

原子衝突学会誌「しょうとつ」
2020年11月16日発行
第17巻第6号

原 子 衝 突 学 会 誌

しょうとつ

Journal of Atomic Collision Research

Vol.17 Issue6

2020

解説

静周期磁場によるポジトロニウム超微細構造の共鳴遷移の観測実験

永田祐吾，長嶋泰之

原子衝突学会賛助会員（五十音順）

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド（IOP 英国物理学会出版局）

Institute *of* **Physics**

<http://journals.iop.org/>

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社



<http://www.adcap-vacuum.com>

有限会社イーオーアール



Electronics Optics Research Ltd.

<http://www.eor.jp/>

イノベーションサイエンス株式会社



<http://www.innovation-science.co.jp/>

株式会社オプティマ

Optima Corp.

<http://www.optimacorp.co.jp/>

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

enago™

<http://www.enago.jp/>

<http://ulatus.jp/>

<http://www.voxtab.jp/>

コスモ・テック株式会社



<https://www.cosmotec-co.jp/>

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



株式会社サイエンス ラボラトリーズ

<http://www.scilab.co.jp/>

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>

スペクトラ・フィジックス株式会社



A Newport Company

<http://www.spectra-physics.jp/>

ソーラボジャパン株式会社



<http://www.thorlabs.jp/>

ツジ電子株式会社



ツジ電子株式会社

株式会社東京インスツルメンツ



<http://www.tsujicon.jp/>

<http://www.tokyoinst.co.jp/>

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む



<http://www.navatec.co.jp/>

仁木工芸株式会社



仁木工芸株式会社



<http://www.nikiglass.co.jp/>

伯東株式会社



Hakuto

伯東株式会社

<http://www.g5-hakuto.jp/>

株式会社ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション



<http://www.labo-eq.co.jp/>

原 子 衝 突 学 会 誌

しょうとつ

第 17 卷 第 6 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

解説

静周期磁場によるポジトロニウム超微細構造の共鳴遷移の観測実験 永田祐吾, 長嶋泰之 ...108

第 22 回原子衝突学会若手奨励賞募集要項 顕彰委員会委員長 ...117

The 9th International Symposium on Surface Science (ISSS-9) のお知らせ
広報渉外委員長 ...117

「しょうとつ」原稿募集 編集委員会事務局 ...118

ユーザー名とパスワード ...118

静周期磁場によるポジトロニウム超微細構造の共鳴遷移の観測実験

永田祐吾^{1*}, 長嶋泰之¹

¹ 東京理科大学理学部 〒162-8601 東京都新宿区神楽坂 1-3

yugo.nagata@rs.tus.ac.jp

令和2年9月17日原稿受付

原子の共鳴励起は普通、レーザーやマイクロ波といった電磁波によって誘起されるが、空間的に周期構造を持つ静的な場(ここでは静周期場と呼ぶことにする)によって誘起されることもある。静周期場中を移動する原子は、重心系において時間的に振動する場を感じ、その周波数が原子の遷移周波数に一致すると共鳴遷移が起きる。最近、この手法の新しい試みとして、エキゾチック原子であるポジトロニウムの超微細構造の共鳴遷移が実験的に観測された。本解説ではその研究の意義、実験方法、結果の詳細を平易に紹介する。

1. はじめに

原子の共鳴励起は普通、レーザーやマイクロ波といった電磁波によって誘起されるが、空間的に周期構造を持つ静的な場(ここでは静周期場と呼ぶことにする)によって誘起されることもある。磁場を例にとって、図1のように磁石を周期的に配置すると、周期長 a の静周期磁場が発生する。そこを通過する速度 v の原子は、周波数 $f = v/a$ の時間的に振動する磁場(図1の場合、回転磁場)を受けていると感ずるだろう。その振動の周波数が原子の遷移周波数に一致すると、共鳴遷移が起きる。

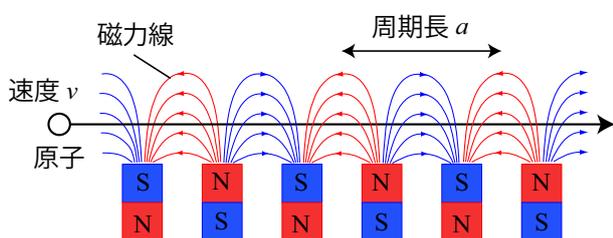


図1: 速度 v の原子と周期長 a の静周期磁場。

この興味深い現象で一番良く知られているのは結晶場の例で、相対論的な速度を持つ多価イオンが結晶を通過する際に、周期的な静電場を受け、イオンの共鳴励起が起きる。このような結晶場による共鳴励起は、1965年にこの現象

を理論的に提案した Okorokov の名を取って、Okorokov 効果 [1, 2], あるいは、1978年に最初の観測を報告した論文に倣ってコヒーレント共鳴励起 [3] と呼ばれている。結晶のクーロン電場は 100 GV/m のオーダーで非常に強く [4], 効率的な電気双極子遷移が可能である。これまでに多価イオンの多くの内部状態の操作が報告されている [5, 6, 7, 8, 9, 10]。また、結晶表面の周期性を利用した現象も観測されている [11, 12, 13]。最近では Si 結晶に入射した Li 様 U^{89+} の X 線領域の精密分光による QED 効果の研究も行われている [14]。これらの現象は、実光子による励起に対して、結晶場を通過することで受ける疑似光子による励起とも見ることができる¹。

