陽電子科学　第 11 号 (2018) 25–31 ©Japanese Positron Science Society

最近の研究から

ポジトロニウム負イオンの共鳴状態の観測

Observation of a resonance state of the positronium negative ion

産業技術総合研究所 計量標準総合センター分析計測標準研究部門　満汐 孝治

Abstract: The positronium negative ion is a three-body system composed of two electrons and one positron that are bound via the Coulomb interaction. In 2008, an efficient production method of this exotic ion was accomplished enabling us to perform spectroscopic studies, which explore its energy level structure and dissociation dynamics. In this paper, we review the first experiment of its kind concerning laser spectroscopy of positronium negative ions in the near-ultraviolet range. We succeeded in the observation of a shape resonance, whose energy and width are in good agreement with quantum three-body calculations, in the vicinity of the Ps formation threshold in the n = 2 excited state.

Keywords: positronium negative ion, photodetachment, resonance, laser spectroscopy

1. 緒　言

陽電子はその反粒子である電子と束縛して，ポジトロニウム (Ps) を形成することがある．本稿で紹介するポジトロニウム負イオン (Ps^-) は，Ps にさらに電子が結合した束縛状態である．Ps^- は等しい質量のレプトンのみから構成される特異なクーロン 3 体系であり，電子に比べて重い原子核の運動を凍結するような断熱近似が適用できない量子力学的 3 体問題を内包する系である[1–3]．このため，このような少数多体系を取り扱う理論研究が活発に行われており，そのエネルギー準位構造やダイナミクスを記述する断面積の計算が数多く報告されている[4–8]．加えて，純粋なレプトン束縛系であるため，消滅率や遷移エネルギーの微小シフトを精密測定することで，Ps と同様に量子電磁力学 (QED) を検証することができる[9–11]．

一方で，実験的に生成できる効率が極めて低く，その消滅率（寿命に換算すると 479 ps）が大きいために様々な Ps^- 研究の実現が困難であり，Ps^- の消滅を積極的に利用する消滅率の測定を除いて研究報告がなかった．こうした背景において，我々は従来のビームフォイル法に取って代わるアルカリ金属吸着金属面を用いた Ps^- の生成手法を提案，実証し，放出率を従来比で 2 桁近く改善させることに成功した[12, 13]．また，実験的に Ps^- を効率よく生成することが可能になったことで，レーザー照射による電子光脱離を実現した[14]．消滅率の大きい Ps^- を光脱離するために，高強度のパルスレーザー光線とパルス状 Ps^- ビームを衝突させるビーム交差法を利用することで，光脱離過程の観測やその過程で形成されるエネルギー可変 Ps ビームを実現してきた[15]．こうした進展に続いて，波長可変レーザーによる分光研究も可能となった[16]．本稿では，これまでの研究成果[12–14] を紹介した後に，分光研究の一環として行った 1 光子吸収による形状共鳴（後述）の観測実験[16] について解説する．

Koji Michishio (*Research Institute for Measurement and Analytical Instrumentation, National Metrology Institute of Japan, AIST*),
〒305–8568 茨城県つくば市梅園 1–1–1 つくば中央第二
TEL:029–861–4414, FAX:029–861–5683,
E-mail: koji.michishio@aist.go.jp

2. Ps^- の特徴と従来の研究

理論計算によると，Ps^- は系の 2 電子がスピン一重項となる $^1S^e$ の対称性をもつ基底状態のみが安定な状態であり，類似の 3 体系である水素負イオンに表れる $^3P^e$ 対称性の 2 重励起状態（2 電子が同時に励起した状態）は存在しない[17, 18]．ここで，系の対称性は 2 電子の全スピン量子数 S，全軌道角運動量量子数 L（$0, 1, 2, \ldots$ が，それぞれ $S, P, D, \ldots$ の記号に対応する），パリティ π（偶と奇のパリティを，それぞれ e と o の記号で表す）を用いて，$^{2S+1}L^{\pi}$ と表す．この系に，1 電子の束縛エネルギー (E_B = 0.33 eV) 以上のエネルギーが付与されると，束縛電子が脱離して自由な状態，すなわち連続状態に遷移する．しかしながら，脱離によって生じる Ps が励起状態となる閾値近傍では，連続状態に埋もれた擬束縛状態（共鳴状態，自動電離状態ともいう）が存在し，複雑なエネルギー準位構造を形成すると予測されている．こうした共鳴状態は，有限の寿命で連続状態へと遷移するが，直接脱離した電子の波動関数との干渉効果によって，付与されるエネルギーを変数とした電子脱離の断面積にピークやディップ構造が表れるなどの顕著な影響を与える[19]．共鳴状態は原子，分子，イオンなど様々な系に表れ，スペクトルを複雑なものにする．

