

タを用いて σ を密度の関数として求めた、 σ から電子による寄与 σ_e を見つめ、電子の飛行頻度 ν を $\text{Bi}^+ - \text{Bi}^{3+}$ 平均イオン間距離の関数として解析した結果、Rayleigh の理論と定性的に良い一致を得た。また帯磁率の濃度変化の結果も、上の機構を支持することがわかった。

<参考> D.O. Raleigh: J. Chem. Phys. 38 (1963) 1677.

12. 射影演算子による変数の縮約

水 野 正 彦

時間変化の速い変数と遅い変数とからなる運動方程式において、粗い時間スケールで同等な遅い変数だけの方程式を導くことを「縮約」という。ここでは Ornstein-Uhlenbeck 過程の速度の縮約を射影演算子法によって補正項まで含め扱う。一般に射影演算子法では、特定の関数に射影することをあらかじめ定義しておかなければならないので、近似として変数の縮約を行うときには、どこに射影するかによってまちまちの結果を得るという問題がある。

Ornstein-Uhlenbeck 過程で、射影する速度分布関数として Boltzmann 分布、あるいはポテンシャルの影響を受けた局所平衡分布のどちらが正しい補正項に相当するかを調べた。

1° 射影する速度平均を変えて摂動計算を行うとそれぞれ異った結果を得るが、 r^{-1} の各べきで項を集め直したところ、どこに射影した場合でも同じ結果になり、これは Tituraer (1978), Sancho-San Miguel (1980) らが別の方法で与えたものと一致する。

2° 展開の高次項を計算する場合、一般に non-Markov の効果を正しく入れなければならない。これは展開パラメーターを決定することによって初めて可能になり、射影する速度平均の選び方によらない。

3° 射影する速度の分布関数として、エントロピーを極大にするものを用いれば、摂動の次数を減らすことができる。

4° r^{-3} までの展開で縮約の結果が Fokker-Planck 型になるのは、 r が定数の場合に限り、 r が x の関数（空間的に一様でない粘性）の場合には、3 回微分の補正が現われる。

13. K-ハライドにおける STE のカスケード励起とその緩和

森 信 文

アルカリハライド結晶をバンド間励起すると、固有発光（ σ -発光、 π -発光）が観測されることはよく知られている。これらの固有発光は励起で生じた STE（自縄自縛励起子）の光

放出を伴う緩和である。図1にKBrを N_2 -レーザー(3.678 eV)で2光子励起した場合の結果を示す。図には異なる励起強度のもとで得られた発光スペクトルを π -発光のピークで規格化して描き、励起強度の相対

値を数字で横に示した。励起強度の増大とともに、 π -発光(2.3 eV)に対し σ -発光(4.4 eV)の強度が相対的に増大している。強度比 I_σ/I_π は励起強度の増大とともに増加するが、やがて飽和する傾向を示す。KIについても同様である。

他方、[110]方向に直線偏光したレーザーを照射し、固有発光の偏りを測定したところ、KBrの π -発光、 σ -発光、KIの π -発光には、明らかな偏りが観測された。

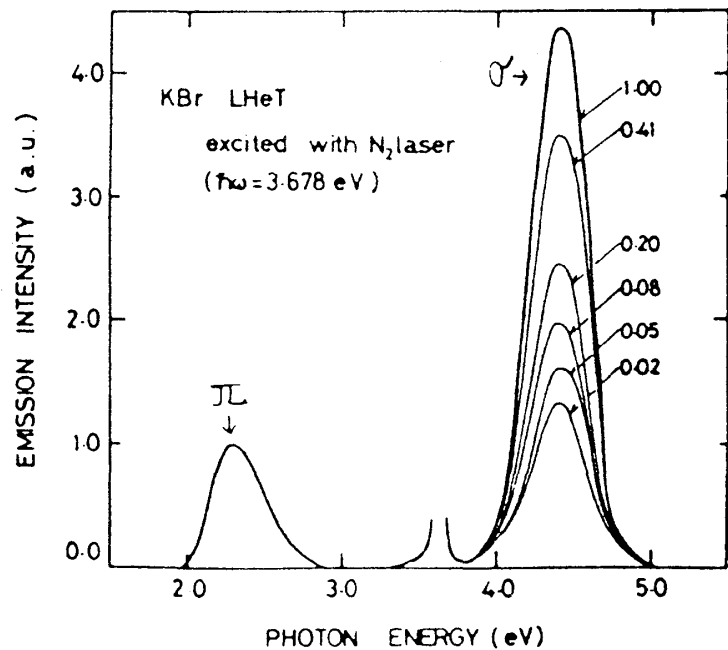


図 1.

以上の実験事実は、レーザーの2光子による単純な励起のみならず、付加的な励起過程(カスケード過程)が生じていることを示唆している。レーザーの1光子エネルギーは、STE吸収スペクトルの正孔遷移帯に一致しているので、STEがレーザーの1光子を吸収し励起STE状態へ遷移する過程の存在が考えられる。この過程は、それが無い場合に比し発光強度を小さくする効果をもつ。 I_σ/I_π の振舞は、以上の過程が、 π -STEに対し効果的に働き、レーザー強度の強い場合には、 σ -STEに対しても、この過程が無視できなくなったためであると理解できる。以上は、簡単なRate-Equationを解くことによっても確められる。

14. サブミリ波によるプラズマの密度揺動の散乱

山下 卓哉

最近のプラズマ装置の大型化に加え高温・高密度プラズマ($T_e \simeq 100 \sim 1000$ eV, $n_e > 10^{13}$ cm $^{-3}$)の発生・閉じ込めが可能になったことから、従来広く用いられてきた静電プローブやマ