

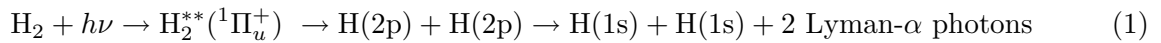
量子もつれ H(2p) 原子対の特異な崩壊過程

(東工大院理工¹, 産総研², 高工ネ機構物構研³)

○ 田邊 健彦¹, 小田切 丈¹, 穂坂 綱一¹, 中野 元善¹, 熊谷 嘉晃¹, 鈴木 功^{2,3}, 北島 昌史¹, 河内 宣之¹

【序】

我々は最近、以下の水素分子の光解離過程 [1] で生成する Lyman- α 光子対の角度分布を測定した [2] (H_2^{**} は 2 電子励起水素分子を示す)。



その結果を、我々による Lyman- α 光子対の角度分布の理論予測 [3] と比較することで、(i) 過程 (1) の H(2p) 原子対が以下の (2) 式で記述される量子もつれ状態にあること、および (ii) H(2p) 原子対の量子もつれが H_2 分子により変化する反応が、 10^{-13} - 10^{-12} cm^2 というきわめて大きな断面積をもつこと、の 2 点を見出した [2]。

$$|^1\Pi_u^+\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} (|2p_1^a(1)2p_0^b(2)\rangle + |2p_1^a(2)2p_0^b(1)\rangle - |2p_0^a(1)2p_1^b(2)\rangle - |2p_0^a(2)2p_1^b(1)\rangle \\ - |2p_{-1}^a(1)2p_0^b(2)\rangle - |2p_{-1}^a(2)2p_0^b(1)\rangle + |2p_0^a(1)2p_{-1}^b(2)\rangle + |2p_0^a(2)2p_{-1}^b(1)\rangle) \quad (2)$$

本研究では過程 (1) の Lyman- α 光子対の同時計数時間スペクトルに注目する。量子もつれ原子対において、各々の H(2p) 原子が独立にその自然寿命 1.60 ns で崩壊する場合には、時間スペクトルはやはり 1.60 ns で減衰する [3]。ところが過程 (1) の Lyman- α 光子対の同時計数時間スペクトルを測定したところ、興味深いことにその減衰時定数が 1.60 ns の約半分にまで短くなることを見出した。

【実験】

実験は、高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所放射光科学研究施設 (KEK-PF) のビームライン 20A にて行った。水素ガスを満たしたガスセル内に直線偏光した放射光を導入し、過程 (1) により発生した Lyman- α 光子対を 2 つの光子検出器 c と d で同時計数した。2 つの光子検出器は、入射光軸に直交する 1 つの軸上に互いに向かい合うように置かれている。2 つの光子検出器からの信号を遅延同時計数システムに導入し、同時計数時間スペクトルを得た。

【結果、考察】

結果を図 1 に示す。○ はガスセル内の水素ガス圧力が 0.40 Pa、▲ は 0.02 Pa における同時計数時間スペクトルであり、実線は以下に述べるフィットの結果である。入射光子エネルギーはいずれも 33.66 eV であった。Lyman- α 光子計数率が水素ガス圧力に 0.80 Pa まで比例することを確認してある。同時計数時間スペクトルの横軸は、光子検出器 c と d による Lyman- α 光子の検出時刻をそれぞれ t_c と t_d とすれば、 $\Delta t = t_d - t_c$ である。図 1 の同時計数時間スペクトルは過程 (1) にのみ起因し、H(2p) および H(2s) 原子と H_2 分子の反応、および $H(n \geq 3)$ から H(2p) へのカスケードの寄与は無視できる [2]。KEK-PF の放射光は、間隔 2 ns の繰り返しパルス光である。したがって偶発の同時計数時間スペクトル部分にも間隔 2 ns の構造が現れるはずである。また真の同時計数ピークと同じ Δt に現れる偶発の同時計数ピークには注意が必要である。この偶発の同時計数ピークは、真の同時計数ピークから 624 ns の整数倍だけ離れた位置にも同じ強度で現れる。624 ns は、蓄積リング内を一つのバンチが一周するのに要する時間である。実際には偶発の同時計数には上記の構造は現れず、単にランダムに変動するだけで