Ps^- の一光子吸収で許容遷移となる $^1P^o$ 対称性の共鳴状態については，古くから理論研究が行われている．例と

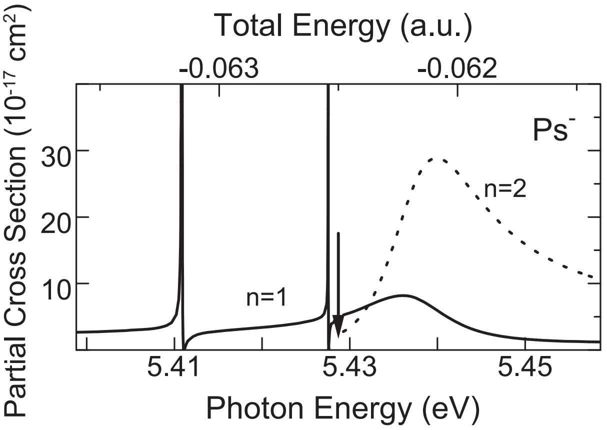

図 1　Ps (n = 2) 形成閾値近傍における，Ps^- の部分光脱離断面積の理論計算値．実線は Ps (n = 1)，点線は Ps (n = 2) の形成断面積を示す．矢印は Ps (n = 2) の形成閾値を示す．文献 19) より．

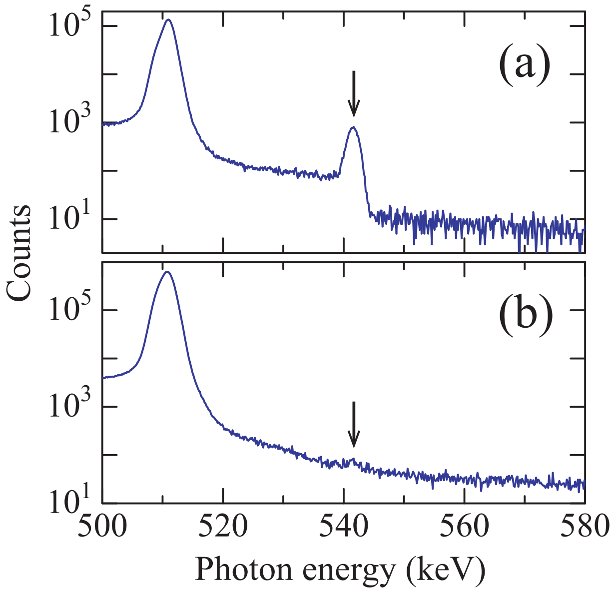

図 2　Ps^- の大量放出現象を示す消滅 γ 線エネルギースペクトル．標的に低速陽電子を入射し，消滅 γ 線のエネルギーを Ge 検出器で測定した．静電場によって加速された Ps^- の青方偏移消滅 γ 線が認められる (図中の矢印)．標的：(a) Cs 吸着 W(100)（Cs 被覆率：0.8 ML），(b) W(100)．文献 12) より．

して，超級座標収束緊密結合法[19] による，Ps（主量子数 n = 2）の形成閾値近傍の光脱離断面積の計算結果を図 1 に示す．閾値 (5.429 eV) のわずかに高エネルギー側には，幅が 10 meV の共鳴ピークが表れる．これはエネルギーを得た電子が，Ps が形成するポテンシャル井戸に一時的に捕獲され，トンネル効果でポテンシャル障壁を透過して脱離する電子によるものである．直接脱離した電子の波動関数との干渉効果によって断面積曲線に共鳴ピークが現れる．この共鳴を形状共鳴，あるいはポテンシャル共鳴と呼ぶ．また閾値の低エネルギー側には 2 本の共鳴ピークが表れる．これらは，Ps^- の 2 重励起状態が一時的に作られ，この状態に連続状態が混じって崩壊したときに脱離する電子によるものであり，Feshbach 共鳴と呼ばれる．これらの共鳴エネルギーや共鳴幅，そして断面積を決定する理論計算手法が開発されており，その実験検証が強く望まれてきた[19–23]．

Ps^- に関する研究の歴史を調べてみると，1946 年に Wheeler が基底状態エネルギーの変分計算[24] を初めて行っている．これ以降，理論研究が目覚しく進展する一方で，その実証実験には低速陽電子ビーム技術が不可欠であり，1980 年代まで実現しなかった．1981 年に Mills は，低速陽電子を 40 Å 厚の C 薄膜に打ち込む（ビームフォイル法）と，陽電子が膜の裏面を離れる時に低い確率で Ps^- を形成することを発見した[25]．その時の Ps^- の放出率（放出 Ps^- 数と入射陽電子数の比）は 0.028 % であった．これ以降，ビームフォイル法で発生させた Ps^- を用いて，消滅率の測定が行われている．最新の実験値[11] は 2.0875(50) ns^{-1} と報告されており，相対論補正と QED 効果を含めた理論計算値 2.087963(12) ns^{-1} と矛盾しない[10]．