人工的な周期場による共鳴遷移はこれまでマイクロ波領域で観測されており、まず、1969年に静電場を用いた水素原子の 3s-3p Lamb シフト (520 MHz) の遷移の観測が行われた [17]。静磁場では、2005年、プリント基板上に配線した銅線に電流を流すことで静周期磁場を生成し、Rb 原子の 1 MHz 程度の Zeeman 副準位間の遷

¹特に超相対論的な場合、結晶内原子の電場のイオン進行方向成分が、垂直成分と比べると無視できるほど小さくなる。すると、この電場は電磁波の横波のようなため、しばしば理論計算の上で、疑似光子として扱われる [15, 16]

移が観測されており，運動誘起共鳴と呼ばれている [18, 19, 20]. その後，カプトン膜に磁性体を蒸着した磁性薄膜によっても観測が報告されている [21, 22].

その他，中性子の共鳴遷移も行われている．細長いアルミ箔を蛇行させて配置し，電流を流して静周期磁場を生成し，そこに中性子を透過させることで 1 MHz 程度のスピン共鳴が観測されている．これは空間スピン共鳴と呼ばれている [23, 24].

ここまで，Okorokov 効果，コヒーレント共鳴励起，運動誘起共鳴，空間スピン共鳴の 4 つの名称が現れたが，本解説では運動誘起共鳴と呼ぶことにする．

運動誘起共鳴の原理は単純ではあるが，実現可能かどうかは，適切な周期場が用意できるかどうか鍵となる．例えば，結晶場は強力な電場と，周期長が短いことによる高い遷移エネルギーが魅力的な一方，結晶内の原子との衝突によるコヒーレンスの乱れを避けるため，主にエネルギー MeV/u 以上の多価イオンの，EUV かそれより高い遷移エネルギーが実験の対象となっている [25].

それに対して，人工的な場合，静周期場が広がる何もない空間を用意すれば，結晶と比べて周期長は長くなるものの，衝突は無くなり，コヒーレンスを維持できるため，結晶場によるものとは別の方向に 응용が広がると考えている [22]. その応用のひとつとして，エキゾチック原子であるポジトロニウムの超微細構造の観測を試みた [26].

2. 実験原理

ポジトロニウム (Ps) は電子と陽電子の二体束縛系の水素様原子である．Ps は電子と陽電子のスピンの存在によって超微細構造を持つ．基底状態の Ps は，全スピン $S = 0$ のパラポジトロニウム (p -Ps) と， $S = 1$ のオルソポジトロニウム (o -Ps) の状態に分裂する． p -Ps および o -Ps は，それぞれ 125 ps と 142 ns の寿命で自己消滅に

よって光子に変換され， o -Ps の方が 1000 倍長寿命であることが知られている．この分裂幅，つまり超微細構造周波数は 203 GHz (0.84 meV) で，水素の 1.42 GHz と大きく異なる．これは陽電子と陽子の磁気モーメントが大きく異なるためである．この周波数はレーザーやマイクロ波を用いて，直接的に [27, 28]，あるいは間接的に [29, 30, 31] 測定されている．この分裂はスピンに起因するため，磁気双極子で遷移が起こる．一方，この遷移は軌道角運動量の変化を伴わないため，電気双極子遷移は禁制である (光学禁制).

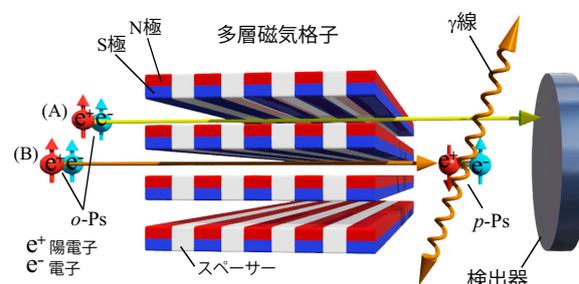


図 2: 実験概念図. (A) 非共鳴条件の場合， o -Ps は静周期場を生成する多層磁気格子を通過し，検出器でカウントされる. (B) 共鳴条件の場合， o -Ps は多層磁気格子を通過中に p -Ps に遷移し，短寿命のため，速やかに自己消滅し，検出器でカウントされない [26].

図 2 は運動誘起共鳴による Ps の超微細構造周波数の実験概念図を示している．静周期磁場は磁石を周期的に並べた構造の多層磁気格子によって生成されている． o -Ps はそこを通過し，検出器でカウントされる． o -Ps が受ける振動磁場の周波数が，超微細構造周波数と一致すると p -Ps に遷移する．しかし，短寿命であるため，検出器に到達しない．従って， o -Ps のカウント数を o -Ps の速度の関数として測定すれば，共鳴遷移の信号を Ps のカウント数の減少として観測することができる．

次に，どのような静周期磁場を生成すれば良いかを概算してみる．本研究の装置によって生成される Ps のエネルギーは，例えば，1.5 keV で，速度にして 1.8×10^7 m/s である．従って，

203 GHz の共鳴遷移を起こすための周期長は $90 \mu\text{m}$ と計算される。これを例えば 10 周期重ねると、Ps が静周期磁場を通過するのに要する時間は 50 ps 程度となり、非常に短い。このような短い時間で遷移させようとすると、振幅の大きな静周期磁場が必要となることが予想される。