あった。その理由は、偶然の同時計数の寄与がごく小さいからである。そこで偶然の同時計数の平均値を差し引くことにした。これ以降、図1の同時計数時間スペクトルの減衰時定数を考察する。

我々の理論予測 [3] によると、過程 (1) の同時計数時間スペクトル $F(\Delta t)$ は、以下の (3) 式で与えられる。

$$F(\Delta t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} G^{(2)}(\mathbf{r}_c, t_c, \mathbf{r}_d, t_c + \Delta t) dt_c \\ = \frac{\tau_{2p} A(\mathbf{r}_c, \mathbf{r}_d)}{2} \exp(-\tau_{2p}^{-1} |\Delta t|) \quad (3)$$

(3) 式において $G^{(2)}(\mathbf{r}_c, t_c, \mathbf{r}_d, t_d)$ は量子光学における2光子相関関数であり、位置 \mathbf{r}_c 、時刻 t_c 、および位置 \mathbf{r}_d 、時刻 t_d において Lyman- α 光子対を同時検出する確率に比例する。また τ_{2p} は単一 H(2p) 原子の自然寿命である。そこで、以下の (4) 式を図1の時間スペクトルにフィットし、 A' と減衰時定数 τ を得た。

$$F'(\Delta t) = A' \exp(-\tau^{-1} |\Delta t|) \quad (4)$$

フィットの結果、興味深いことに水素ガス圧力 0.02 Pa においては、減衰時定数は (0.78 ± 0.04) ns、つまり単一 H(2p) 原子の自然寿命 1.60 ns の約半分にまで短くなった。一方、0.40 Pa においては (1.54 ± 0.08) ns が得られ、単一 H(2p) 原子の自然寿命とほぼ一致した。(4) 式を (3) 式を見比べることにより、フィットにより求まる減衰時定数は、H(2p) 原子対中の各々の H(2p) 原子の有効寿命であることがわかる。我々は既に、水素ガス圧の低下とともに Lyman- α 光子対の角度分布が (2) 式に基づく理論予測に近付

くことを見出した、つまり量子もつれ H(2p) 原子対生成を示す結果を得た [2]。このことを踏まえると、この予期せざる H(2p) 原子の速い崩壊の起源は、H(2p) 原子対の量子もつれの効果であることがわかる。これは、自然放出による原子の崩壊過程に及ぼす量子もつれの効果を観測した初の例である。

【参考文献】

- [1] T. Odagiri *et al.*, *J. Phys. B* **37**, 3909(2004).
- [2] T. Tanabe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 173002(2009).
- [3] H. Miyagi *et al.*, *J. Phys. B* **40**, 617(2007).

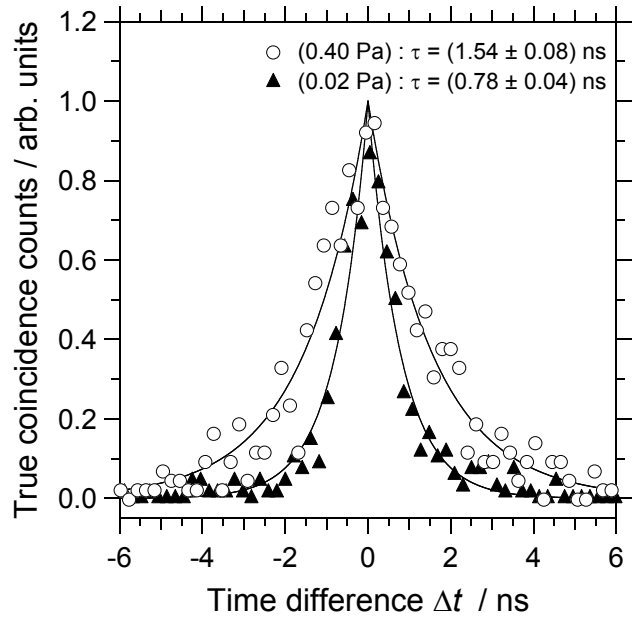


図1 過程 (1) の Lyman- α 光子対の同時計数時間スペクトル。入射光子エネルギー 33.66 eV において測定した。水素ガス圧力 0.40 Pa における結果を \circ で、0.02 Pa における結果を \blacktriangle で示す。実線は (4) 式をフィットした結果である。