3. Ps^- の生成

Ps^- の生成には，電子の供与体を担った固体表面が用いられる．固体表面に陽電子を打ち込むと，陽電子はバルク中で種々の非弾性散乱過程を経て運動エネルギーを失い，熱化する．その損失過程中の陽電子，あるいは熱化した陽電子の一部が表面近傍で電子 2 個と結合し，Ps^- となって放出される．過去の実験では，生成標的として，C 薄膜[25] やダイヤモンド様 C 薄膜[11]，清浄な W 表面[26] が用いられてきたが，Ps^- の放出率は 10^{-2} % のオーダーに留まっていた．

我々は金属の表面状態を制御した新たな生成標的を提案し，放出率の向上に取り組んできた．具体的には，アルカリ金属 (Cs, K, Na) が吸着した W などの金属表面を利用した．こうした表面に陽電子を入射すると，1 % を超える放出率で Ps^- が大量放出する現象を発見した（図 2）[12, 13]．この現象は，次の理由により起こったと推察している．金属表面に電気陰性度の低いアルカリ金属原子が吸着すると，吸着原子の価電子が基板側に移行して，真空側を正とする分極子が生じる．この分極子は表面に形成される電気二重層の効果を低下させる，すなわち電子の仕事関数が低下する．この結果，Ps^- に対する表面の仕事関数[26] も低下し，Ps^- の形成に寄与する伝導電子の状態

© Japanese Positron Science Society

数が増加したと考えられる．また最近の研究[27]から，アルカリ金属原子の分極によって起こる表面の低密度電子ガス層の拡大が重要であることが議論されている．金属中では，伝導電子による静電遮蔽によって陽電子と電子の束縛が妨げられ，Ps は形成されないが，低密度電子ガス層中ではその遮蔽効果が低減するため Ps が形成され得る．このため，低密度電子ガス層領域の拡大が Ps や Ps^- の形成を促進すると推測される．これらの影響が重なって，大量放出現象が起こっていると推察している．

しかしながら，電気陰性度の低いアルカリ金属は反応性が高いために，この放出現象は長い時間保たれない．Cs 吸着 W(100) 表面の場合，10^{-8} Pa 台の超高真空圧力下においても表面が残留ガスと反応し，放出率は半日で 1/10 以下に低下する．そこで，電気陰性度の比較的高い（反応性の低い）K や Na を吸着種として用い，Ps^- の生成を試みた．この結果，Cs 吸着と同様に高い放出率が確認でき，さらに安定性の改善傾向があることを経験的に見出した．特に Na 吸着の場合，1 % 以上の放出率を数日間にわたって維持する[13]．

4. Ps^- のレーザー光脱離

Ps^- の大量生成法が実現したことで，その散乱過程やエネルギー準位構造を探求する分光研究の可能性が見えてきた．そこで，まず Ps^- に光を照射して電子を脱離する光脱離過程 ($Ps^- + h\nu \rightarrow Ps + e^-$) の観測実験を行った．

Ps^- の寿命は 479 ps であり，瞬時に消滅していく希少な Ps^- を効率よく光脱離するためには，高強度のパルスレーザー光源が必要である．例えば，市販のナノ秒パルス発振 Nd:YAG レーザー (基本波長 1064 nm) であれば，光脱離に十分な光子密度が得られ，またこの波長では光脱離断面積が比較的高くなる[5,19]と予測されるため都合がよい．そこでパルス状 Ps^- ビームを生成し，これに Nd:YAG レーザーからのパルス光線を照射する実験系を構築して，光脱離の観測に挑んだ[14]．

図 3 に実験装置の概念図を示す．実験には，KEK の低速陽電子実験施設から供給される LINAC ベースのパルス状陽電子ビーム（繰り返し周波数 50 Hz，パルス幅 12 ns）を用いた[28]．陽電子パルスを Na 吸着 W 標的に入射して Ps^- を高い効率で生成し，これを静電加速（電位差 1 kV）した後に 1064 nm の高強度パルス光線（繰り返し周波数 25 Hz，パルス幅 12 ns，エネルギー 400 mJ）で照射した．レーザーの繰り返し周波数を，陽電子のそれの半分にすることで，パルス光線の照射/非照射を交互に繰り返した測定が可能である．標的付近で発生した消滅 γ 線をエネルギー分解能の高い Ge 検出器で分光して，Ps^- から放射される青方偏移消滅 γ 線を特定し，この γ 線の信号強度をレーザー照射/非照射の条件下で比較した．なお，パルスビームを用いる関係上，検出器の応答時間よりも短い時間 (10 ns) で消滅 γ 線が検出器に入射するため，パイルアップが発生して γ 線のエネルギー分光が不可能となる．これを抑制するために，検出器を鉛製のスリット付きシールドで囲い，スリット間隔を調整してパルス毎の γ 線検出数を 0.1 以下に抑えた．この結果，エネルギースペクトルの測定には数日を要した．

