

ポジトロニウム負イオンの光脱離実験

長嶋泰之, 立花隆行, 満汐孝治
東京理科大学理学部物理学科

Experimental Studies on the Photodetachment of the Positronium Negative Ion

Yasuyuki NAGASHIMA, Takayuki TACHIBANA, Koji MICHISHIO
Department of Physics, Tokyo University of Science

1. はじめに

電子の反粒子である陽電子は、電子2個と束縛して、水素負イオン様の束縛状態であるポジトロニウム負イオン (Ps^-) を形成することがある [1,2]。我々は、低速陽電子実験施設において、 Ps^- を生成しレーザー光を照射することによって、 Ps^- から電子を光脱離させる過程、すなわち



を観測することに成功した [3,4]。

陽電子1個と電子1個が束縛すれば、ポジトロニウム (Ps) が形成される。 Ps は電子と陽電子の相対座標を用いて、水素原子と同様に扱うことができる。ただし、換算質量が電子の静止質量の1/2であるため、基底状態では電子-陽電子間の平均距離は $2a_0$ (a_0 はボーア半径) であり、束縛エネルギーは水素原子の約1/2の6.80 eVである。 Ps は、陽電子が気体分子と衝突すれば生成されることがある。また、陽電子を金属に入射すると、バルク中では Ps は生成されないが、表面では陽電子が電子を伴い Ps となって真空中に放出することがある。絶縁体の場合は、金属の場合と同様に表面で Ps が形成されるが、バルク中で生成された Ps が表面から真空中に放出することもある [5]。このような手法で生成された Ps を用いた実験が多数行われ、その様々な特性が明らかになっている [6]。

Ps にさらにもう1個の電子が束縛すれば、 Ps^- になる。 Ps^- は水素負イオンや水素分子イオンと類似したイオンであるが、三体が等しい質量を持つために理論的取り扱いが異なる。 Ps と電子の間の束縛は弱く、束縛エネルギー (電子1個を剥ぎ取るために必要なエネルギー) は0.33 eVで、陽電子-電子間の平均距離は $5.5a_0$ である [7]。 Ps^- は479 psの平均寿命で2本の γ 線に消滅し、電子1個が残る [8]。

Ps^- に0.33 eVよりも高いエネルギーを持つ光子を入射すれば、光脱離によって電子と Ps に分離するはずで、その断面積の理論計算が行われている [9,10,11]。しかし実験的研究は一切行われていない。一方でこの過程を、エネルギー可変 Ps ビームを生成する手法として利用することが提案されてきた [2,12]。すなわち、 Ps^- を生成して電場で加速し、その後光脱離させれば、任意のエネルギーの Ps ビームを生成することができるはずである。 Ps は電気

的に中性であるため、一旦生成した後は電場で加速することはできない。このような Ps のエネルギー可変ビーム生成法として、陽電子を気体分子と衝突させて電荷交換させる方法が開発されている [13]。この方法では、陽電子の入射エネルギーを変えることによって Ps ビームのエネルギーを調整することが可能で、これを用いて Ps と気体分子の相互作用を調べる研究 [14] や絶縁体表面で Ps を鏡面反射させる実験 [15] 等が行われている。しかし、この Ps ビームは、気体が存在する環境下で生成されるため超高真空中で得ることができないし、また、エネルギー領域が400 eV以下に限られている。 Ps^- を光脱離させれば、気体分子を用いて得られるビームよりも高いエネルギーをもつエネルギー可変 Ps ビームを、超高真空中で得ることができるはずである。

これまでに知られていた Ps^- 生成法は、カーボン薄膜を用いる方法のみであった [2]。低速陽電子ビームをカーボン薄膜に入射すれば、下流から Ps^- となって放出される。しかしその変換効率は0.028%と低く、この手法で生成した Ps^- を利用する実験は殆ど行われていない。わずかに、 Ps^- の消滅率を測定する実験が数例行われたのみである [16,17,18]。我々は最近、ナトリウムを蒸着したタングステン表面に低速陽電子ビームを入射すれば、入射した陽電子のうち1%程度が Ps^- となって放出されることを見出した [19]。本研究では、この手法を用いて Ps^- を生成し、その光脱離を観測する実験に挑んだ。

