

論文要旨

ヘリウムガス中のポジトロニウムの研究

広域科学専攻広域システム科学系

学生証番号 31-156820

細谷亮介

1 はじめに

気体中におけるポジトロニウム (Ps) の運動エネルギーの時間発展については、これまで ACAR 法や DBS 法 [1] で研究されてきたが、これらの手法はエネルギー分解能、時間分解能共に精度が充分とは言えなかった。2013 年に澁谷らによって新しい測定法が考案され、Xe ガス中の測定で有用性が示された [2]。

Ps のエネルギーの時間発展が明らかになれば、運動量移行断面積などの Ps と気体との相互作用の理解に必要な基礎的データが得られ、その理解を深めることができる。本研究では理論、実験ともに過去のデータの多い He ガスにこの測定法を適用し、妥当性を検証した。

2 実験

He ガスの数密度を 0.92amagat($2.47 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$) に保ち、室温 (25°C) と高温 (275°C) の 2 点で陽電子寿命測定を行なった。イベント毎に消滅 γ 線のエネルギーの情報も保存しているので、必要に応じてエネルギーによる選別を行い寿命スペクトルを描くことができる。

3 結果

図 1, 2 に 365~540keV で選別を行った際の寿命スペクトルを示す。

寿命スペクトルから 2 光子消滅率 λ_2 を求めると、

$$\lambda_2(25^\circ\text{C}, 0.92\text{amg.}) = 4.84(8) \times 10^5 \text{ s}^{-1} \quad (1a)$$

$$\lambda_2(275^\circ\text{C}, 0.92\text{amg.}) = 7.51(8) \times 10^5 \text{ s}^{-1} \quad (1b)$$

となった。 λ_2 が温度 T に比例すると仮定し、関係式 (2) が得られた (図 3)。

$$\lambda_2(T)|_{0.92\text{amg.}} = 1.06(7) \times 10^3 T + 1.7(3) \times 10^5 \quad (2)$$

次に He ガス中における Ps の 2 光子消滅による消滅率の導出を行った。消滅 γ 線のエネルギーが 490~540keV のイベントから得られた寿命スペクトルを $I_2^{\text{raw}}(t)$ 、365~465keV のイベントから得られた寿命スペクトルを $I_3^{\text{raw}}(t)$ とする。 $I_2^{\text{raw}}(t)$ にはバックグラウンド b_2 が、 $I_3^{\text{raw}}(t)$ にはバックグラウンド b_3 と 2 光子消滅の影響 $c I_2^{\text{raw}}(t)$ (c は適当な定数) が含まれるので、両者を除くことで Ps の 2 光子消滅による寿命スペクトル $I_2(t)$ と 3 光子消滅による寿命スペクトル $I_3(t)$ を得た。

$$I_2(t) = I_2^{\text{raw}}(t) - b_2 \quad (3a)$$

$$I_3(t) = I_3^{\text{raw}}(t) - c I_2^{\text{raw}}(t) - b_3 \quad (3b)$$

また $I_2(t), I_3(t)$ は式 (4a), (4b) のようにも書ける。

$$I_2(t) = \epsilon_2 N(t) \lambda_2(t) \quad (4a)$$

$$I_3(t) = \epsilon_3 N(t) \lambda_o \quad (4b)$$

ϵ_2, ϵ_3 は 2 光子消滅・3 光子消滅の検出効率、 $N(t)$ は時刻 t での Ps の数、 λ_o は Ps の 3 光子消滅率 (定数)

