

強光子場中での希ガス原子の角度分解高エネルギーATIスペクトルの測定と電子-イオン微分散乱断面積の決定

(¹東北大多元研・²電通大量子物質・³さきがけ・⁴Kansas State Univ.)

- 奥西みさき¹、嶋田浩三¹、Georg Prümper¹、上田潔¹、森下亨^{2,3}、渡辺信一²、Zhangjin Chen⁴、Chii-Dong Lin⁴

【序】 気相中の原子・分子に高強度レーザーパルスを照射すると容易にイオン化を起し電子が放出される。光放出された電子の一部は振動するレーザー電場の折り返しに伴いその向きを変え、電子を放出した親イオンに再衝突をする。再衝突電子が親イオンと弾性衝突すると高いエネルギーをもつ再散乱電子が放出され、高エネルギーATI (Above Threshold Ionization) スペクトルが観測される。後方弾性散乱電子は再衝突後にレーザー電場の加速により最大約 $10U_p$ という高いエネルギーを持つことが知られている。ここで U_p はレーザー電場中での自由電子が得る運動エネルギーの平均でポンデロモティブエネルギーと呼ばれる。(一方、前方散乱電子はレーザー電場により減速されるのでより低い電子エネルギーを持つ。) 電子の再衝突現象はレーザー電場の1光学サイクル(800nmのレーザー光で約2.7fs)未満で起こる超高速現象であることから、高エネルギーATIスペクトルや再衝突電子の再結合過程によって引き起こされる高エネルギー光子放出によるHHG(High Harmonic Generation)スペクトルを用いた原子・分子の超高速イメージングの可能性が従来から指摘されてきた。

最近、森下ら⁽¹⁾はH原子とAr原子について時間依存シュレディンガー方程式(TDSE)の数値計算により求めた光電子スペクトルの簡単な解析から、最も高い衝突エネルギー($=3.17U_p$)で衝突した電子の後方微分弾性散乱断面積を高精度で求めることが出来ることを示した。更にChenら⁽²⁾はこの研究をより小さな衝突エネルギーでの後方再散乱電子に拡張することでより広いエネルギー範囲で自由電子の後方微分弾性散乱断面積が求められることを、TDSEの数値計算により示した。本研究ではパルス幅100fsのレーザーを用いて希ガス原子(Ne, Ar, Kr, Xe)の高エネルギーATIスペクトル測定し、森下らおよびChenらの方法を用いて解析することで、電子と希ガス原子イオンの微分弾性散乱断面積を抽出した。更に、電子-イオン微分散乱断面積の計算結果を実験的に求めた値と比較することで、この方法で求めた断面積が自由電子とイオンの微分弾性散乱断面積の良い近似となっていることを示した。

【実験】 波長800nmパルス幅100fs繰り返し周波数1kHzの直線偏光したレーザーパルスを $\lambda/2$ 波長板を用いて偏光方向を回転させながら、超高真空槽中に導入した希ガス原子に $f=60$ mmのレンズで集光し、ターゲット原子をイオン化した。放出された電子を長さ264mmの飛行時間型電子エネルギー分析器を通して検出し、光電子のエネルギースペクトルを測定した。 $\lambda/2$ 波長板を一定のスピードで繰り返し回転させることでエネルギースペクトルの角度分布を精度良く測定することが出来た。

【結果と考察】 図1は、レーザー光のピーク集光強度 $3.5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ で測定したNe原子の再散乱電子の2次元運動量分布を示す。最大の衝突エネルギーで再衝突したときの後方再散乱電子の

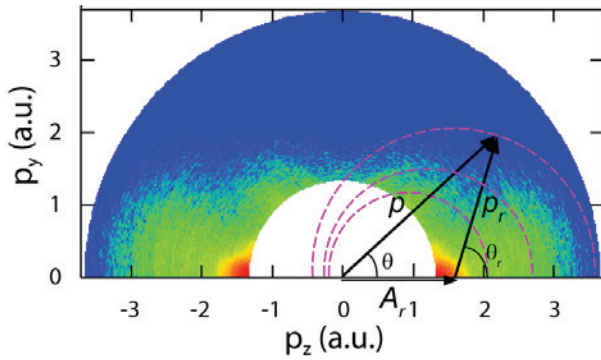


図 1. 100fs, 800nm, ピーク光子場強度 3.5×10^{14} Wcm^{-2} のレーザーパルスにより Ne 原子から放出された再散乱電子の 2 次元電子運動量分布。レーザーの偏光方向を z 軸とした。