2. ナトリウムを蒸着したタングステン表面を用いた Ps^- の生成法

数 keV 程度のエネルギーを持つ低速陽電子ビームをタングステンに入射すると、バルク中で熱化し、熱的に拡散する。焼鈍によってタングステン中の空孔型格子欠陥が除去されていれば、陽電子は拡散の過程で欠陥に捕捉されることなく、多くは表面に戻ってくる。この陽電子の一部は、表面の電子2個と束縛して Ps^- となって放出される。タングステン表面から Ps^- を放出させるために外から与えなければならない最小のエネルギー ϕ_{Ps^-} は、次のように定式化することができる。

$$\phi_{Ps^-} = \phi_+ + 2\phi_- - E_{Ps} - E_{Ps^-}$$

ここで ϕ_+ , ϕ_- は、それぞれ陽電子および電子の仕事関数である。陽電子の仕事関数は電子の仕事関数と同様に、バルク中の陽電子を表面から外に取り出すために必要なエネルギーであり、タングステンの場合は -3eV 程度であることがわかっている。 ϕ_+ が負であるということは、陽電子をタングステンから放出させるためには外からエネルギーを与える必要はなく、陽電子は表面から自発的に放出することを意味している。 E_{Ps} は Ps の束縛エネルギー (6.80 eV), E_{Ps^-} は Ps と電子の間の束縛エネルギー (0.33 eV) である。タングステンの場合、 ϕ_{Ps^-} は -1eV 程度となる。この値が負であるということは、 Ps^- はタングステン表面から自発的に放出することを意味する。実際に清浄なタングステン表面から Ps^- が放出することが明らかになっている [20]。しかしその生成率は極めて低く、わずか 0.01% 以下である。 Ps^- の生成量を増大させるためには、 ϕ_{Ps^-} は負のまま、その絶対値を大きくする必要がある。これは、タングステン表面にアルカリ金属を蒸着することによって達成することが可能である。金属表面にアルカリ金属を蒸着すると、表面電気二重層の効果が弱くなり、電子および陽電子の仕事関数は次のように変化する。

$$\phi_- \rightarrow \phi_- - D, \quad \phi_+ \rightarrow \phi_+ + D$$

ここで D は、表面電気二重層の変化を表す。セシウムをタングステン表面に 1 層程度蒸着した場合には、 D は 3eV となる [21]。これに伴い ϕ_{Ps^-} は

$$\phi_{Ps^-} = \phi_+ + 2\phi_- - E_{Ps} - E_{Ps^-} - D$$

に変化し、 ϕ_{Ps^-} は負のまま絶対値が 3eV 程度大きくなる。このことは、 Ps^- の生成に寄与する伝導電子の数が増加することを意味し、これに伴って Ps^- の生成量が増大することになる。実際に、セシウムを 1 原子層程度蒸着すれば、生成量は 2 桁も大きくなって 1% 程度となる [22]。ただしセシウムは反応性が高いため、 10^{-8}Pa 程度の真空中でも、残留している気体分子と反応し、その効果は半日ほどで低減する。これに対しナトリウムを用いれば、 Ps^- の生成量の増加は同程度で、しかも、1% 程度の生成率を数日間にわたって保持し続ける。本研究では、ナトリウムを 1 原子層蒸着した多結晶タングステンを用いて、 Ps^- を生成した。

3. 光脱離実験

低速陽電子実験施設には、低速陽電子ビーム発生専用のライナックが設置されている。ライナックで加速した電子をタンタル標的に入射して、その制動放射の対生成によって得られる陽電子を減速し、低速陽電子ビームとして利用できる。この方法で得られる陽電子は、 β^+ 崩壊する放射性同位元素の密封線源から得られる陽電子を用いたビームと比べて高強度であるという特徴があると同時に、ライナ

ックの特性を反映したパルスビームとしての特長も有する。ライナックを短パルスモードで運転する場合は、パルス幅は 12 ns, 繰り返し周波数は 50 Hz で、ナノ秒パルスレーザーと同期させて使用することが可能である [23]。

