単一微粒子と光の相互作用：最近の理論的進展

張 紀久夫, 牛田 淳

大阪大学大学院基礎工学研究科 (〒560 大阪府豊中市待兼山 1-3)

Interaction of a Single Particle and Light: Recent Theoretical Developments

Kikuo CHO and Jun USHIDA

Graduate School of Engineering Science, Osaka University, 1-3 Machikaneyama, Toyonaka Osaka 560

(Received August 7, 1997)

The importance of considering the quantum mechanical coherence of the eigenstates of nano-scale materials is stressed in theoretical schemes for their optical responses. This leads to the nonlocal form of susceptibilities in contrast with the traditional theory of macroscopic optical responses, and a rough sketch is given about the microscopic nonlocal response theory. Two examples are mentioned: (a) Size quantization of excitons in the presence of electron-hole exchange interaction, with an introduction to the two fundamental approaches in the definition of “matter” and “external field”, and (b) the coupling of an atomic excitation with a whispering gallery mode of a dielectric sphere, leading to vacuum Rabi split, coupled modes.

Key Words: Matter coherence, Nonlocal response, Exchange interaction, Whispering gallery mode

1. はじめに

微小物質系と光の相互作用に多くの関心が集まっている今、理論の興味を単一微粒子に絞らなければならないと言う必然性はないが、単一微粒子が微小物質系のプロトタイプの一つであるという意味で、それを中心に話を進めるのも一つの行き方であろう。この小文では、メゾスコピック系の光学応答として我々が関心を持ち、発展させてきた「微視的・非局所的な応答」¹⁾という観点から、単一微粒子に関連する具体例を示しつつ、従来の巨視的・局所的な光学応答とは違う応答理論のあらすじとそれに含まれる新しい物理的描像を紹介する。

我々が微小物質系に興味を持つ理由の一つは、技術の発達により微小なサイズ・構造をもつサンプルが再現性よくつくられるようになり、その基礎物性研究や応用への展望が大きく開けてきたことである。また微小な物質では量子力学的な状態のコヒーレンスがよく保たれるので、準位構造が試料の微視的な詳細を明確に反映し、それが測定する物理量の「サイズ・形状・内部構造」依存性となって現れる。従来の固体物理では物質といえば巨視的物質を指すのが暗黙の了解であったから、その電磁応答については「巨視的に平均された電磁場・誘起分極」を考察すればほとんどの場合十分であった。その「常識」からいうと、微小物質の量子状態や微視的電磁場を正面から扱うような応答理論は未開拓のものであり、基礎研究としての魅力を十分に持っている。これが第二の理由である。

ここで問題にする微小物質系とは、エネルギー準位間隔が各準位の幅に比べて大きいものを指すが、原子のようなミクロな系を除外するならば、「輻射場との相互作用により生じる遷移エネルギーのシフトが準位間隔を超え得るようなもの」という条件を加えても良い。この後者の条件からは、(特定の空間構造を持つ)内部電場のサイズ共鳴増大という、メゾスコピック系に特有な状況が生まれる²⁾。

この記事の読者の大部分にとって、電磁応答の「常識」は従来の巨視的応答理論の知識とそれに基づく経験によって形作られていると考えられるので、それを背景にして微小物質系の光学応答を考える際に、日頃当然のように使っている概念や考え方のうちどれが使えてどれが使えないかを改めて検討する必要がある。例えば、(イ)物質定数として与えられる誘電率や電気感受率、(ロ)試料の表面・界面で要求される電磁場の境界条件(電場の接線成分や電束密度の法線成分の連続性など)、(ハ)物質の共鳴準位の「振動子強度」、などという馴染みの概念があるが、以下に述べるようにこれらはみな微視的な応答理論では不要になるか、改訂を要するか、限定付きでしか役に立たないものである。

誘電率や感受率は物質のエネルギー固有値や波動関数の詳細を通して試料のサイズ・形状にあらわに依存する。従ってサイズ量子化準位が共鳴準位として現れる微小物質系の感受率が(サイズ・形状に無関係な)物質定数で表されるはずはない。巨視的物質では共鳴準位が連続的に分布していて、個々の準位のサイズ・形状依存性を見る