どのくらいの磁場が必要になるか評価するため、Ps の振動磁場による遷移を計算してみる [32]。まず、 p -Ps の固有状態を $|0, 0\rangle$, o -Ps の固有状態を $|1, -1\rangle$, $|1, 0\rangle$, $|1, 1\rangle$ と表示することにする。ここでケットベクトル中の 1 番目の数字は S , 2 番目の数字はその副準位を表す。磁場中の Ps の相互作用ハミルトニアンは $H_1 = \frac{1}{2}g\mu_B(\sigma^- - \sigma^+) \cdot \mathbf{B}$ で、ここで、 σ^- , σ^+ はそれぞれ電子と陽電子のパウリ行列、 \mathbf{B} は磁場、 μ_B はボーア磁子、 g は g 因子である。振動磁場の z 成分 $B_z = B_a \cos(\omega t)$ は、 $|1, 0\rangle$ のみと相互作用する。 $|1, 0\rangle$ から $|0, 0\rangle$ への遷移による p -Ps の時刻 t における占有率は、Rabi 振動によって表され、 $\rho_{|0,0\rangle \leftarrow |1,0\rangle} = \sin^2(\frac{g\mu_B B_a t}{2\hbar}) \sim \frac{g^2 \mu_B^2 B_a^2 t^2}{4\hbar^2} \sim 0.8(\frac{B_a}{0.1\text{T}})^2 (\frac{t}{100\text{ps}})^2$ のように計算される [33]。この式から、磁場の振幅は 0.1 T 程度という強磁場であれば、効率的に共鳴遷移させることができると考えられる。しかし、過去の実験で用いられた磁場の振幅は 1 mT 程度であったので、工夫が必要となる。

3. 多層磁気格子

前節で述べた磁場の条件を満たす静周期磁場を生成するために、バルクの強磁性体を微細加工し、永久磁石で直接着磁して使用することにした。図 3 (a) は今回開発した静周期磁場を発生させる多層磁気格子である。中央部分が磁性体を多層に重ねた透過格子である。透過格子の作成には、まず、10 枚の炭素鋼箔 (厚み $50 \mu\text{m}$) と、11 枚の銅箔 (厚み $40 \mu\text{m}$) を交互に重ね、真空炉で熱拡散接合することで、多層構造のブロックを製作した (図 3 (b))。厚みはマイクロメータで 5 回測定し、マイクロメータの不確かさ込みで $902.6 \pm 4.1 \mu\text{m}$ となった。あらかじめ

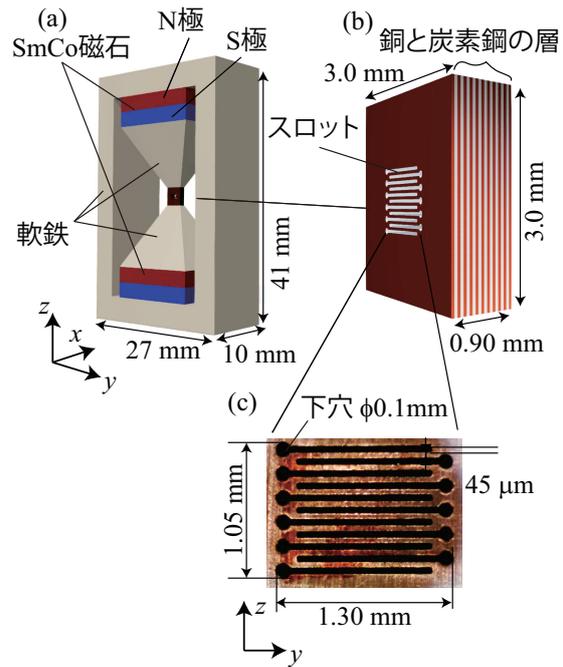


図 3: (a) 多層磁気格子. (b) 銅箔と炭素鋼箔の多層構造の透過格子. (c) 透過格子のスロット穴 [26].

銅箔 10 枚のみで熱拡散接合したブロックを測定して得られた銅箔 1 枚の厚み $38.4 \pm 0.5 \mu\text{m}$ を利用すると、周期長は $86.4 \pm 0.4 \mu\text{m}$ と得られた。次に、ワイヤー放電でブロックに穴を開ける。穴幅は広すぎると磁場の振幅が平滑化されてしまうため、周期長程度以下である必要があり、幅 $45 \mu\text{m}$ 、長さ 1 mm 程度のスロット穴を開けた (図 3 (c))。この穴はワイヤー径 $30 \mu\text{m}$ で仕上加工しており、ワイヤー放電による微細加工の限界に近い。また、この穴は細長いスロット穴である必要がある。丸穴では磁力線が穴を避けて通るため、穴の中に磁場は発生しない (磁気遮蔽される)。実験前に真空槽を 100°C 程度にバークする必要から、ある程度熱に強い SmCo 磁石を用いて透過格子を磁化し、スロット内に静周期磁場を発生させた。また、磁石を軟鉄のブロックで囲むことで磁力線を集め、磁場を増強させた (図 3 (a) 参照)。

共鳴遷移の測定分解能は場のフーリエ変換で概算できる。例えば、共鳴周波数 $f_0 = 1/T$ として、その角周波数を $\omega_0 = 2\pi f_0$ と定義し、場 $B \propto \sin(\omega_0 t)$ が N 周期発生している場合の、フー

リエ変換は、

$$|F(w)| \propto \left| \int_0^{NT} \sin(w_0 t) e^{iwt} dt \right| \\ = \left| \frac{2w_0}{w^2 - w_0^2} \sin\left(\frac{wNT}{2}\right) \right|$$

