

2A14

高強度フェムト秒レーザー場における laser-assisted electron scattering の観測

(東京大学) ○ 歸家令果, 森本裕也, 山内 薫

【序】 レーザー場中での電子-原子散乱過程では, 散乱を通じて $n\hbar\omega$ だけ電子のエネルギーが変化する, Laser-Assisted Electron Scattering (LAES) と呼ばれる現象が誘起される (n : 整数, $\hbar\omega$: 光子エネルギー). これまでは, CO₂レーザー場 ($I < 10^9$ W/cm², $\lambda = 10.6$ μ m, $\Delta t > 2$ μ s)によって LAES の観測実験が行われてきたが, LAES 過程における原子とレーザー場との相互作用の効果は無視できる程に小さかった[1]. 一方, 原子とレーザー場との相互作用が無視できない場合, 原子の光ドレスト状態が形成され, LAES 信号の小角散乱成分に特徴的なピーク構造が現れることが理論研究によって予測されており[2], 高強度レーザー場中での LAES 実験によって, 強光子場中の光ドレスト状態の直接的な観測が可能になると考えられる. そこで本研究では, 高感度の LAES 観測装置を開発し, 近赤外域の高強度フェムト秒レーザー場 ($I = 1.8 \times 10^{12}$ W/cm², $\lambda = 795$ nm, $\Delta t = 200$ fs)における LAES 過程の観測に初めて成功した.

【実験】 LAES 観測装置の概略図を図 1 に示す. 装置は電子線源, 散乱チャンバー, トロイダル型電子エネルギー分析器, 二次元検出器で構成されている. 繰り返し周波数 5 kHz の Ti:sapphire レーザーの出力は円筒レンズと球面レンズを経て散乱点に導入される. 電子パルスは光陰極型電子銃に三倍波光(267 nm)を照射することによって生成され, 1 keV に加速された後, ピンホールと電磁レンズによってコリメートされる. 電子パルスとレーザーパルスとの同期実験によって, 電子パルスの時間幅は 45 ± 5 ps であることが確認されている[3]. 電子線, レーザー光, Xe 原子ビームは散乱点において互いに直交して交差し, 散乱された電子は幅 0.8 mm のスリットによって切り出された後, トロイダル型電子エネルギー分析器によって角度分布とエネルギー分布が同時に分析され, 蛍光スクリーン付 MCP によって二次元検出される. 蛍光スクリーン上の散乱電子信号は CCD カメラによって計数法検出される. 信号カウントレートは約 10 cps であった. 装置のエネルギー分解能は 0.7 eV で, $\hbar\omega (= 1.56$ eV)のエネルギー差を十分識別できる性能をもつ. なお, 非散乱電子や散乱角 2° 以下の小角散乱電子はスリット前に設置されたファラデーカップによって遮断されている.

【結果と考察】 観測された電子画像と図 2 に示す. 図 2(a)は縦偏光のレーザー照射時に散乱された電子信号像である. 図 2(b)はレーザー照射の 100 ps 後に散乱された電子信号像で, LAES 信号に対する背景信号である. 正味の積算時間は各 83 時間程度で, 図 2(a),(b)の中心部に見られる強い信号は弾性散乱信号である. 図 2(a)中の白矢印で示すように, レーザー光照射時には弾性散乱信号の両脇に弧状の弱い構造が現れた.

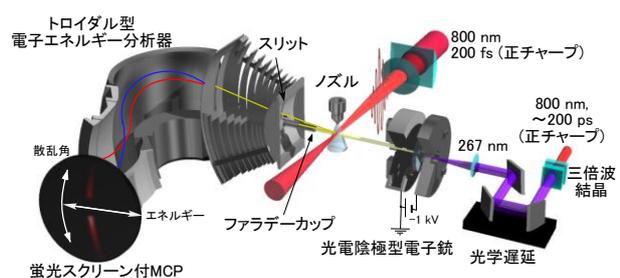


図 1. 実験装置の概略図.

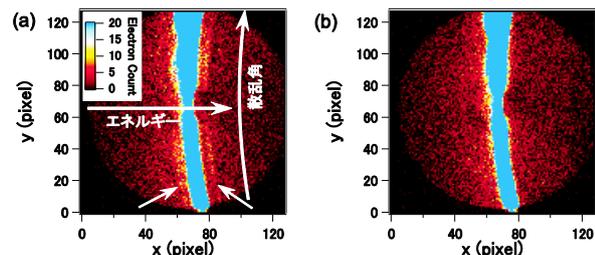


図 2. 電子信号画像. (a) 縦偏光のレーザー照射下での散乱電子信号画像. (b) 背景信号画像.

