

図3は、実験で得られた電子エネルギー損失スペクトルの図である。左のグラフはNOに入射エネルギー500eVで、散乱角2.2度に散乱する電子の励起状態を表したものであり、右のグラフは散乱角6.2度に散乱する電子の励起状態を表したものである。7.3eV付近からは解離領域であるため、解析することが難しい。今回、波形分解可能な領域での励起状態(3s 3p)についての解析を行った。

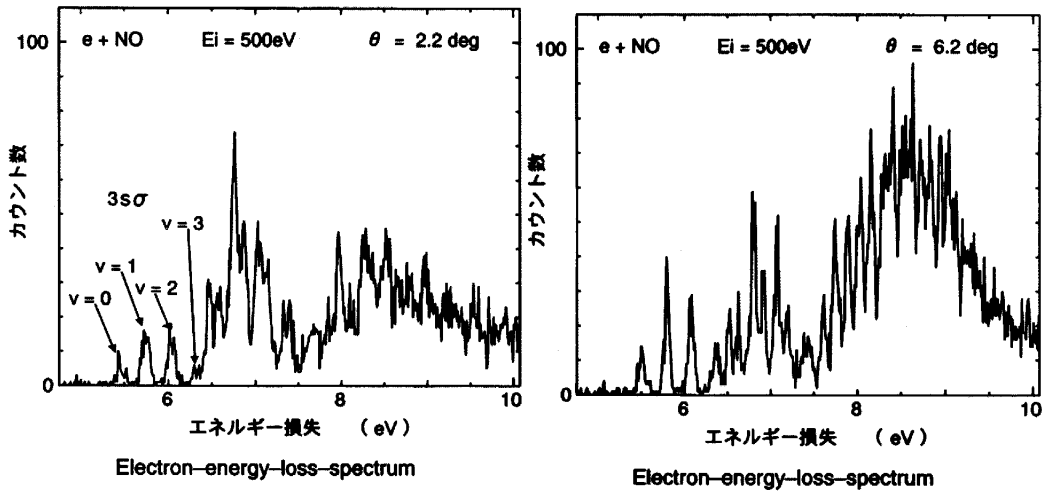


図3 実験で得られた電子エネルギー損失スペクトル

図4は、図3を拡大しガウシアンフィッティングによって近似した図である。赤は3s、青は3pを表している。

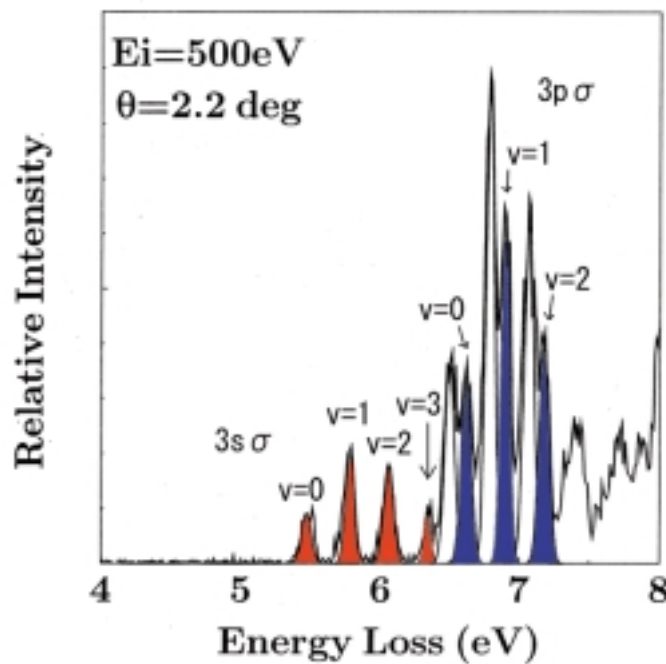


図4 エネルギー損失スペクトルをガウシアンフィッティングにより近似した図

【微分断面積の決定】

微分断面積の決定は以下の様な順序で行った。1 から 3 で求められた $3p \ v=2$ の一般化振動子強度から $3p \ v=2$ の微分断面積を求めた。その他の絶対化されていない励起スペクトルの微分断面積は $3p \ v=2$ と比較することにより求めた。