Ps^- の光脱離現象を観測したデータを図 4 に示す．Ps^- 起源の青方偏移消滅 γ 線ピークが 529 keV のエネルギー付近に認められる．レーザー光線を照射した場合，このピークの強度が 57 % 低下した．Ps^- が光脱離すると，オルトポジトロニウム，*o*-Ps（全スピン $s = 1$），あるいは，パラポジトロニウム，*p*-Ps ($s = 0$) になるが，その比は一般に *o*-Ps，*p*-Ps が形成される場合の比と同じく 3 : 1 である[29]．この内の *o*-Ps は，主に 3 光子消滅するため，放射される γ 線のエネルギーは連続スペクトルとなり，青方偏移した 529 keV のピークには寄与しなくなる．つまり，観測されたピーク強度の低下は，Ps^- の光脱離現象による

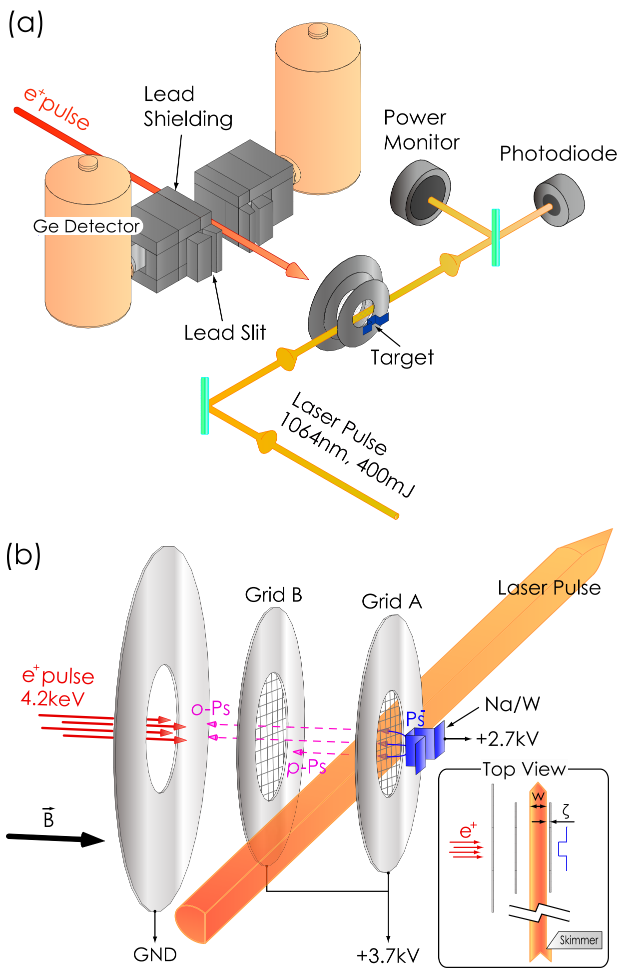

図 3　レーザー光脱離実験の装置概念図．(a) 陽電子ビーム，レーザー光線の流れと検出器の配置．(b) 光脱離領域の詳細．文献 14) より．

© Japanese Positron Science Society

o-Ps の形成を示しており，裏を返せば光脱離が起こった証拠である．Ps^- の自己消滅やレーザー光線との相互作用体積の影響を考慮して，強度の低下割合から光脱離断面積を見積もると，下限値として 2.1×10^{-17} cm^2 が得られた．これは理論計算値[4,5,19] と矛盾のない値であり，Ps^- の分光学的知見が本実験によって初めて得られた．

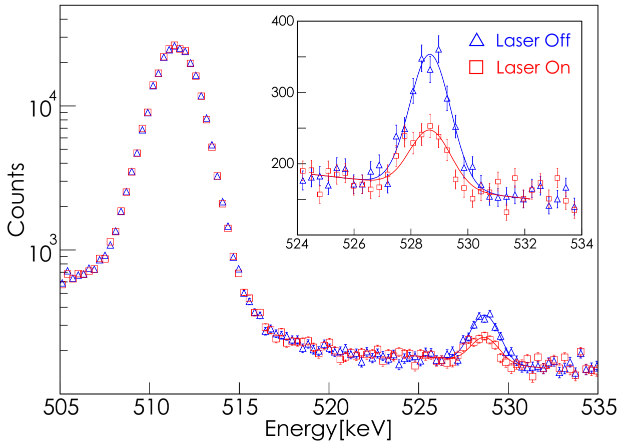

図 4　Ps^- のレーザー光脱離現象を示す消滅 γ 線エネルギースペクトル．レーザー非照射 (△)/レーザー照射 (□) 条件下でのスペクトルを示す．文献 14) より．