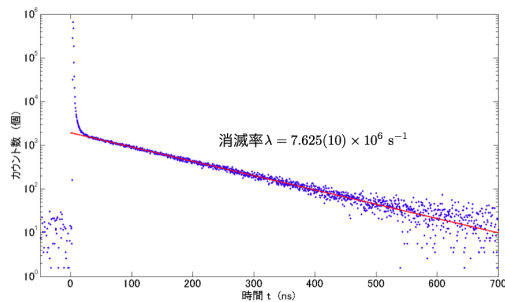


図 1: 室温 0.92amgat での寿命スペクトル

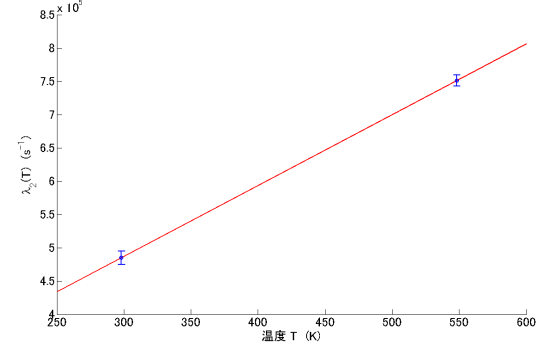


図 3: 0.92amgat での λ_2 と温度との関係

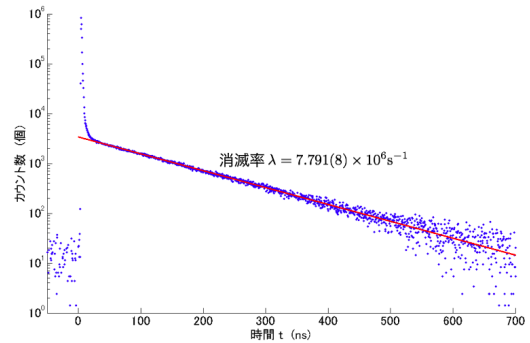


図 2: 高温 0.92amgat での寿命スペクトル

で $\lambda_0 = 7.04 \times 10^6 \text{s}^{-1}$ である。これより 2 光子消滅率 $\lambda_2(t)$ は

$$\lambda_2(t) = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} \frac{I_2(t)}{I_3(t)} \lambda_0 \quad (5)$$

となる。式 (5) は任意の時刻 t で成り立つこと、Ps が熱平衡に達した時刻では $\lambda_2(t)$ と $I_2(t)/I_3(t)$ は一定値になることから、 $\epsilon_3/\epsilon_2 = 0.20(4)$ を得た。この値を式 (5) に代入し、 $\lambda_2(t)$ の時間発展を求めた。得られた $\lambda_2(t)$ を式 (2) を用いて温度の時間変化 $T(t)$ に変換し、平均エネルギー $E = \frac{3}{2}k_bT$ (k_b はボルツマン定数) に代入することで Ps のエネルギーの時間発展 $E(t)$ が求まる (図 5)。時間の経過とともに熱エネルギーに漸近する。

古典的な弾性散乱を仮定した熱化モデルでは運動エネルギーの時間発展は式 (6) の形で表される [3] ので、この形で得られた $E(t)$ にフィッティングを行う。

$$E(t) = E_{\text{th}} \coth^2(\alpha + \beta t) \quad (E_{\text{th}} \text{ は熱化エネルギー}) \quad (6)$$

本研究では $\lambda_2|_{t \rightarrow \infty} \propto T$ と仮定したので、 $\lambda_2(t) \propto E(t)$ を満たす。そのため $\lambda_2(t)$ も $\coth^2(\alpha + \beta t)$ の形でフィッティングができ、パラメーター α, β を求めることができる。室温 1 気圧の $\lambda_2(t)$ へのフィッティングから、式 (7a) を得た。

$$\lambda_2(t) = 5.04 \times 10^5 \coth^2(0.17 + 6.63 \times 10^7 t) \quad (7a)$$

また、室温 2.5 気圧、高温 1 気圧と 2.5 気圧の 3 つの条件でも測定を行い、次の結果を得た。

$$\text{室温 2.5 気圧} \quad \lambda_2(t) = 6.34 \times 10^5 \coth^2(-0.28 + 9.73 \times 10^7 t) \quad (7b)$$

$$\text{高温 1 気圧} \quad \lambda_2(t) = 7.53 \times 10^5 \coth^2(0.087 + 7.38 \times 10^7 t) \quad (7c)$$

$$\text{高温 2.5 気圧} \quad \lambda_2(t) = 8.18 \times 10^5 \coth^2(-0.059 + 9.10 \times 10^7 t) \quad (7d)$$

得られた β は Ps の質量 m_{Ps} 、熱化時の Ps の速度 v_{th} 、運動量移行断面積 σ_m 、ガス密度 n 、He の質量 M_{He} 、シリカエアロゲルの微粒子間の平均距離 L 、シリカエアロゲル表面の実効的な質量 M_{SAG} を用いて、

$$\beta = m_{\text{Ps}} v_{\text{th}} \left(\frac{\sigma_m n}{M_{\text{He}}} + \frac{1}{LM_{\text{SAG}}} \right) \quad (8)$$

と書くことができる。各条件での β から $\sigma_m(25^\circ\text{C})$ 、 $\sigma_m(275^\circ\text{C})$ 、 M_{SAG} を求めると

$$\sigma_m(25^\circ\text{C}) = 3.7 \times 10^{-20} \text{ m}^2, \quad \sigma_m(275^\circ\text{C}) = 2.8 \times 10^{-20} \text{ m}^2, \quad M_{\text{SAG}} = 4.7 \times 10^{-26} \text{ kg} \quad (9)$$