解析方法

1. 相対微分断面積(RDCS)を求める
2. RDCS を相対一般化振動子強度(RGOS)へ変換
3. 一般化振動子強度(GOS)が運動量移行 $K \rightarrow 0$ の極限で光学的振動子強度(OOS)に一致することを利用し RGOS を GOS に変換
4. GOS から DCS へ変換
5. こうして得られたピークの微分断面積をほかのピークの規格化に利用

具体的には、次の2つの式を用いた。

$$F(K) = \frac{W}{2} \frac{k_f}{k_i} K^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{3p\sigma, v=2} \quad (1)式$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)' = \frac{I'_{inel}}{I_{inel, 3p\sigma, v=2}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{3p\sigma, v=2} \quad (2)式$$

$F(K)$; 一般化振動子強度

W ; 入射電子の損失エネルギー

θ ; 散乱電子の散乱角

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{3p\sigma, v=2}$; 微分断面積

$$k_i = \sqrt{2mE}$$

$$k_f = \sqrt{2m(E - W)}$$

$$K^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i \cdot k_f \cos \theta$$

E ; 入射電子のエネルギー

I' ; 求める非弾性衝突のピークのカウント数

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)'$; 求める微分断面積

(1)式により $3p \ v=2$ の微分断面積が決定した。次に、(2)式を用いて求めたい励起スペクトルの微分断面積を決定した。

【結果】

(1)(2)式を用いて、各励起状態での断面積を求め、散乱角に対して決定した微分断面積を表わした結果、図5のようになった。縦軸の a_0^2/sr は atomic unit で、単位立体角当たりの面積をボーア半径で規格化したものである。横軸は、散乱角 を表す。微分断面積を見ると散乱角が小さくなるに従い、3p は急激に断面積の上昇が見られるが、3s はそれほど大きな上昇傾向がみられないことがわかった。これは、分極の効果などが考えられる。また、散乱角が大きくなるにつれて微分断面積が小さくなるのは、電子の入射エネルギーが 500eV と高いため 3s、3p において散乱角が小さいところでは光学的許容遷移は主な遷移であるからである。

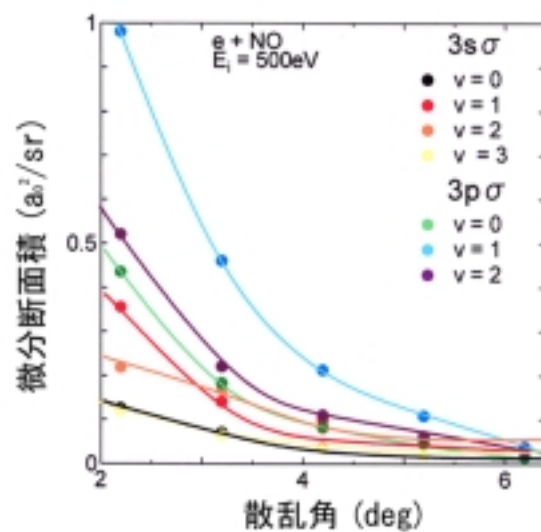


図5 散乱角と微分断面積の関係

【まとめ】

- NO 分子のエネルギー損失スペクトルを測定した。
- 規格化された一般化振動子強度からかく励起状態に対応する絶対微分断面積を決定した。
- 散乱電子-イオンの同時測定装置を立ち上げに着手したが、予備実験を開始するにはいかなかった。

【今後の課題】

- 運動量移行が大きい、解離を伴う過程について一般化振動子強度・微分断面積を知るために、散乱角を 6.2 度よりも大きくすること。
- 電子の入射エネルギーを変化させること。
- NO のイオン化・解離を伴う過程を詳しく知るために、実験装置に四重極型質量分析器を取り付けて散乱電子-イオンの同時測定を行うこと。