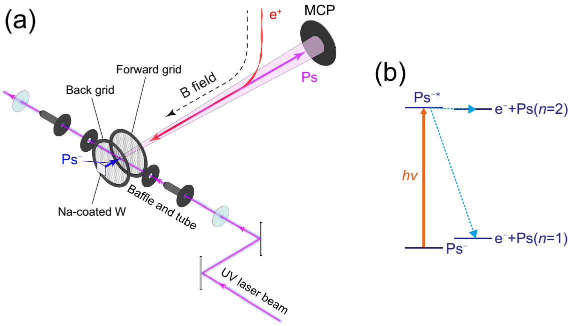

図 5　レーザー分光実験装置の概念図と Ps^- のエネルギー準位．(a) Na 吸着 W 多結晶表面に陽電子を入射して Ps^- を生成し，これを静電場で引き出した後に電場一様領域中でプローブ光と交差させる．光脱離反応で形成された Ps は，上流に配置したマイクロチャンネルプレート (MCP) によって検出される．(b) 形状共鳴（Ps^{-*} と記す）を経由した，Ps^- ($^1S^e$) から Ps ($n = 1$ or 2) +e^-（連続状態）への光学遷移．文献 16) より．

5. レーザー分光；共鳴状態の観測

5.1　分光実験装置

以上で述べたとおり，Ps^- の大量生成とレーザー光脱離が実現したことで，Ps^- の分光研究が可能となった．そこで我々は，波長可変レーザーを導入し，理論的に予測される共鳴状態を観測する実験に取り組んだ[16]．

前節のレーザー光脱離実験では，Ps^- の生成とその光脱離現象を同時に観測するために，Ge 検出器で消滅 γ 線を検出していた．しかしながら，パイルアップの問題でパルス毎の検出数が限られてしまい，1 波長での測定には数日を要する．このため，この計測方法は，波長を逐次変化させて多量のデータを取得する，分光実験との相性が悪い．そこで，マイクロチャンネルプレート (MCP) を用いて，Ps^- の光脱離で形成された Ps を粒子として直接検出する計測システムを開発した（図 5(a)）．

実験には，前節と同様に KEK 低速陽電子施設の短パルス状陽電子ビームを用いた．ビームを湾曲磁場で 45° 偏向させて Na 吸着 W 標的 (3×3 mm^2) に打ち込み，Ps^- を発生させた．この Ps^- を電位差 W で加速させた後にプローブ光で照射し，光脱離ないし共鳴光脱離（図 5(b)）を誘起した．標的から距離 $L = 0.88$ m に配置した高速応答型の MCP（浜松フォトニクス，F9892-13）を使って中性の Ps を直接検出し，その電気信号波形をデジタイザーで記録することで，信号の波高と飛行時間のスペクトルを取得した．Ps^- を keV のエネルギー領域まで加速するため，発生する Ps も同程度の高い運動エネルギーをもって MCP に入射し，有意な電気信号をつくる．一方，標的部で発生した二次電子や後方散乱陽電子等の荷電粒子は，湾曲磁場に沿って上流へと誘導されるため，中性粒子と光のみが検出される．主なバックグラウンドはプローブ光を真空実験槽に導入・導出するための真空窓で発生する散乱光であり，これを可能な限り取り除くために，グラファイト焼結で表面を黒色化させたバッフルとチューブを光路上に配置した．

光源には，パルス発振 Nd:YAG レーザー (10 Hz) の三倍波で励起した色素レーザー (Sirah，Cobra-Strech-D) を用いた．色素には，440 nm–480 nm の蛍光を放射する Coumarin460 を用いた．出力光を type I の BBO 結晶で二倍波に波長変換し，Ps ($n = 2$) の形成閾値近傍を波長走査可能な近紫外光 (225 nm–230 nm) を得た．色素レーザー内部の回折格子の角度を振ることで波長を変化させ，波長計を使って逐次モニターした．線幅はメーカー公称値で 0.4 pm（光子エネルギーに換算して 9 μeV）であり，波長計を使ってこれと同程度であることを確認している．

ここで，$n = 2$ の閾値を超えた領域で形成された Ps の消滅モードついて考えてみる．Ps が S 状態（軌道角運動量 $L = 0$）の場合，p-Ps は 125 n^3 ps の寿命で主に 2 光子消

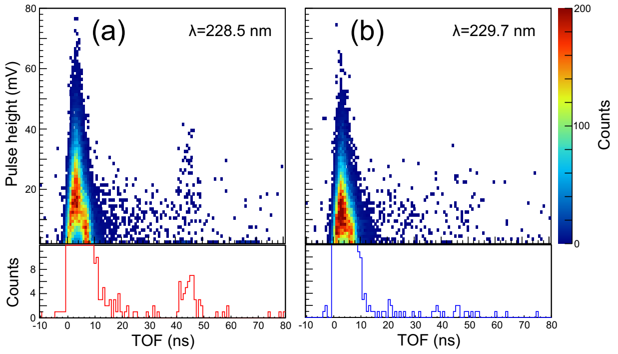

図 6　MCP 信号の波高―飛行時間スペクトル．プローブ光の波長：228.5 nm(a)，229.7 nm(b)．下図は，波高閾値を 18 mV に設定した場合の飛行時間軸上への投影スペクトル．各スペクトルの測定時間は 2000 s であった．文献 16) より．

