネルギーを調節して、表面からの深さの 関数としての情報も得ることができる. さらに, 電子 をプローブとする測定法で電子を陽電子に代えた手法 も可能である. その中には電子の場合とは質的に異な る、特徴ある情報が得られる手法がある.たとえば、 走査陽電子顕微鏡, 陽電子回折, 陽電子消滅誘起オー ジェ分光などがその例である.また,陽電子が電子と 結合したポジトロニウムという「原子」を、多孔性薄 膜の自由空間の研究に用いる. ポジトロニウムの精密 測定による束縛系 QED の検証も行う. さらに, 陽電 子を空間的・時間的に高密度化して陽電子どうし、あ るいはポジトロニウムどうしの相互作用の研究を行う.

高強度のエネルギー可変単色陽電子ビームを得るために、ライナックを用いて作った高強度1次陽電子ビームから出発することが必須である.現在のKEK物質構造科学研究所フォトンファクトリー低速陽電子実験

施設の低速陽電子ビームは 5 × 10⁷ slow e⁺/sec を実現 している.これはすでに β⁺ 線から作ったビームの強 度より 2 桁以上強いが,多くのユーザーが利用する高 強度高品質のビームを得るためには,さらに 2 桁の増 強が望まれる.そのためには、ライナックの更新,放 射線防御の強化,ビームラインの増強が必要である.

所要経費は90億円を計上し,運転経費としては年5 億円を想定している.もし計画が認められれば,初年 度から次年度前半で基本設計・詳細設計を行い,第3 年度にかけて建設を行って運転を開始する.開発は, KEK を中核機関として参加研究機関の協力によって行 う.ライナック及び低速陽電子生成部の設計は主に KEK で行い,陽電子科学関係者のいる諸大学,研究所 の協力を設計段階から得る.

関連研究者の学術コミュニティである日本陽電子科 学会では、高強度可変エネルギー単色陽電子ビームへ の期待は大きく、本計画は強く支持されている.現在 は企画段階であり、KEK 物構研 PF 低速陽電子実験施 設のユーザーグループを中心に進めている.

高強度低速陽電子ビームを作る試みは、ヨーロッパ や米国で行われており、本プロジェクトに各国の協力 を得る.本構想のような施設のニーズは諸外国でも高 く、本施設の実現により、国外からの多くの共同利用 が見込まれる.

8.2 施設に備えたい装置とその用途

8.2.1 ビームライン

エネルギー可変単色陽電子ビームの元になる一次陽 電子はライナックで加速した電子をコンバータに当て て生成する. それを,モデレータに入射して,低速陽 電子ビームを取り出す.低速陽電子ビームは幅10 ps 台パルス・ビームと DC ビームの双方を切り替えて使 えるようにする.

ライナックは、パルス幅が短く、繰り返し周波数の 自由度が高い超伝導ライナックを使用する. 低速陽電 子強度 10⁹/s を実現するために、9 MeV, 50 kW 程度の 運転を考えている. 加速エネルギー9 MeV であれば、 ターゲットやダクトがほとんど放射化しないので、ター ゲット部の維持管理が容易な、クリーンな陽電子源と なる. ただし、このエネルギーでは対生成の断面積が 小さいために放熱が課題になる. それが解決しない場 合は、50 MeV、5 kW 程度のほうがよいと思われる. その場合は、ターゲット部は放射化するので、数年毎 のターゲット部の交換に時間がかからないように、十 分工夫した設計を行う.

パルス/DCの切り替え可能な低速陽電子ビームの ための一次陽電子を作るライナックとしては,周期可 変パルスの CW 運転が理想的である. しかし, パルス 運転のライナックでも, 目的は達せられる.

CW 運転の超伝導ライナックの場合,100 MHz 以上 の CW パルス であれば DC 低速陽電子ビームとしてそ のまま共同利用できる.10° slow e+/s としても,1パ ルス内には10 個程度の陽電子しか含まれないからであ る.パルス低速陽電子ビームは,CW パルスの周期を 100 kHz に切り替えることができれば,そのまま利用 できる.このとき,パルス間隔は10 μs なので,オルソ・ ポジトロニウムの寿命が関係するような長寿命イベン トの測定も可能である.検出されるγ線が0.1 カウン ト/パルスになるように検出器を調節したとしても, 10,000 c/s という高効率の測定が可能になる.

パルス運転の超伝導ライナックの場合,たとえば 5 Hz のパルスの中に周期が 50 kHz の短パルスが含ま れているとすると,DC 低速陽電子ビームを得るには, パルス毎に Floating パルス電源でゲートをかけて Penning Trap に貯め,次のパルス (20 µs後)までの 間にゆっくり放出すればよい (DC 化).パルス低速陽 電子ビームは,5 Hz の 2 ms 幅のパルス中に 50 kHz の 短パルスがある場合,パイルアップがないように検出 器を調節すると,50 c/s になる.これではせっかくの 高強度が生かせないので,DC 化したビームを改めて 好みの幅と繰り返し周波数のパルスにすることになる だろう.