Fig. 1 に光脱離実験装置の概略を示す。陽電子ビームを 4.2 keV で輸送し、3.7 kV の電位を与えた 2 枚のグリッドを通過させた後、ナトリウム蒸着したタングステン標的に入射した。標的には 2.7 kV の電位が印加されているため、陽電子の入射エネルギーは 1.5 keV である。標的から放出された Ps^- は、標的に近い方のグリッドに向かって加速し、このグリッドを通り抜ける。 Ps^- の寿命は 479 ps と短いため、2 枚のグリッドの間の領域を等速度で進む間に、殆どの Ps^- 中の電子および陽電子が対消滅し、2 本の γ 線が放出される。 Ps^- の静止系では、放出される γ 線のエネルギーはほぼ 511 keV である。実験室系では、 Ps^- が 1 keV の運動エネルギーで等速運動しているため、図中の 2 台のゲルマニウム検出器で測定すれば、511 keV よりも高いエネルギー側にドップラーシフトする。ただし、陽電子ビームはパルス状であるため、多数の陽電子が同時に標的に入射する結果、そこから多数本の γ 線が放出される。これらのうち複数本の γ 線が同時にゲルマニウム検出器に入射すると、エネルギーを正確に測定することができなくなってしまう。そこでゲルマニウム検出器の γ 線入射側に鉛のスリットを置いて検出効率を下げ、複数本の γ 線の同時入射を防いだ。一方で、統計精度を稼ぐために、ゲルマニウム検出器を 2 台用いた。

2 枚のグリッドの間の領域にレーザー光を照射すれば、

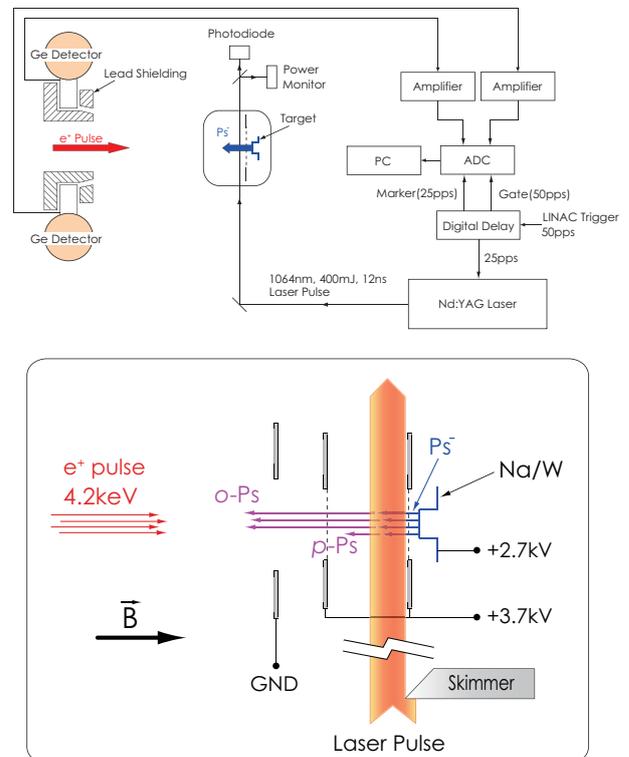


Figure 1 Experimental setup for the observation of photodetachment of Ps^-

Ps⁻は光脱離によってPsと電子に分離する。これによって生成されるPsのうち、1/4は全スピンの0であるパラポジトロニウム (*p*-Ps)で、残り3/4は全スピンの1であるオルソポジトロニウム (*o*-Ps)である。*p*-Psは125 psの寿命で2光子に自己消滅し、放出されるγ線はPs⁻の消滅からのγ線と同じようにドップラーシフトする。すなわち、γ線スペクトル上には、Ps⁻の消滅によるピークと同じ位置にピークを形成する。それに対して、*o*-Psは142 nsの寿命で3光子に自己消滅するため、Ps⁻の消滅によるピークには寄与せず、その結果、Ps⁻消滅によるピークが低下することになる。

用いたレーザー光は、Nd:YAGレーザーの基本波(波長1064 nm)である。光子のエネルギーは1.165 eVであり、光脱離の閾値0.33 eVよりも大きい。しかも、理論計算によれば、このエネルギーでのPs⁻の光脱離断面積は比較的大きい[8,9,10]。レーザー光のパワーは400 mJ/pulseであった。

タングステン標的は厚さ25 μmの多結晶で、測定前に測定チャンバー内で通電加熱により1500°Cで焼鈍した。焼鈍は、タングステン中で陽電子を捕獲する空孔型格子欠陥を除去するとともに、表面の酸化膜を除去するために必要である。その上で、SAES Getters社製のナトリウムディスプレイを用いて、Naを1原子層程度蒸着させた。装置の真空度は3×10⁻⁸ Paであった。

4. 結果

Fig. 2に、得られたγ線エネルギースペクトルを示す。レーザー光を照射しない場合は、529 keVにPs⁻の生成に起因するピークが現れる。レーザーを照射すると、このピークの強度が下がる。このことは、レーザー光の照射によってPs⁻の一部が*o*-Psになり、2光子消滅しなくなることを示している。すなわち、レーザー光の照射によって、Ps⁻光脱離が起こっていることを示している。仮に全てのPs⁻が光脱離すれば、ピーク強度は25%に減るはずであるが、実際には43%までしか下がっていない。これは、レーザー光の強度が全てのPs⁻を光脱離させるほど高強度で

