

ずれる。特に吸収ピークの低エネルギー側で $\gamma(E)$ は指数関数的に減少するが、このエネルギー領域は格子振動の不規則ポテンシャルによる局在励起子状態に対応し、自由励起子のフォノンによる散乱レートという $\gamma(E)$ 本来の意味が変質してしまっている⁴⁾

このように一口に緩和といっても、現実の物理系でのそれは、緩和時間という少数のパラメータによって一般論風に記述できる状況よりはるかに広く深く、それぞれの物理系にはそれぞれの新しい物理がある。またどのような局面をどの角度からとらえるかによって物事がちがってみえてくることも、すでにのべた通りである。緩和現象と光スペクトルの関係は、このような基本的問題をじっくり考えるのに大変よい場となっているように思う。

文 献

- 1) W. Heitler: “*The Quantum Theory of Radiation*” (Oxford, 1954) p. 196.
- 2) R. Kubo, T. Takagahara and E. Hanamura: *Solid State Communication* **32** (1979) 1.
- 3) 豊沢豊: 「統計力学の進歩」久保教授還暦記念事業会編 (裳華房, 1981) P. 174.
- 4) Y. Toyozawa: in “*Organic Molecular Aggregates*”, ed. by P. Reineker, H. Haken and H. C. Wolf, Springer, 1983) p. 90; Tech. Rep. ISSP Ser. A No. 1366.

コヒーレント過渡光学現象の統計理論

東大・工 花 村 榮 一

磁気共鳴や多くの非線型光学現象はブロッホ方程式で記述されてきた。ここでは電子系に対する熱浴の効果は、横緩和時間 T_2 を用いて記述された。しかし、一般には電子系をとりまく環境の効果は電子系の遷移エネルギーの周波数揺動 $\delta\omega(t)$ としてとり込むべきである。さらに、多くの場合には熱浴の多数の素励起が周波数揺動に関与する。そのときには、周波数揺動 $\delta\omega(t)$ はガウス過程となり、熱浴の効果は2体の相関関数のみで記述でき、さらに Doob の定理により次の形にあらわされる:

$$\langle \delta\omega(t_1) \delta\omega(t_2) \rangle = (\delta\omega)^2 e \times p[-|t_1 - t_2|/\tau_c]. \quad (1)$$

(1) 周波数揺動の相関時間 τ_c と大きさ $\delta\omega$ はフォトンエコーの実験から有効に決められる。 $\pi/2$ パルスと π パルスの時間間隔を τ とするとき 2τ に現われるエコー信号の強度は、 $\tau < \tau_c$

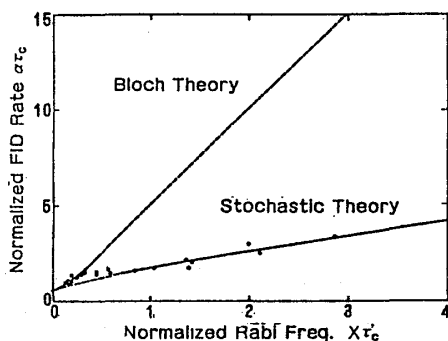
では縦緩和定数 r ($T_1 = (2r)^{-1}$) で、 $\tau > \tau_c$ では $r + (\delta\omega)^2 \tau_c$ ($\equiv T_2^{-1}$) で減衰していく。この事より $\delta\omega$ と τ_c を決めることができる [1]。(2)自由誘導緩和現象は、早いか弱い周波数揺動 $\delta\omega \tau_c < 1$ で弱いレーザー光 (ラビ周波数 $\chi < \tau_c^{-1}$) の場合には $T_1 = (2r)^{-1}$ と $T_2 = [r + (\delta\omega)^2 \tau_c]^{-1}$ を用いたブロッホ方程式で記述できる。しかし、 $\chi > \tau_c^{-1}$ となると熱浴の素励起は電子系の運動に追従できなくなり、周波数揺動の効果はおさえられ、弱められる。この様子は2準位系の運動方程式を強いレーザー光と周波数揺動の効果を取り入れて解き、(1)式の関係を用いて熱浴の座標に関して熱平均をとると評価できる。パワーブロードニングにより、広い不均一幅の中のある周波数領域の遷移の双極子が励起される。自由誘導緩和では、その周波数幅の逆数の時定数 α が観測される。第一図にこの理論計算と実験結果を図示する。弱いレーザー光 ($\chi \tau_c < 1$) のブロッホ解から強いレーザー光 ($\chi \tau_c > 1$) でのストカスティックな解にのりうつっていく様子が読みとれる。[1, 2]。