コンバータ/モデレータは、従来の KEK 物構研 PF 低速陽電子実験施設の経験を生かして設計する. コン バータは TaとWの得失を比較して決定する. モデレー タは厚さ 25 µm のW 薄膜の短冊を井桁状に組む. 対 生成陽電子は井桁の横から当たるようにして, 陽電子 はそれと垂直方向の井桁正面から引き出す. この方法 の利点は、モデレータを複数並べれば、複数の低速陽 電子ビームが得られることである.

低速陽電子のエネルギー調節(再加速)は、コンバー タ/モデレータの電位を最大 50 kV まで変化させるこ とによって行う. ビームラインダクトはアース電位と する. 低速陽電子ビームの輸送はヘルムホルツ・コイ ルによる磁場輸送を基本とし、やむを得ない箇所には コイル直巻きのソレノイドコイルを用いる.

必要な場合には、再減速材を用いた輝度増強を行う. 再減速材の電位を変えることで、輝度増強された電子 ビームのエネルギーを調節することもできる.

8.2.2 エンドステーション

実験のためのエンドステーションは、パルスのエネ ルギー可変低速陽電子ビームが必要なものと、DC ビー ムが必要なものと、強度が高ければパルスでも DC で

-15 -

もよいものとがある.

- パルスビームを用いる装置 陽電子寿命測定装置 陽電子オージェ分析装置 Ps-TOF装置 走査陽電子マイクロビーム(顕微鏡)装置 原子分子散乱装置装置
- 2. DC ビームを用いる装置 低速陽電子ビーム 2D-ACAR 装置 ドップラー幅測定装置 同時計測ドップラー幅測定装置
- 陽電子ビーム強度が重要な装置
 陽電子回折装置
 陽電子散乱実験装置
 ポジトロニウム散乱実験装置
 陽電子トラップを用いた高密度陽電子/ポジトロニウム実験装置

謝辞

低速陽電子実験施設の直接の担当者は本稿の著者2 名であるが,加速器の運用・開発は加速器研究施設の 加速器第五研究系が担当している.共同利用実験の運 用や個々の要素技術開発にあたっては,同研究系の他, 物質構造科学研究所・放射光科学研究施設の電子物性 グループと先端技術・基盤整備・安全グループ,およ び共通基盤研究施設の放射線科学センターと機械工学 センターの協力を得ている.

物質構造科学研究所の河田洋氏,加速器研究施設の 小林幸則氏,坂中章悟氏には,超伝導ライナックにつ いての情報をいただいた.コンバータ・モデレータの 改造にあたって産業技術総合研究所の鈴木良一氏の助 言を得た. RI線源ベース低速陽電子ビーム装置の移設 にあたって理化学研究所の神原正氏にご協力頂いた.

本稿の内容の一部は、東京理科大学の長嶋泰之氏, 立花隆行氏,日本原子力研究開発機構の河裾厚男氏, 前川雅樹氏,深谷有喜氏,東京大学の斎藤文修氏,千 葉大学の藤浪眞紀氏,立教大学の神野智史氏の共同利 用実験,あるいは各氏との共同開発研究(平成22年度 高エネルギー加速器研究機構共同開発研究)の成果で ある.

参考文献

- P. Hautojarvi, ed., "Positrons in Solids" (Springer, 1979).
- W. Brandt and A. Dupasquier, eds., "Positron Solid State Physics" (Elsevier, 1983).