となる。ここで、共鳴からのずれを δw で表して $w = w_0 + \delta w$ を代入し、 δw でテーラー展開すると、近似的に、

$$|F(\delta w)| \sim \frac{\pi N}{w_0} \left(1 - \frac{(\delta w NT)^2}{24} \right).$$

となる。半値全幅は、 $|F(0)|/2 = |F(\delta w)|$ の条件を課すと、 $\delta w \sim \frac{\sqrt{3}w_0}{\pi N}$ となるから、 $2\delta w$ となる。分解能は $\frac{2\delta w}{w_0} \sim \frac{1}{N}$ となる。今回の場合 10 層なので 10% となる。

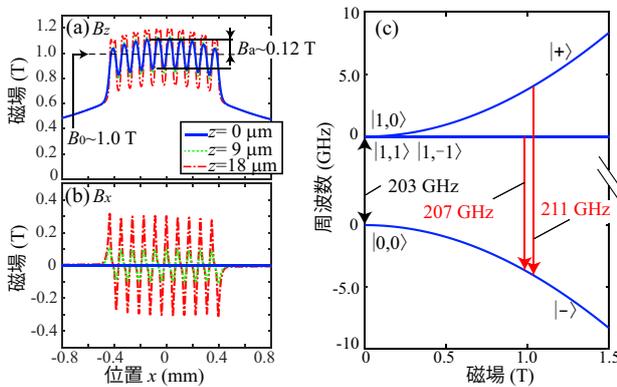


図 4: (a) B_z . (b) B_x . (c) Ps の Zeeman ダイアグラム。外部磁場が 0 の時の o -Ps, p -Ps のエネルギー準位を 0 としている [26]。

磁場の計算は Mathematica をベースとした 3 次元磁場計算コードである Radia を用いた [34, 35, 36]。Radia は、有限要素法のような微分形解法ではなく積分形解法であるので、空間すべてを要素に分割する必要はなく、多層磁気格子のような小さな部分と大きな部分が共存する構造の場合、計算速度の面で有利になる。また、実際の磁性体の磁化は非線形であるため、炭素鋼の磁化曲線はあらかじめ SQUID で測定し、軟鉄と SmCo 磁石 (grade 28) の磁化曲線は文献値を利用した。

図 4 (a) と (b) に多層磁気格子のスロット内の磁場の計算結果を示した。横軸は x 座標で

(図 3 (a) 参照), 図中の異なる線はスロット中心からの z 方向依存性を表す。上述のように、効果的な遷移に必要な磁場の振幅は約 0.1 T 以上であるが、 B_z に関しては振幅 $B_a > 0.12$ T, B_x に関しては、 $z \geq 9 \mu\text{m}$ で、 $B_a > 0.10$ T であるので、Ps を 50 ps で遷移させるのに十分な強さの磁場の振幅が得られていることがわかる。この磁場 $B_a = 0.12$ T というのは、電磁波のパワーに換算すると、 $cB_a^2/2\mu_0 \sim 170 \text{ MW/cm}^2$ となる。ここで c は光速、 μ_0 は磁気定数である。他の Ps の超微細構造の最近の測定では、ジャイロトロンによる強力なミリ波源が使用されている。そのエネルギーを Fabry-Pérot 共振器中に蓄積して約 10 kW/cm^2 [37] が達成されている。これはかなり高いパワーであるが、多層磁気格子はさらに 1 万倍ほど強力であることが分かる。

図 4 (a) からはバイアス磁場 $B_0 \sim 1.0$ T があることも分かる。この磁場は Ps の Zeeman シフトを引き起こす。図 4 (c) に Ps の Zeeman ダイアグラムを示した。 $|1, 0\rangle$ と $|0, 0\rangle$ のエネルギー固有値は磁場の強さによってシフトする。一方、 $|1, 1\rangle$ と $|1, -1\rangle$ の場合、変化しない [38, 39]。 $B_0 \sim 1.0$ T の場合、観測が期待されるのは 207 GHz と 211 GHz である。

このバイアス磁場 1 T があることによって、スロット間の薄い壁が磁力で湾曲する可能性があった。強磁性体は磁化によって磁石になるが、一様磁場中ではダイポールであるために磁力は打ち消され、そうでなければ磁力が加わる。実は、図 3 (c) は磁化させた状態で撮影した写真で、湾曲していないことがわかる。

4. 実験装置概要

実験は東京理科大学で開発されたエネルギー可変 Ps ビーム [40] を用いた。この装置は ^{22}Na 線源と Surko 型トラップをベースとした装置である [41]。線源からの陽電子は、固体 Ne 減速材によって減速され、磁場で輸送されて、トラップ内の円筒電極に入射される。電極内にはあらかじめ CF_4 を少量添加した窒素ガスが導入され