滅し，*o*-Ps は 142 n^3 ns の寿命で 3 光子消滅する．また，2P 状態のものは，3.2 ns の蛍光寿命で 1S 状態へ脱励起（ライマン α 遷移）し，各々のスピン状態の固有寿命で自己消滅する．これらの内，*p*-Ps は n = 2 の状態であっても寿命が短いため，MCP に到達する前にそのほぼ全てが自己消滅する．このため，本計測システムでは，長寿命の *o*-Ps（1S か 2S 状態）のみが検出される．

5.2　観測結果

光脱離によって形成された Ps の信号を識別するために，標的から MCP 検出器までの飛行時間を測定した．図 6 には，加速電位差 W = 3400 V の条件で取得した，MCP 信号の波高と飛行時間のスペクトルを示す．まず，0–10 ns の時間領域に膨大なバックグラウンドが見られる．これは，主に真空窓で発生した散乱光に起因している．プローブ光の波長を理論予測される形状共鳴 ($^1P^o$) の遷移波長 (λ = 228.5 nm) に同調すると，散乱光の信号から遅延して，Ps の飛行時間，$t = L/(2|e|W/3m_e) \sim 44$ ns に一致する信号ピークが観測された．ここで，e は素電荷，m_e は電子の静止質量である．一方で，遷移波長から離調 (λ = 229.7 nm) すると，Ps の信号が消失した．このことは，光脱離による Ps の形成が波長を変数として共鳴的に起きていることを示している．

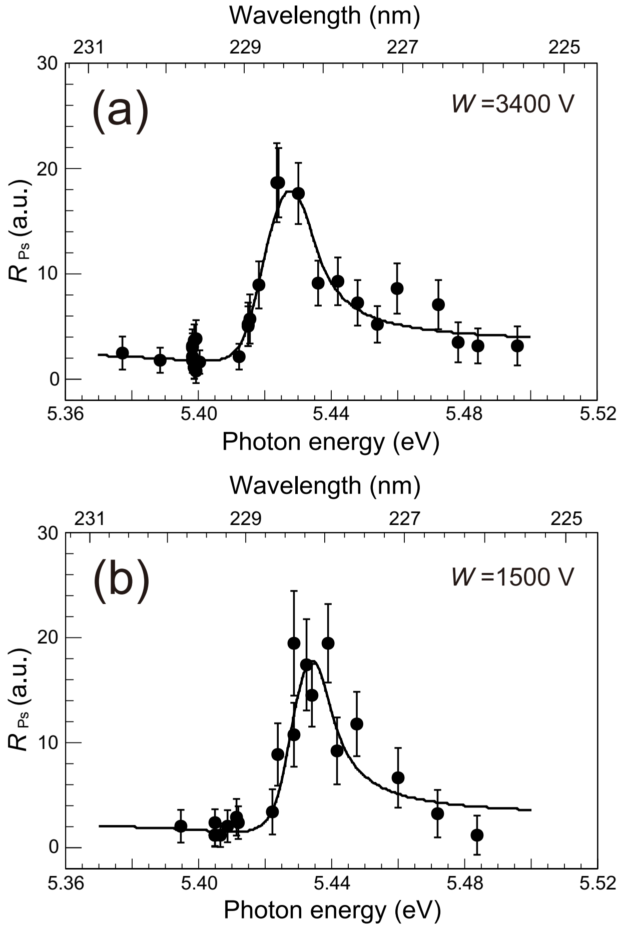

図 7　Ps (n = 2) 形成閾値近傍の共鳴プロファイル．Ps^- の加速電位差: 3400 V(a)，1500 V(b)．実線はドップラー広がり分布を畳み込んだ Fano 型共鳴曲線でのフィッティング結果を示す．文献 16) より．

プローブ光の波長（光子エネルギー）を振って，Ps の検出率 R_{Ps} を遂次測定して得た，共鳴プロファイルを図 7 に示す．R_{Ps} は，飛行時間スペクトル上で選別された Ps

表 1　Ps^- の形状共鳴 ($^1P^o$) の理論計算値と測定値の比較．文献 16) より．

		共鳴エネルギー E_r [eV]	共鳴幅 Γ [eV]	形状因子 q
実験	本測定値	5.437(1)	0.010(2)	3.9(8)
	Botero *et al.*[a]	5.44	0.01	
理論	Bhatia *et al.*[b]	5.438(1)	0.012(1)	
	Igarashi *et al.*[c]	5.4375	0.013	3.65

a. 文献 20) による．b. 文献 21) による．c. 文献 19) による．

©Japanese Positron Science Society

信号の計数率であり，散乱光と標的からの消滅 γ 線に由来するバックグラウンドを差し引いた後に，光パワーとビームの相互作用体積で規格化した．図から明らかなように，非対称な共鳴ピークが明瞭に観測された．