- A. Mills and K. F. Canter, eds., "Positron Studies of Solids, Surfaces, and Atoms" (World Scientific, 1986).
- A. Dupasquier and A. P. Mills, Jr., eds., "Positron Spectroscopy of Solids" (Ios Press, 1995).
- 5) 藤原邦男·兵頭俊夫,日本物理学会誌 38,936 (1983).
- 6) 氏平祐輔編「陽電子計測の科学」(日本アイソトープ 協会刊, 1993).
- 7) 兵頭俊夫,放射光(日本放射光学会誌) 11,11 (1998).
- 8) 兵頭俊夫・長嶋泰之, 固体物理 43,63 (2008), 同 43,185 (2008).
- 9) 兵頭俊夫,数理科学 320,63 (1990),別冊数理科 学「素粒子」68 (1998).
- 10) F. Saito, et al., Nucl. Instrum. Methods A 450, 491 (2000).
- 11) C. Hugenschmidt, et al. Nucl. Instr. Meth A 554, 384 (2005).
- 12) A. Rich: Rev. Mod. Phys. 53, 127 (1981).
- 13) 兵頭俊夫,まてりあ(日本金属学会誌) 35,103 (1996).
- 兵頭俊夫・長嶋泰之,日本物理学会誌 52,248 (1997).
- 15) F. Saito, et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 36, 4191 (2003).
- H. Saito and T. Hyodo, Phys. Rev. Lett. 97, 253402 (2006).
- 17) A. P. Mills, Jr. 文献 2, 209 (1983).
- 18) P. J. Schultz and K. G. Lynn, Rev. Mod. Phys. : 60, 701 (1988).
- 19) A. P. Mills, Jr. 兵頭俊夫,科学 57, 35 (1987).
- 20) P. Coleman, ed. "Positron Beams and their Applications" (World Scientific Pbl., 2000).
- 21) M. Charlton and J. W. Humberston, "Positron Physics" (Cambridge University Press, 2001).
- 22) たとえば K. Inoue, et al., Nucl. Instr. Meth. A 487, 471 (2002).
- 23) Zs. Major, et al. : Phys. Rev. Lett. 92, 107003 (2004).
- 24) J. Kasai, et al., J. Phys. Soc. Jpn. 57, 329 (1988).
- 25) 兵頭俊夫, 日本物理学会誌 45,830 (1990).
- 26) P. Ashoka-Kumar et al., Phys. Rev. Lett. 77, 2097 (1996).
- 27) 永井康介・長谷川雅幸:日本物理学会誌 60,842 (2005).
- 28) H. Saito, et al., Nucl. Instr. Meth. A 487, 612 (2002).
- 29) H. Saito and T. Hyodo, Phys. Rev. Lett. 90, 193401 (2003).
- 30) T. Hyodo, 文献 4, 419 (1995).
- 31) 兵頭俊夫, 放射線 24, 13 (1998).
- 32) まてりあ(日本金属学会誌) 35,91-137 (1996).
- 33) R. Krause-Rehberg and H. S. Leipner: "Positron Annihilation in Semiconductors: Defect Studies" (Springer, 1999).
- 34) Y. Nagai, et. al., Phys. Rev. B 61, 6574 (2000).

- 35) Y. Nagai, et al., Phys. Rev. Lett. 87, 176402 (2001).
- 36) Laverlock, et. al., Phys. Rev. Lett. 105, 236401 (2010).
- 37) Y. Nagashima, et al., Jpn. J. Appl. Phys. 39 5356-5357 (2000).
- 38) F. Saito et al., ppl. Surf. Sci. 194, 13 (2002).
- 39) E. M. Gullikson and A. P. Mills, Jr., Phys. Rev. Lett. 57, 376 (1986).
- 40) 鈴木良一,まてりあ(日本金属学会誌)35,147 (1996).
- 41) R. Suzuki, et al., Hyperfine Int. 84, 345 (1994).
- 42) T. Ohdaira, et al., Appl. Surf. Sci. 100/101, 73 (1996).
- 43) R. G. Greaves, Appl. Surf. Sci. 194, 56 (2002).
- 44) D. B. Cassidy and A. P. Mills, Jr., Nature 449, 195 (2007).
- 45) Asami et al., Mat Sci Forum 105-110 1833 (1992).
- T. Kurihara, A. Shirakawa, A. Enomoto, et al., Appl. Surf. Sci. 85, 178 (1995).
- 47) T. Shidara, et al., Mat. Sci. Forum 175-178, 205 (1995).
- 48) T. Kurihara, et al, Nucl. Instrum. Meth. B 171, 164 (2000).
- 49) T. Kurihara, et al., Mat Sci. Forum 445-446, 486 (2004).
- 50) T. Hyodo, et al., J. Phys. : Conf. Ser. 262, 012026 (2010).
- 51) Y. Nagashima, et al., Phys. Rev. B 58, 12676 (1998).
- 52) K. Ito, et al., J. Appl. Phys. 98, 094307 (2005).

- 53) 伊藤健志他 PF News 24, No. 3, 20 (2006).
- 54) H. K. M. Tanaka, et al., Phys. Rev. B 72, 193408 (2005).
- 55) H. K. M. Tanaka, et al., micropor. Mesopor. Mater. 95, 164 (2006).
- 56) H. K. M. Tanaka, et al., J. Phys. : Condens. Matter 18, 8581 (2006).
- 57) M. Fujinami, et al., Anal. Sci. 24, 73 (2008).
- 58) 神野智史他, PF News, 27, No. 1, 26 (2009).
- 59) K. Michishio et al., Phys. Rev. Lett. 106, 153401 (2011).
- 60) A. P. Mills, Jr., Phys. Rev. Lett. 46, 717 (1981).
- 61) Y. Nagashima et al., New J. Phys. 10, 123029 (2008).
- 62) H. Terabe, et al., J. Phys. Conf. Series 262, 012058 (2010).
- 63) Y. Nagashimas, et al., J. Phys. Conf. Series 262, 012041 (2010).
- 64) A. Kawasuso and S. Okada, Phys. Rev. Lett., 81, 2695 (1998).
- 65) 河裾厚男, 一宮彪彦, 表面科学, 24, 174 (2003).
- 66) Y. Fukaya, et al., Phys. Rev. B 70, 245422 (2004).
- 67) Y. Fukaya, et al., Phys. Rev. B 79, 193310 (2009).
- 68) Y. Fukaya, et al., Phys. Rev. B 75, 115424 (2007).
- 69) Y. Fukaya, et al., Surf. Sci., 602, 2448 (2008).