ている。ただし、電極は3段に分けられ、差動排気によって下流側の電極内は高真空に保たれる。陽電子はガスとの衝突で減速されて、下流側のトラップポテンシャルの底に蓄積される。これらの陽電子はトラップから繰り返し周波数 50 Hz 幅 2 ns のパルスビームとして引き出され、タングステン薄膜（厚さ 100 nm）に打ち込まれる（図 5 参照）。タングステンの下流側表面はあらかじめ Na が非常に薄く蒸着されており（1 原子層以下）、それにより表面の仕事関数が減少し、 Ps^- の生成効率が劇的に改善する [42, 43, 44, 45]。 Ps^- はタングステンに印可した電圧によって加速され、電極によって軌道を調整された後、パルス状 Nd:YAG レーザーで Ps^- の 1 つの電子が光脱離されることで、0.2–3.3 keV の範囲でエネルギー可変な Ps ビームとなる。Ps ビームのエネルギー広がり は光脱離の際の放出電子による反跳から数%と概算される。他の Ps ビーム装置として、陽電子を原子や分子ガスに衝突させて、電荷交換反応によって 1–400 eV の Ps を生成する方式もあるが [46, 47]、keV 領域の Ps ビームは他にはなく、本研究は、この Ps ビームによって初めて可能となった。

多層磁気格子までたどり着く Ps は、飛行時間を考えると長寿命の $o\text{-Ps}$ のみで、磁気格子通過後に MCP で検出される。測定では多層磁気格子を出し入れしつつ、 $o\text{-Ps}$ の速度を変化させながら $o\text{-Ps}$ をカウントした。

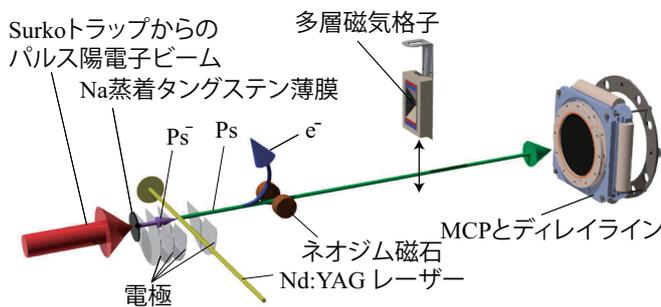


図 5: 装置概要図 [26]

5. 実験結果

図 6(a) は、ディレイラインを用いた MCP 二

次元検出器で測定した 2.0 keV の Ps ビームのプロファイルである。このビームを多層磁気格子に通すと、ビームプロファイルは図 6(b) のようになる。図 6(c) と (d) は y および z 軸への射影で、それらの半値全幅 (FWHM) はそれぞれ 1.42 mm と 1.17 mm であった。スロット穴と比較して、10% 程度広がっていると思われる。1/10 全幅 (FWTM) はそれぞれ 2.1 mm と 1.8 mm であった。

図 6(b) で測定された $o\text{-Ps}$ は、多層磁気格子の静周期磁場を受けたものと考えられる。その Ps カウント数 I を、図 6(b) のプロファイルの平均位置 P を中心とする半径 1.3 mm の円の中の総数として定義した。原理的にはこの I を速度の関数として測定すれば共鳴スペクトルの観測が期待されるが、ビーム強度のばらつきを補正するために、磁気格子無し 20 分、磁気格子有り 40 分と交互に繰り返し測定した。一つは速度に対し、典型的には 12 時間程度測定を行った。これらのデータを用いて、以下のように規格化を行った。

$o\text{-Ps}$ ビームの強度は Ps のエネルギーに依存して増減し、さらに Na 蒸着膜や固体 Ne 減速材の状態によって時間とともに緩やかに変動するため、静周期磁場が無い場合の Ps カウント数 I_0 で規格化する必要がある。そこで、図 6(a) の中で、 P を中心とする楕円（図 6(b) の FWTM を参考に長直径 2.1 mm, 短直径 1.8 mm) を考え、この楕円内のカウント数を I_0^P として定義する。 I_0^P は多層磁気格子のスロット穴を通過していない数なので、スロット穴面積に対応したカウント数 I_s は、楕円面積 A_{ellipse} とスロット穴面積 A_{slot} を使って $I_s = I_0^P A_{\text{slot}} / A_{\text{ellipse}}$ と書くことができる。よって規格化されたカウント数は $I_n = I / I_s$ となる。

図 6(e) は I_n を f の関数としてプロットしたもので、横軸は $f = \gamma v / a$ を用いて既に Ps の速度から周波数に変換してある。ここで γ は Lorentz 因子である。211 GHz 付近にカウント数の減少が観測され、共鳴信号が得られていることが分かる。ただし、上述のように規格化したにもか