図2の電子像を角度分布について積分し、エネルギーシフト(ΔE)に対するスペクトルに変換すると、この構造はより明確になる。図3(a)に得られたスペクトルを示す。赤丸はレーザー場中での散乱電子のスペクトル、黒丸は背景信号のスペクトルである。レーザー場中での散乱信号は、 $\Delta E = \pm\hbar\omega$ において信号強度が増加していることが分かる。図3(b)の赤丸はレーザー場中の散乱信号から背景信号を差し引いたスペクトルである。 $\Delta E = \pm\hbar\omega$ において明確なピーク構造が現れている。得られたピークの、弾性散乱信号に対する相対強度は約 3×10^{-4} 程度であった。これらの結果から、観測された信号は $n = \pm 1$ 遷移の LAES 過程に由来していると考えられる。

この帰属を検証するため、LAES 信号強度に対する数値シミュレーションを行った。数値シミュレーションでは、Bunkin-Fedorov 近似[4]に基づいた LAES 微分散乱断面積を用い、今回の実験条件における電子線、レーザー光、原子ビームの時空間的な重なりを考慮して LAES 信号の強度を計算した。図3(b)に示すように、数値シミュレーションによる相対信号強度(実線)は、実験値を良く再現した。

また、LAES 過程は強いレーザー偏光依存性を持ち、横偏光のレーザー照射時には、LAES 信号が大幅に抑制されると予測される[4]。図3(a)の青丸は、横偏光照射時の散乱信号のスペクトルである。縦偏光の場合とは対照的に、横偏光照射時のスペクトルには背景信号との有意な相違が見られなかった。この顕著な偏光依存性からも、観測された信号が LAES 信号であることが確認できる。

LAES 信号の $n = \pm 1$ 遷移の散乱角度分布を図4の黒丸($n = +1$)、赤丸($n = -1$)で示す。図4の実線は数値シミュレーションの結果である。数値シミュレーションには、弾性散乱信号の角度分布測定から導かれた検出効率の散乱角依存性が考慮されており、散乱角の正負で信号強度が非対称となっている。散乱角度分布についても、実験結果と数値計算の結果は良い一致を示している。

【参考文献】

- [1] N. J. Mason, *Rep. Prog. Phys.* **56**, 1275 (1993).
- [2] F. W. Byron Jr. and C. J. Joachain, *J. Phys B: At. Mol. Phys.* **17**, L295 (1984).
- [3] 森本裕也, 歸家令果, 山内薫, 第4回分子科学討論会 (2010), ポスター発表 講演番号 1P022.
- [4] F. V. Bunkin, and N. V. Fedorov, *Sov. Phys. JETP* **22**, 844 (1966).

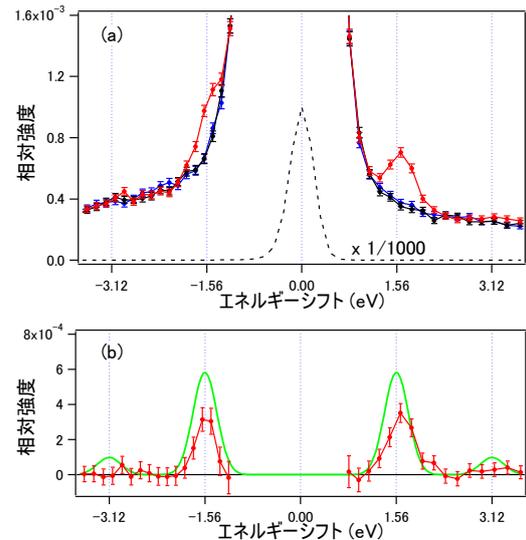


図3. 散乱電子のエネルギースペクトル。信号強度は弾性散乱信号のピーク強度で規格化。(a) 赤丸:縦偏光照射時の散乱信号, 青丸:横偏光照射時の散乱信号, 黒丸:背景信号, 破線:弾性散乱信号(1/1000に縮小)。(b) 赤丸:縦偏光照射時の散乱信号と背景信号との差スペクトル, 実線:数値シミュレーション。

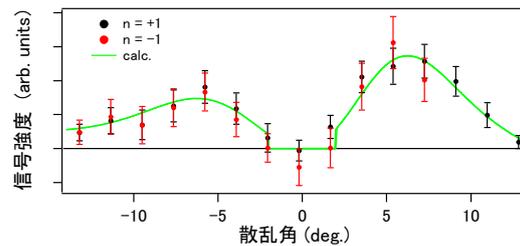


図4. $n = \pm 1$ 遷移の LAES 信号の散乱角度分布。黒丸: $n = +1$ 遷移, 赤丸: $n = -1$ 遷移, 実線:数値シミュレーション。