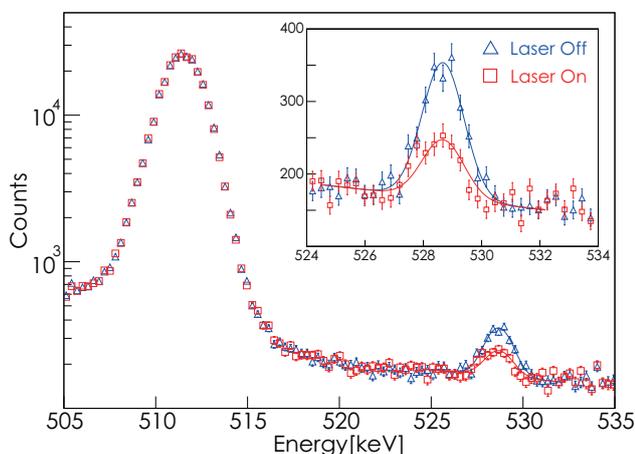


Figure 2 Annihilation γ-ray spectra with laser on and off [3].

なく、一部は相変わらずPs⁻のまま自己消滅することを意味する。この結果から光脱離断面積の下限值を見積もったところ、2.1×10⁻¹⁷ cm²と得られた。この値は、理論計算値と一致している。

5. エネルギー可変ポジトロニウム生成に向けて

Ps⁻の光脱離を利用してエネルギー可変ポジトロニウムビームを生成する実験も、すでにスタートしている。この実験では、Fig. 3に示したように、陽電子の軌道を45°曲げて標的に入射してPs⁻を生成する。これを電場で加速した後にレーザー光で光脱離を起こし、生成されるPsを下流部のMCPで検出する。標的の電位をV_{target}、グリッドの電位をV_{grid}とすれば、得られるPsのエネルギーは

$$E_{Ps} = \frac{2}{3} (V_{grid} - V_{target})$$

となる。ただし、標的からのPs⁻の放出エネルギーは0であるとした。実際に、このようにして生成したPsを検出し、標的の電位を変えた際のレーザー光照射位置からMCPまでの飛行時間が上述のエネルギーから計算される値と一致することを確認した[24]。

この手法で生成されるPsは、エネルギー可変Psビームとして利用できる。このビームは、1.はじめにでも述べたように、エネルギー領域が高く、しかも超高真空中で得られるという特徴がある。このため、種々の研究に利用可能である。特に固体表面の研究に用いられれば、表面第一層の分析に威力を発揮すると考えられる。近年、原子線を絶縁体表面にすれすれの角度で入射し回折像を得る実験が行われ、注目を浴びている[25, 26]。エネルギー可変Psビームを用いても同様の研究ができるのではないかと考えている。

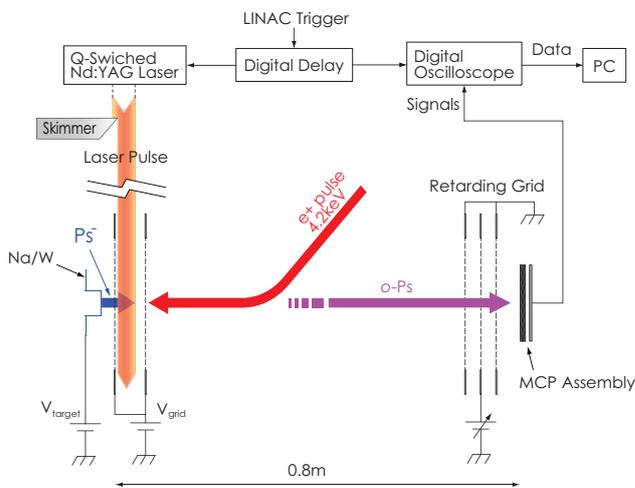


Figure 3 Experimental setup for the production of an energy tunable Ps beam using the photodetachment of Ps⁻.