共鳴状態（共鳴エネルギー E_r，共鳴幅 Γ）近傍の断面積は，Fano によって定式化された共鳴曲線[30]，

$$\sigma(h\nu) = \sigma_a \frac{(q+\varepsilon)^2}{1+\varepsilon^2} + \sigma_b$$
$$\varepsilon = \frac{h\nu - E_r}{\Gamma/2}$$

を使って表される．ここで，σ_a と σ_b はそれぞれ連続状態と共鳴状態を経由した連続状態への遷移の断面積，q はプロファイルの形状因子である．連続状態（光脱離）と共鳴状態を経由した連続状態の散乱振幅の干渉によって，非対称なピーク形状が断面積上に表れる．この共鳴曲線は，Ps^- と類似のクーロン 3 体系である水素負イオン[31] や重水素負イオン[32] の共鳴のプロファイル近似に用いられており，さらには種々の分子の形状共鳴[33] にも適用例がある．図 7 の実線は，W を 1500 V と 3400 V に設定した場合のプロファイルデータの両方を，フィットパラメータを共有して，Fano 型の共鳴曲線でフィットした結果である．なお，レーザーの伝播方向に対して，Ps^- は速度分布を持っているため，ドップラー効果によって共鳴ピークは広がって観測される（横ドップラー広がり）．この効果を含めるために，別の実験で見積もったドップラー広がり分布関数[34] をフィット関数に重畳させている．この結果，共鳴エネルギーは，5.4246(12) eV (W = 3400 V)，5.4317(16) eV (W = 1500 V) と推定され，W に応じて共鳴エネルギーが青方偏移していることがわかる．これは，Ps^- の平均速度 $\bar{v}_z$ から生じる 2 次のドップラーシフト，$\Delta E = E_r(\bar{v}_z/c)^2$ の効果である．各 W において，2 次のドップラーシフトを速度ゼロに外挿して推定した共鳴エネルギーの加重算術平均値を表 1 に示す．加えて，フィッティングによって推定した共鳴幅 Γ と形状因子 q を，形状共鳴 ($^1P^o$) の理論計算値とともに示した．本測定の結果は，Botero ら[20] の断熱的な取り扱い，Bhatia ら[21] の複素回転法，Igarashi ら[19] の超級座標緊密収束法の理論値とよく一致することが確かめられた．

本実験において $^1P^o$ 対称性の形状共鳴が観測されたが，より共鳴幅の狭い Feshbach 共鳴 ($\Gamma \sim \mu$eV) は観測できなかった (図 7 の 5.40 eV 付近のデータプロットの重なりは，その試行の跡である)．これは，~7 meV にもおよぶドップラー広がりによって共鳴ピークが鈍ることで，有意なピークが表れなかったためと推測される．今後，対向するレーザー光線を Ps^- に照射してドップラー効果を消去する 2 光子吸収分光法[35] を使うことにより，Feshbach 共鳴（$^1S^e$ 状態や $^1D^e$ 状態）[36–38] の観測やその精密分光も可能になるはずである．

6. 結　言

我々は，アルカリ金属吸着 W 表面を用いた Ps^- の大量放出現象を発見し，これを基幹技術として，単一波長におけるレーザー光脱離や近紫外領域の光脱離で表れる形状共鳴の観測に世界に先駆けて成功した．これらの成果は，理論研究の範疇に留まっていた Ps^- の分光学的性質やダイナミクスを解明する機会を与え，二光子吸収分光や脱離電子運動量分光など，種々の分光手法と組み合わせた新たな研究展開を可能とする．また，本研究で実現した Ps^- の光脱離・共鳴光脱離を活用することで，内部状態を制御した，高エネルギー領域 (~keV) のエネルギー可変 Ps ビームを生成することができる．こうした可変 Ps ビームを用いて，原子分子や固体表面との散乱実験，静周期場（磁気格子や結晶場）によるコヒーレント共鳴励起分光など，Ps と物質や場との相互作用を探求する新しい研究領域を今後開拓していきたい．

謝　辞

本研究は，東京理科大学の長嶋 泰之教授のご指導のもと，理化学研究所の金井 恒人専任研究員（現 ICFO），久間 晋研究員，東 俊行主任研究員，KEK の和田 健准教授（現 量子科学技術研究開発機構），望月 出海助教，兵頭 俊夫教授，柳下 明教授との共同研究によって行われたものであり，ここに記して深く感謝いたします．また，本研究を遂行するにあたり，多くのご協力を頂きました，宮崎大学の五十嵐 明則教授，東京理科大学の寺部 宏基氏に感謝いたします．本研究は，JSPS 科研費 JP25887046，JP24221006 の助成を受けて行われました．