運動量 p は再衝突の直後の運動量 p_r とそのときのベクトルポテンシャル A_r を用いて $p = -A_r + p_r$ の関係で表される。ここで再衝突後にレーザー電場によって加速される電子の運動量 $(-A_r)$ の絶対値 A_r は運動量の絶対値 p_r を用いて $A_r = p_r / 1.26$ となる¹。森下らはこの関係を用いて高エネルギーATI 運動量スペクトル $I(p, \theta)$ が

$$I(p, \theta) = W(p_r) \alpha(p_r, \theta_r) \quad (1)$$

と表現できることを発見した。ここで $\alpha(p_r, \theta_r)$ はレーザー電場がないときの自由電子と標的

イオンの微分散乱断面積を表し、 $W(p_r)$ は再衝突電子の波束の運動量分布に相当し、レーザーパルスの強度や形状のみに依存する関数となる。Chen らは更に $A_r = p_r / 1.26$ の式をより小さな運動量 p_r で衝突した再散乱電子にも当てはめた場合でも再散乱電子の運動量分布に式 (1) の関係

が成り立つこと TDSE の数値計算から見出した²。従って図 1 で赤の点線で示した中心 $-A_r$ 半径 p_r の円上の電子強度分布が自由電子と標的イオンの散乱断面積の角度分布に対応する。

図 2 にこの方法で実験的に求めた電子と希ガスイオンとの微分弾性散乱断面積と 1 電子近似のクーロンポテンシャルを用いた数値計算により求めた断面積を示した。ここで、初期波束の運動量分布 $W(p_r)$ はある角度 θ_r での断面積の計算値と運動量スペクトルの比から求める。今回は全ての希ガス原子で $\theta_r = 160^\circ$ の値を用いた。両者の比較から全体的に見て比較的広い運動量・角度の範囲で良い一致が見られたことから、(1) の関係は実験で求めたスペクトルでも成り立つことが示された。

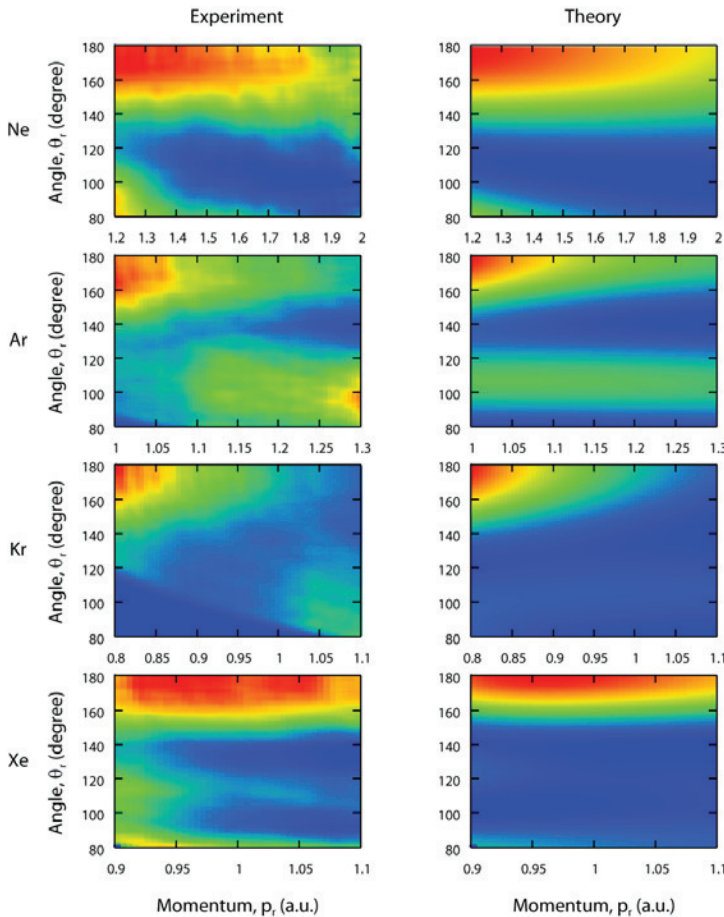


図 2. 再散乱電子の 2 次元運動量分布から抽出した電子-希ガスイオン (Ne, Ar, Kr, Xe) の微分弾性散乱断面積 (左) と 1 電子近似を用いた数値計算により求めた微分断面積 (右) 測定は $3.5, 2.3, 1.9, 1.5 \times 10^{14}$ Wcm^{-2} のレーザー強度でそれぞれ行った (Ne, Ar, Kr, Xe)。

[参考文献]

- [1] T. Morishita, A-T. Le, Z. Chen, and C. D. Lin, *Phys. Rev. Lett.* 100, 013903 (2008).
- [2] Z. Chen, A-T. Le, T. Morishita, and C. D. Lin, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 42, 061001 (2009).