## 1Pa098

## (γ, 2γ) 法による 2 電子励起水素分子の研究

(東工大院化学) 村田誠,小田切丈,加藤昌弘,兒玉健作,河内宣之

多電子励起分子は1電子平均場近似と Born-Oppenheimer 近似の両方が良い近似でなくなる と期待される [1]。この傾向は、よりエネルギーが高く、より多数の電子が励起した分子ほど より顕著になると考えられる。近年、本研究室では中性解離フラグメントからのけい光放出 断面積を入射光子エネルギーの関数として測定することにより、2電子励起分子において、 上記の予想を確かめつつある[2]。ただしこの方法では、その中性解離フラグメント生成に到 る解離性直接イオン化のしきい値以上では、その寄与のために断面積曲線に現れる2電子励 起状態由来の構造がわかりにくくなってしまう。3電子励起分子の研究を可能にするために は、この困難を克服する必要がある。そこで、2つの中性解離フラグメントが2つの光子を 放出する過程の断面積を測定する( $\gamma$ ,  $2\gamma$ )法を考案した。この方法の有効性を確かめるべく、 まずは対象として H<sub>2</sub>分子を選び、下記の過程(1)の2 重微分断面積 d<sup>2</sup> $\sigma$ /d $\Omega_1$ d $\Omega_2$  を入射光子エ ネルギーの関数として測定することを試みた。

 $H_{2} + h\nu \longrightarrow H_{2}^{**}(2 \ \mathbb{T} \rightarrow \mathbb{H}(2p)) \longrightarrow H(2p) + H(2p) \longrightarrow H(1s) + Layman - \alpha$  (1)  $H(1s) + Layman - \alpha$ 

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研究施設 BL-20A にて行った。これは3m直入射分光器を備えている。入射光の波長分解能は0.28 nmであった。(入射 光子エネルギー35 eV においてエネルギー分解能 0.28 eV であった)。実験装置の概略を図1 に示す。2つの Lyman-α光子検出器(MgF<sub>2</sub>窓 + MCP)は、入射放射光の電気ベクトルの軸上に 互いに向かい合うように配置した。試料ガス圧は同時計数率が圧力に対して比例する領域で 1.5 mtorr とした。H<sub>2</sub>分子を放射光励起し、過程(1)によって放出される2つの Lyman-α光子を 同時計数した。得られたコインシデンスタイムスペクトルの例を図2に示す。



## 図 1. 実験装置の概略図。

MCP : microchannel plate,AMP : amplifier, CFD : constant-fraction discriminator, TAC : time-toamplitude converter, ADC : analogue-to-digital converter, MCA : multichannel analyser。 真の同時計数率を、入射光量、標的数密度、幾 何学的因子に対して規格化して、two-Lyman- $\alpha$ 光子放出断面積 d<sup>2</sup> $\sigma$ /d $\Omega_1$ d $\Omega_2$ の相対値を、入射光 子エネルギーの関数として得た。一方、1光子 のみを検出した Lyman- $\alpha$ 光子放出断面積 d $\sigma$ /d $\Omega$ の相対値も測定した。その結果を図3に 示す。d $\sigma$ /d $\Omega$ 曲線には、H<sub>2</sub><sup>+</sup>(2p $\pi_u$ )を経由して H(2p) + H<sup>+</sup>へ到る解離性直接イオン化の寄与が 36 eV 付近から始まり、それ以上のエネルギー 領域では、2電子励起状態に起因する構造がわ かりにくくなっている。それに対し、d<sup>2</sup> $\sigma$ /d $\Omega_1$ d $\Omega_2$ 曲線にはこの直接イオン化の寄与は全く含まれ ず、純粋に2電子励起状態に由来している。こ

のようにイオン化の寄与を完全に 取り除き、2電子励起状態のみスペ クトル中に捉えることに成功した 意義は大きく、3電子励起分子研究 に道を拓く成果といえる。

過程(1)の  $H_2^{**}$ とは、 $H_2(Q_2^{-1}\Pi_u(1))$ で あると、これまで予想されてきた[1] 。この状態に由来する  $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ を、そのポテンシャルエネルギー曲 線[3]を用いて半古典論により計算 したのが、図 3(b)の曲線である。2 つの曲線の形はよく一致しており、 これまでの予想が、半古典論により 裏付けられたことになる。



図 2. コインシデンスタイムスペクトル の例。入射光子エネルギー34.3 eV、蓄 積時間約2時間の測定。横軸は時間に対 応し、約0.4 ns/channel。



図 3 .H<sub>2</sub>の光励起に起因する Lyman- $\alpha$ 光子放出断面 積(a)、two-Lyman- $\alpha$ 光子放出断面積(b) vs. 入射光子 エネルギー。(b)の実線は  $Q_2^{1}\Pi_u(1)$ 状態に由来する断 面積を半古典論に基づいて計算した結果。

- [2] M. Kato et al., J. Phys. B 35, 4383 (2002)
- [3] I. Sánchez and F. Martín, J. Chem. Phys. 110, 6702 (1999)

<sup>[1]</sup> N. Kouchi et al., J. Phys. B 30, 2319 (1997)