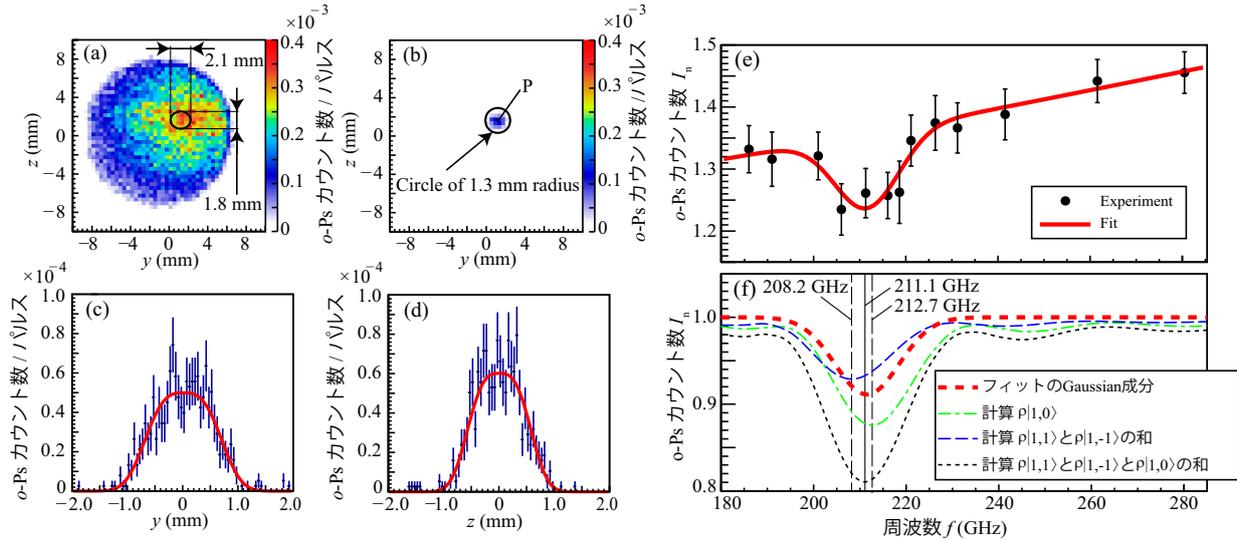


図 6: 実験結果 (a) o -Ps のビームプロファイル. (b) 多層磁気格子を通じた場合の o -Ps のビームプロファイル. (c) (b) の y 軸への射影. (d) (b) の z 軸への射影. (e) 規格化された o -Ps カウント数の実験結果. 赤線はモデルによるフィット. (f) 太い赤破線は実験結果のフィットモデルのガウス関数の成分を表す. それと比較される 3 つの細い破線は、密度行列計算による占有率である. 2 つの垂直な破線は 2 つの遷移周波数の計算結果 208.2 GHz と 212.7 GHz を表す. 垂直な実線はその平均で 211.1 GHz である [26].

かわらず、ベースラインが 1 を越えており、さらに傾きもある。以下では、これらの点に注意して結果の解析を行った。

実験結果を解釈するため、データのフィットモデルを考える。まず、共鳴の形状にはガウス分布を用いた。次にベースラインの傾きについては、以下のように Ps ビーム強度に関係していると考えた。Ps が MCP に同時に 2 個以上入射した場合、ディレイライン検出器では入射位置を決定することができず、解析の上で排除される。 I はカウント数が小さいため、このような影響はないが、 I_0 はカウント数が多いため、影響が大きい。これをモデル化すると、1 パルス中の Ps の数を R (通常は 1 より小さい) とした場合、解析後に得られた o -Ps の数は $I_0 \propto R(1-R)$ と書ける。一方で、 $I \propto R$ なので、 $I_n \propto 1/(1-R)$ となる。 R は Ps^- の数に比例する。 Ps^- の寿命 ($\tau = 479$ ps) は短いため、タングステン表面での生成からレーザーで光脱離するまでの時間 t に大きく依存し、 $R \propto \exp(-t/\gamma\tau)$ と書ける。ここで、 $v = fa/\gamma$ を用いると時間 $t = L/v = L\gamma/fa$ となる。 $L = 18$ mm は生成から光脱離までの有効距離である。ベースラインが 1 を超えること

に対しては、比例定数 ϵ を定義することにした。これらの考察から、フィットモデルはパラメータ $f_0, \sigma, A, C, \epsilon$ を用いて $\epsilon[A \exp((f - f_0)^2/2\sigma^2) + 1]/[1 - C \exp(-L/fa\tau)]$ となった。

実験データをこのモデルでフィットしたものが図 6(e) の赤線である。その結果、共鳴周波数は $f_0 = 211.5 \pm 1.9$ GHz となった。共鳴幅は 16 ± 5 GHz (半値全幅) で、これは期待される分解能 $f_0/N = 21$ GHz と同程度である。 $\epsilon = 1.23 \pm 0.05$ は、磁気格子から MCP までの x 方向、 y 方向のビームの広がり 10% の増加を考えると $1.1 \times 1.1 = 1.21$ となり、近い値となる。最後に、 $C = 0.7 \pm 0.2$ は Ps の生成レート 0.1–0.15 を考えると、0.8–1.2 となり概ね妥当な値となる。

より詳細に共鳴周波数を評価するために、Ps の密度行列の時間発展を解いた。始状態の o -Ps の 3 状態の占有率は $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ のときに、等分配 (1/3 ずつ) とした。図 6(f) の 2 つの垂直な点線は計算による 2 つの遷移周波数を表し、208.2 と 212.7 GHz であった。その平均は垂直な実線で表され、211.1 GHz であった。実験結果 f_0 はこの計算と不確かさの範囲内で一致した。一方で、実験データのディップの深さは計

算の半分でしかなかった。ディップの深さは p -Ps の占有率を表しているが、静周期磁場のパワーが Rabi 振動と同じく B_a^2 の依存性を持つことを考えると、占有率が半分ということは、パワーも半分ということの意味する。例えば計算値が 170 MW/cm^2 ($B_a = 0.12 \text{ T}$) の場合、実際は 85 MW/cm^2 程度であったと推測される。この原因として、透過格子をワイヤー放電で切断してスロット穴を作成したときに、切断面が部分的に溶けることで、磁場の振幅が少し平滑化したのではないかと予想している。一方で、平滑化されても多層磁気格子のバイアス磁場 B_0 はほとんど変化しないため、Ps の遷移周波数は変化しない。

6. 結論

エネルギー可変 Ps ビームと多層磁気格子を用いて、Ps の sub-THz における運動誘起共鳴の観測に成功した。運動誘起共鳴として初めての試みとなる、エキゾチック原子への応用と sub-THz 領域での実証を、同時に実現したことになる。エキゾチック原子だけでなく、他の原子や分子などへ、様々な周波数領域で応用可能なのではないかと期待している。