となった。

4 考察

Engbrecht や Chang による $E(t)$ の測定 [4], [5] では 5ns 毎に 1 つ測定点があるのに対し、本研究では 0.5ns 毎に 1 点測定でき、従来法より優れた時間分解能がある。エネルギーについては熱化近傍で Engbrecht の測定で 50% 程度の相対不確かさ、Chang らの測定で 30% 程度の相対不確かさを持つが、本研究では相対不確かさは 30% 程度となり、Chang らと同程度であった。

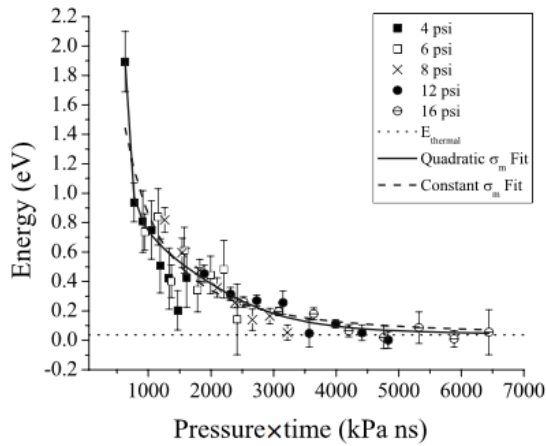


図 4: Engbrecht らによる熱化測定の結果

また測定で得られた σ_m と過去の結果を図 6 にまとめた。 σ_m は 25°C、275°C のいずれも Skalsey や Engbrecht の結果、He の van der Waals 半径から求められる断面積 ($6.2 \times 10^{-20} \text{m}^2$) とも近い値にある。また M_{SAG} は 28.1a.u. となり、ケイ素の原子量に近い値となった。

5 結論

澁谷らの方法を用いて He ガス中の Ps のエネルギー時間発展を求めた。得られたエネルギー時間発展は従来法と同程度の不確かさでエネルギーを測定でき、また従来法より良い時間分解能を達成した。また $\lambda_2(t)$ と T が比例するという仮定で変換を行なうことで $\lambda_2(t)$ へのフィッティングによってパラメーターを決定でき、得られた β から求めた He ガス中の Ps の運動量移行断面積 σ_m が求まった。

参考文献

- [1] 兵頭俊夫, 陽電子科学 **7** (2016) 3.
- [2] K. Shibuya, Y. Kawamura, and H. Saito, Phys. Rev. A **88** (2013) 042517.
- [3] W. C. Sauder, J. Res. Natl. Bur. Stand. Sect. A **72A**, 91 (1968)
- [4] J. J. Engbrecht, M. J. Erickson, C. P. Johnson, A. J. Kolan, A. E. Legard, S. P. Lund, M. J. Nyflot, and J. D. Paulsen, Phys. Rev. A **77** (2008) 012711.
- [5] T. Chang, M. Xu, and X. Zeng, Phys. Lett. A **126** (1987) 189.

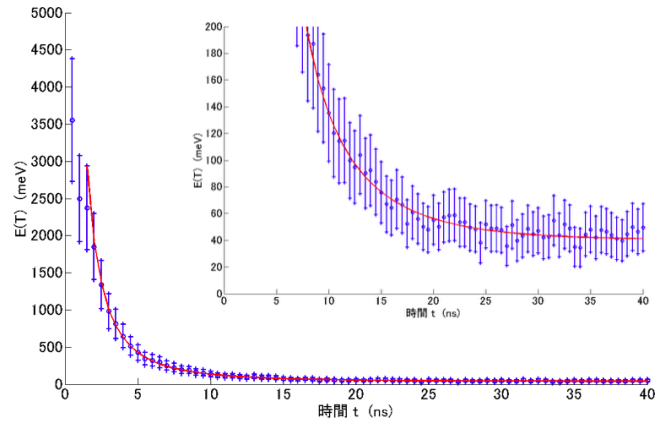


図 5: 本研究で得られたエネルギーの時間発展 $E(t)$

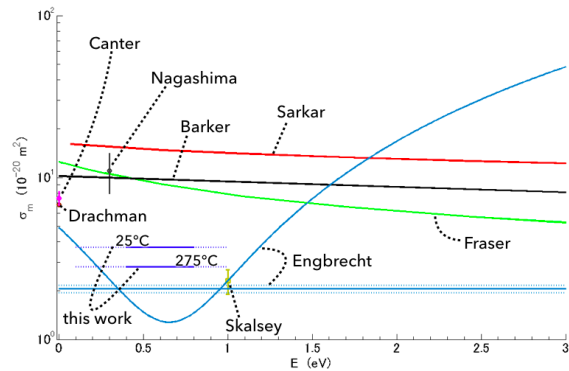


図 6: 求めた σ_m と過去研究との比較