6. 謝辞

本研究は、東京理科大学の寺部宏基さん、鈴木亮平さん、KEK PF の和田健さん、兵頭俊夫さん、柳下明さん、宮崎大学の五十嵐明則さん、東京大学の久我隆弘さんとの共同研究によるものです。本研究を遂行するにあたり、KEK 加速器の設楽哲夫さん、大澤哲さん、池田光男さんをはじめ多くの方々にご協力をいただきました。この場を借りて御礼申し上げます。

引用文献

- [1] J. A. Wheeler, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **48**, 219 (1946).
- [2] A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **46**, 717 (1981).
- [3] K. Michishio *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 153401 (2011).
- [4] 長嶋泰之, 満汐孝治, *日本物理学会誌* 5月号 (2012).
- [5] Y. Nagashima *et al.*, *Phys. Rev. B* **58**, 12676 (1998).
- [6] 兵頭俊夫, 長嶋泰之, *固体物理*, **43**, 185 (2008).
- [7] W. Kolos, C. C. Roothaan, and R. A. Sack, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 178 (1960).
- [8] M. Puchalski and A. Czarnecki, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 203401 (2007).
- [9] A. K. Bhatia and R. J. Drachman, *Phys. Rev. A* **32**, 3745 (1985).
- [10] S. J. Ward, J. W. Humberston, and M. R. C. McDowell, *J. Phys. B* **20**, 127 (1987).
- [11] A. Igarashi, I. Shimamura, and N. Toshima, *New J. Phys.* **2**, 17 (2000).
- [12] G. Laricchia, in *Positron Spectroscopy of Solids, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXXV*, edited by A. Dupasquier and A. P. Mills, Jr. (IOS, Amsterdam, 1995), p.401.
- [13] B. L. Brown, in *Positron Annihilation*, edited by R. M. Singru and P. C. Jain (World Scientific, Singapore, 1985), p.328.
- [14] S. J. Brawley, S. Armitage, J. Beale, D. E. Leslie, A. I. Williams, and G. Laricchia, *Science* **330**, 789 (2010).
- [15] M. H. Weber *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2542 (1988).
- [16] A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **50**, 671 (1983).
- [17] F. Fleischer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 063401 (2006).
- [18] H. Ceeh *et al.*, *Phys. Rev. A* **84**, 062508 (2011).
- [19] H. Terabe, K. Michishio, T. Tachibana, and Y. Nagashima, *New J. Phys.* **14**, 015003 (2012).
- [20] Y. Nagashima and T. Sakai, *New J. Phys.* **8**, 319 (2006).
- [21] A. Kiejna and K. F. Wojciechowski, *Prog. Surf. Sci.* **11**, 293 (1981).
- [22] Y. Nagashima, T. Hakodate, A. Miyamoto, K. Michishio, *New J. Phys.* **10**, 123029 (2008).
- [23] K. Wada *et al.*, *Eur. Phys. J. D* **66**, 37 (2012).
- [24] K. Michishio *et al.*, in preparation.
- [25] A. Schüller, S. Wethekam, and H. Winter, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 016103 (2007).
- [26] P. Rousseau, H. Khemliche, A. G. Borisov, and P. Roncin,

Phys. Rev. Lett. **98**, 016104 (2007).

(原稿受付日: 2012年3月10日)

著者紹介

長嶋泰之 Yasuyuki NAGASHIMA



東京理科大学 教授

〒162-8601 東京都新宿区神楽坂 1-3

TEL: 03-5228-8724

e-mail: ynaga@rs.kagu.tus.ac.jp

略歴: 1987年東京大学大学院理学系研究科博士課程中退, 東京大学教養学部助手, 2003年東京理科大学助教授,

2007年東京理科大学教授。博士(理学)。

最近の研究: ポジトロニウム, ポジトロニウム負イオン, ミュオニウムの研究および陽電子-気体分子散乱の研究。

趣味: 南の島に行くこと。

立花隆行 Takayuki TACHIBANA



東京理科大学 助教

〒162-8601 東京都新宿区神楽坂 1-3

TEL: 03-5228-8229

e-mail: tachiban@rs.kagu.tus.ac.jp

略歴: 2006年学習院大学自然科学研究科博士課程修了, 立教大学ポストドクトラルフェロー, 2009年東京理科大学

嘱託助教。博士(理学)。

最近の研究: 固体表面と粒子線との相互作用に関する研究。

満汐孝治 Koji MICHISHIO



東京理科大学 博士課程3年

〒162-8601 東京都新宿区神楽坂 1-3

TEL: 03-5228-8229

e-mail: j1210707@ed.kagu.tus.ac.jp

最近の研究: ポジトロニウム負イオンの光脱離, エネルギー可変型ポジトロニウムビームの開発, 反水素原子の合成

およびその分光。