多層磁気格子は、マイクロオーダーの周期構造を持つ強磁性体で、微細加工によるスロット穴を持ち、SmCo 磁石で直接に磁化させることで、スロット内に静周期磁場を発生させている。本研究によって、次の 2 つの大きな特徴を持つことが実証された。

- スロット穴の中に生成される静周期磁場の振幅は、パワーにして $\sim 100 \text{ MW/cm}^2$ であり、従来のミリ波源を用いたものより強力で、効率的な磁気双極子遷移が可能である。
- 原子はスロット穴を通る限り物質と衝突しないため、共鳴遷移のためのコヒーレンスを保つことができる。

また、多層磁気格子は受動素子であり、レーザーやマイクロ波のように電源を必要としない。

共鳴遷移の測定分解能は、層をより多く重ね

て周期数を増やすことで改善できる。本研究で対象となった 2 つの Ps の遷移周波数を分離できるほどの分解能に達すれば、 o -Ps の Zeeman 副準位を選択的に遷移させることができるだろう。そうすれば、 o -Ps ビームの偏極状態を測定することも可能となる。また、本研究ではバイアス磁場 B_0 によって Zeeman シフトが起こるが、各磁性体層を、磁場が交互に反対方向になるように磁化できれば、 B_0 を打ち消すことができる [22]。例えば、フォトリソグラフィ技術のように、微細加工を施した磁性体シートを、十分な位置精度で重ねることで可能となるかもしれない [48]。

7. 謝辞

本研究の成果は産業技術総合研究所の満汐孝治主任研究員、千葉大学の Luca Chiari 助教、東京理科大学の学生の飯塚太郎氏、鞠谷温人氏、田中文氏との共同研究で得られました。東京農工大学の畠山温教授には磁気格子による原子分光応用への道筋について、多くの助言をいただきました。この場をお借りして皆様に感謝を申し上げます。

本研究は JSPS 科研費 JP17H01074, JP19K12645 の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] V. V. Okorokov, *Yad. Fiz.* **2**, 1009 (1965) [*Sov. J. Nucl. Phys.*, **2**, 719 (1966)].
- [2] V. V. Okorokov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red.* **2**, 175 (1965) [*JETP Lett.* **2**, 111 (1965)].
- [3] S. Datz, C. D. Moak, O. H. Crawford, H. F. Krause, P. F. Dittner, J. Gomez del Campo, J. A. Biggerstaff, P. D. Miller, P. Hvelplund, and H. Knudsen, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 843 (1978).
- [4] D. S. Gemmell, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 129 (1974).
- [5] F. J. García de Abajo and P. M.

- Echenique, Phys. Rev. Lett. **76**, 1856 (1996).
- [6] T. Azuma, T. Ito, K. Komaki, Y. Yamazaki, M. Sano, M. Torikoshi, A. Kitagawa, E. Takada, and T. Murakami, Phys. Rev. Lett. **83**, 528 (1999).
- [7] C. Kondo, S. Masugi, Y. Nakano, A. Hatakeyama, T. Azuma, K. Komaki, Y. Yamazaki, T. Murakami, and E. Takada, Phys. Rev. Lett. **97**, 125503 (2006).
- [8] T. Azuma, Y. Takabayashi, C. Kondo, T. Muranaka, K. Komaki, Y. Yamazaki, E. Takada, and T. Murakami, Phys. Rev. Lett. **97**, 145502 (2006).
- [9] Y. Nakai, Y. Nakano, T. Azuma, A. Hatakeyama, C. Kondo, K. Komaki, Y. Yamazaki, E. Takada, and T. Murakami, Phys. Rev. Lett. **101**, 113201, (2008).
- [10] Y. Nakano, C. Kondo, A. Hatakeyama, Y. Nakai, T. Azuma, K. Komaki, Y. Yamazaki, E. Takada, and T. Murakami, Phys. Rev. Lett. **102**, 085502 (2009).
- [11] K. Kimura, H. Ida, M. Fritz, and M. Mannami, Phys. Rev. Lett. **76**, 3850-2853 (1996).
- [12] N. Hatke, M. Dirska, M. Grether, E. Luderer, A. Robin, A. Nürmann, and W. Heiland, Phys. Rev. Lett. **79**, 3395 (1997).
- [13] C. Auth, A. Mertens, H. Winter, A. G. Borisov, and F. J. García de Abajo, Phys. Rev. Lett. **79**, 4477 (1997).
- [14] Y. Nakano, Y. Takano, T. Ikeda, Y. Kanai, S. Suda, T. Azuma, H. Brauning, A. Brauning-Demian, D. Dauvergne, Th. Stohlker, and Y. Yamazaki, Phys. Rev. A **87**, 060501 (2013).
- [15] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics, 2nd edition* (John Wiley & Sons, 1975), Weizsacker-Williams Method of Virtual Quanta.
- [16] M. L. Ter-Mikaelian, *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (Wiley-Interscience, 1972), The Pseudo-Photon Method.
- [17] T. Hadeishi, W. S. Bickel, J. D. Garcia, and H. G. Berry, Phys. Rev. Lett. **23**, 65 (1969).
- [18] A. Hatakeyama, Y. Enomoto, K. Komaki, and Y. Yamazaki, Phys. Rev. Lett. **95**, 253003 (2005).
- [19] Y. Kobayashi and A. Hatakeyama, J. Phys. Conf. Ser. **185**, 012021 (2009).
- [20] Y. Kobayashi, Y. Shiraishi, and A. Hatakeyama, Phys. Rev. A **82**, 063401 (2010).
- [21] A. Hatakeyama and K. Goto, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **49**, 065005 (2016).
- [22] Y. Nagata, S. Kurokawa, and A. Hatakeyama, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **50**, 105002 (2017).
- [23] M. M. Agamalyan, G. M. Drabkin, and V. I. Sbitnev, Phys. Rep. **168**, 265 (1988).
- [24] E. Jericha, J. Bosina, P. Geltenbort, M. Hino, W. Mach, T. Oda, and G. Badurek, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **845**, 552 (2017).
- [25] 東 俊行, 日本物理学会誌, 56 卷 7 号 502 (2001).
- [26] Y. Nagata, K. Michishio, T. Iizuka, H. Kikutani, L. Chiari, F. Tanaka, and Y. Nagashima, Phys. Rev. Lett. **124**, 173202 (2020).
- [27] T. Yamazaki, A. Miyazaki, T. Suehara, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, I. Ogawa, T. Idehara, and S. Sabchevski, Phys. Rev. Lett. **108**, 253401 (2012).
- [28] A. Miyazaki, T. Yamazaki, T. Suehara, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, Y. Tatematsu, I. Ogawa, and T. Idehara, Prog. Theor. Exp. Phys. 011C01 (2015).