参　考　文　献

1) J. M. Rost, D. Wintgen: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2499.
2) A. Martin, J.-M. Richard, T. T. Wu: Phys. Rev. A **46** (1992) 3697.
3) A. M. Frolov, D. M. Bishop: Phys. Rev. A **45** (1992) 6236.
4) A. K. Bhatia, R. J. Drachman: Phys. Rev. A **32** (1985) 3745.
5) S. J. Ward, J. W. Humberston, M. R. C. McDowell: J. Phys. B-At. Mol. Phys. **20** (1987) 127.
6) Y. K. Ho: Phys. Rev. A **48** (1993) 4780.
7) I. A. Ivanov, Y. K. Ho: Phys. Rev. A **61** (2000) 032501.
8) A. M. Frolov: J. Phys. A-Math. Theor. **40** (2007) 6175.
9) G. W. F. Drake, M. Grigorescu: J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys. **38** (2005) 3377.
10) M. Puchalski, A. Czarnecki, S. G. Karshenboim: Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 203401.
11) H. Ceeh, C. Hugenschmidt, K. Schreckenbach, S. A. Gärtner, P. G. Thirolf, F. Fleischer, D. Schwalm: Phys. Rev. A **84** (2011) 062508.
12) Y. Nagashima, T. Hakodate, A. Miyamoto, K. Michishio: New J. Phys. **10** (2008) 123029.

13) H. Terabe, K. Michishio, T. Tachibana, Y. Nagashima: New J. Phys. **14** (2012) 015003.
14) K. Michishio, T. Tachibana, H. Terabe, A. Igarashi, K. Wada, T. Kuga, A. Yagishita, T. Hyodo, Y. Nagashima: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 153401.
15) K. Michishio, T. Tachibana, R. H. Suzuki, K. Wada, A. Yagishita, T. Hyodo, Y. Nagashima: Appl. Phys. Lett. **100** (2012) 254102.
16) K. Michishio, T. Kanai, S. Kuma, T. Azuma, K. Wada, I. Mochizuki, T. Hyodo, A. Yagishita, Y. Nagashima: Nat. Commun. **7** (2016) 11060.
17) A. P. Mills, Jr.: Phys. Rev. A **24** (1981) 3242.
18) A. K. Bhatia, R. J. Drachman: Phys. Rev. A **28** (1983) 2523.
19) A. Igarashi, I. Shimamura, N. Toshima: New J. Phys. **2** (2000) 17.
20) J. Botero, C. H. Greene: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1366.
21) A. K. Bhatia, Y. K. Ho: Phys. Rev. A **42** (1990) 1119.
22) Y. K. Ho, A. K. Bhatia: Phys. Rev. A **47** (1993) 1497.
23) A. Igarashi, I. Shimamura: J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys. **37** (2004) 4221.
24) J. A. Wheeler: Ann. N. Y. Acad. Sci. **48** (1946) 219.
25) A. P. Mills, Jr.: Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 717.
26) Y. Nagashima, T. Sakai: New J. Phys. **8** (2006) 319.
27) H. Terabe, S. Iida, T. Yamashita, T. Tachibana, B. Barbiellini, K. Wada, I. Mochizuki, A. Yagishita, T. Hyodo, Y. Nagashima: Surf. Sci. **641** (2015) 68.
28) K. Wada, T. Hyodo, T. Kosuge, Y. Saito, M. Ikeda, S. Ohsawa, T. Shidara, K. Michishio, T. Tachibana, H. Terabe: J. Phys.: Conf. Ser. **443** (2013) 012082.
29) A. Igarashi: Few-Body Syst. **58** (2017) 1.
30) U. Fano: Phys. Rev. **124** (1961) 1866.
31) M. Halka, H. C. Bryant, C. Johnstone, B. Marchini, W. Miller, A. H. Mohagheghi, C. Y. Tang: Phys. Rev. A **46** (1992) 6942.
32) P. Balling, P. Balling, M. K. Raarup, U. V. Elstrøm, R. Martinussen, V. V. Petrunin, T. Andersen: Phys. Rev. A **76** (2007) 044701.
33) T. J. Gil, C. L. Winstead, J. A. Sheehy, R. E. Farren: Phys. Scr. **T31** (1990) 179.
34) K. Michishio, R. H. Suzuki, K. Wada, I. Mochizuki, T. Hyodo, A. Yagishita, Y. Nagashima: Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **785** (2015) 5.
35) T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein, C. Wieman: Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 307.
36) Y. K. Ho: Phys. Rev. A **19** (1979) 2347.
37) A. K. Bhatia, Y. K. Ho: Phys. Rev. A **48** (1993) 264.
38) A. Igarashi: J. Phys. B-At. Mol. Opt. Phys. **45** (2012) 245201.

(2017 年 12 月 18 日受付)

著 者 紹 介

満汐 孝治: 産業技術総合研究所 分析計測標準研究部門 研究員．2013 年東京理科大学大学院理学研究科博士課程修了 (博士 (理学))．日本学術振興会 特別研究員 (DC)，東京理科大学 助教を経て，2017 年 4 月より現職．専門分野：陽電子，ポジトロニウムを用いた原子物理学実験．

 © Japanese Positron Science Society