(3)上述での時間領域の観測を、周波数領域での実験で測定する事ができる。定常レーザー光照射下での2準位電子系からの発光スペクトルは第二図に示すように、ラビ周波数 χ だけ分離した3本の発光線よりなる。ところで $\chi \tau_c \gg 1$ の強いレーザー光照射の下では発光線の線幅は $r / (\delta\omega)^2 \tau_c$ ($\equiv 10^{-2} \sim 10^{-3}$) のオーダー狭くなる。原因は(2)の場合と同じく、熱浴の電子系に与える効果が $\chi \tau_c > 1$ で弱められるためである [3]。

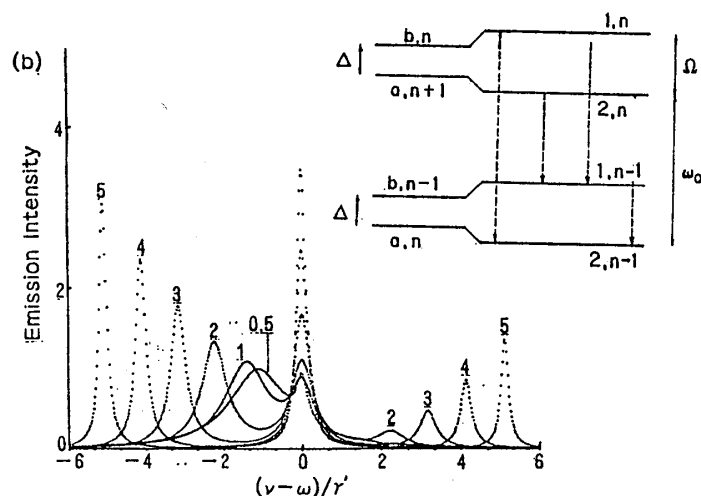
以上の議論は熱浴の素励起のスペクトル幅が温度 kT に比して小さい古典的極限に限られる。しかし、フォノンを熱浴と考える場合には有限温度の効果を取り入れる必要がある。その場合に拡張した議論も同時に行なわれた [4]。

文 献

- [1] E. Hanamura: J. Phys. Soc. Jpn 52 (1983) 2258.
- [2] E. Hanamura: J. Phys. Soc. Jpn 52 (1983) 3678.
- [3] E. Hanamura: J. Phys. Soc. Jpn 52 (1983) 3265.
- [4] E. Hanamura: J. Phys. Soc. Jpn 52 (1983) 2267.



第一図：自由誘導緩和定数のうち hole burning による寄与を、ラビ周波数 χ の関数として図示。・印は実験結果で、 $\chi \tau_c < 1$ の Bloch 理論の解から、 $\chi \tau_c > 1$ の Stochastic 理論の解にのりうつる様子が読みとれる。



第二図：強いレーザー光で駆動される二準位電子系からの発光スペクトル。 $\Delta = -1$ とし、図中の数字は $\chi\tau_c$ の値を示す。 χ が大きくなるとともに、発光スペクトルは鋭くなる様子が読みとれる。

励起子格子系における動的共鳴二次光学過程

山口大・教養 相原正樹

阪大・理 小谷章雄

非平衡状態へ過渡的に励起された物質系の緩和のダイナミクスに関する典型例の一つに、パルス光励起による共鳴二次光学過程が有る。この問題は、最近のパルスレーザーの著しい進歩により、数十ないし数百フェムト秒の超高速緩和現象が実時間で直接に観測が可能になってきている事と相まって、今後の重要課題と思われる。共鳴散乱光の時間分解スペクトルは、強結合局在電子格子系に関する豊沢らの議論 [1] と、Hizhnyakov [2]、及び、花村と高河原による励起子分子に対する現象論 [3] の他は、筆者の知る限りでは、時間とエネルギーとの不確定性関係と抵触し正しい結果を与えていない。その困難さは、量子力学において時間は演算子ではなく、時間とエネルギーとの不確定性関係の直接証明が存在しない事と密接に関係している。そこで、時間分解スペクトルの定式化における重要な点は、光子の観測過程を考慮に入れる事である。ただし、測定装置に関する不必要に詳細な考察はかえって混乱をまねくので、出来る限り本質的な点だけに留めなければならない。そこで筆者らは、光子測定装置のアドミッタンス関数にその本質的な点が含まれている事に着目して、共鳴二次光学過程の時間分解スペクト