- [29] A. P. Mills Jr. and G. H. Bearman, New Measurement of the Positronium Hyperfine Interval, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 246 (1975).
- [30] D. B. Cassidy, T. H. Hisakado, H. W. K. Tom, and A. P. Mills, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 073401 (2012).
- [31] A. Ishida, T. Namba, S. Asai, T. Kobayashi, H. Saito, M. Yoshida, K. Tanaka, and A. Yamamoto, *Phys. Lett. B* **734**, 338 (2014).
- [32] Rodney Loudon 著 小島忠宣・小島和子共訳 “光の量子論” 内田老鶴圃 (1994) p49 (和訳).
- [33] A. P. Mills Jr., *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. B*, **192**, 107 (2002).
- [34] <http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia>
- [35] P. Elleaume, O. Chubar, and J. Chavanne, *Proc. of the PAC97 Conference*, 3509 (1997).
- [36] O. Chubar, P. Elleaume, and J. Chavanne, *J. Synchrotron Rad.* **5**, 481 (1998).
- [37] A. Miyazaki, PhD thesis, *Direct Measurement of the Hyperfine Structure Interval of Positronium Using High Power Millimeter Wave Technology*, The University of Tokyo (2013).
- [38] 難波俊雄, 末原大幹, 高エネルギーニュース 研究紹介, Vol.27 No.2 (2008).
- [39] M. Charlton and J. W. Humberston, *Positron Physics* (Cambridge University Press, 2009).
- [40] K. Michishio, L. Chiari, F. Tanaka, N. Oshima, and Y. Nagashima, *Rev. of Sci. Instrum.* **90**, 023305 (2019).
- [41] C. M. Surko and R. G. Greaves, *Phys. Plasmas* **11**, 2333 (2004).
- [42] 長嶋泰之, 五十嵐明則, 満汐孝治, しょうとつ, **13**, vol. 3, 64 (2016).
- [43] Y. Nagashima, *Phys. Rep.* **545**, 95 (2014).
- [44] Y. Nagashima, T. Hakodate, A. Miyamoto, and K. Michishio, *New J. Phys.* **10**, 123029 (2008).
- [45] H. Terabe, K. Michishio, T. Tachibana, and Y. Nagashima, *New J. Phys.* **14**, 015003 (2012).
- [46] N. Zafar, G. Laricchia, M. Charlton, and A. Garner, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1595 (1996).
- [47] S. J. Brawley, S. E. Fayer, M. Shipman, and G. Laricchia, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 223201 (2015).
- [48] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, *Science* **289**, 606 (2000).

2020 年度 役員・委員会

会長

長嶋泰之（東京理科大学）

幹事

星野正光（上智大学）〔副会長〕

中野祐司（立教大学）

鳥居寛之（東京大学）

石井邦和（奈良女子大学）

永田祐吾（東京理科大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

大橋隼人（富山大学）

金安達夫（九州シンクロトロン光研）

歸家令果（東京都立大学）

木野康志（東北大学）

中井陽一（理化学研究所）

北島昌史（東京工業大学）

鳥居寛之（東京大学）

中野祐司（立教大学）

永田祐吾（東京理科大学）

渡部直樹（北海道大学）

久間晋（理化学研究所）

城丸春夫（東京都立大学）

星野正光（上智大学）

樋山みやび（群馬大学）

常置委員会

編集委員会

委員長：中野祐司（立教大学）

行事委員会

委員長：石井邦和（奈良女子大学）

広報渉外委員会

委員長：鳥居寛之（東京大学）

顕彰委員会

委員長：星野正光（上智大学）

庶務委員会

委員長：永田祐吾（東京理科大学）

編集委員 石川顕一, 岩山洋士, 大橋隼人, 岡田信二, 椎名陽子,
土田秀次, 富田成夫, 中野祐司, 山崎優一



しょうとつ 第17巻 第6号 (通巻97号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2020

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2020年11月16日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>