ことはできないので、代わりに巨視的平均を取った量として誘電率や感受率という物質定数を導入してみると多くの場合有効に働くというわけである。

電磁場の境界条件も巨視的応答の場合に初めて意味を持つもので、微小物質では表面・界面の定義もきちんとできないことを考えれば、微視的応答では本来そのような境界条件というものとは存在もせず、必要もないものになっているはずである。実際、そのような(境界条件を用いない)応答理論の定式化が可能である³⁾。

振動子強度はその定義式⁴⁾によれば物質側の量だけで決まっているから、物質の各励起準位に固有の量のように見えるが、その導出の過程をよく見ると、(光の波長が考えている量子状態の広がりよりずっと大きいという)長波長近似のもとで定義されていることがわかる。従って、量子状態の広がりが波長程度かそれより大きくなるとその準位の光学的性質は振動子強度という量だけではうまく表現できない。そのような場合にも有効性を保つ量は遷移双極子密度または誘起電流密度である。(振動子強度はそれを一様な重みで空間積分した量の絶対値2乗に比例している。)微視的な感受率は電流密度の行列要素の積の和という非局所的な形で与えられる。

微視的応答理論^{1,3)}は誘起電流密度とベクトルポテンシャルに対する連立積分方程式として定式化されているが、感受率が良い近似で分離型積分核になっていることを利用すると、さらに連立代数方程式に帰着できる。それによって理論が単に絵に描いた餅でなく実行可能なものになり、いろいろなモデル計算を試みることができる。その連立方程式の係数行列の中でいろいろな物質励起の運動を結合しているのは、ある誘起電流密度の発する横波電磁波がもう一つの電流密度と相互作用する「遅延相互作用のエネルギー」

$$\tilde{A}_{\mu\nu,\tau\sigma} = \frac{1}{c^2} \iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \langle \mu | \tilde{\mathbf{I}}(\mathbf{r}) | \nu \rangle \tilde{G}_q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \langle \tau | \tilde{\mathbf{I}}(\mathbf{r}') | \sigma \rangle \quad (1)$$

である。ここで μ, ν, τ, σ は物質の固有状態を表し、 $\mathbf{I}$ は電流密度作用素、 G_q は(真空中の)輻射場のグリーン関数である($q = \omega/c$)。この物理量がこの理論の枠組みにおける最も本質的な量で、孤立準位の輻射寿命幅、表面・界面の連成モード、誘電体球のWhispering Gallery(WG)モード、3次元結晶のポラリトン分散やX線の多重散乱効果など⁵⁾、様々な系の光学応答の特徴的な振る舞いを記述する。

2. 微粒子内の固有モード

半導体や絶縁体の微小試料では、そのサイズによって「電子・正孔の個別閉じ込め」および「励起子の閉じ込め」という2種類の状況が有り得る^{6,7)}。前者は強い閉じ込めとも言われ、サイズの小さい試料で実現されるが、個別粒子のサイズ量子化エネルギーが励起子の束縛エネルギーよりも大きい。後者は弱い閉じ込めとも呼ばれ、サイズの大きい試料で実現される。この場合、電子・正孔の相対運動はバルクの場合と変わりがなく、重心運動のみがサイズ量子化される。これは波動関数に対する表面での境界条件で決

まり、表面での波動関数の歪みの有無により離散的波数の選び方が異なる。

ここまでの話はすでによくわかっているが、当初から折りに触れて発せられながらいまだにきちんと答えられていない疑問に、「バルク励起子の縦横分裂を与える相互作用が微粒子のサイズ量子化準位にどのように反映されるか」というものがある。微粒子では波数ベクトルがよい量子数にならないから縦・横で指定されるような励起子状態が存在しないことは明らかであるが、サイズ増大と共に間隔の狭くなって行くサイズ量子化準位に対して縦横分裂を与える相互作用が無視できなくなることははっきりしている。従って問題はいかにしてこの相互作用も考慮した上でサイズ量子化準位を求めるかということになる。以下ではこの問題について考察を加えてみよう。

励起子の縦横分裂とはバルク結晶中を波数ベクトル $\mathbf{k}$ で重心運動する励起子が、その誘起分極ベクトルの縦($\parallel \mathbf{k}$)、横($\perp \mathbf{k}$)の向きに従って異なるエネルギーを持つことである。この分裂は立方晶においても存在し、(x, y, z)方向に等価な分極を持つ3次元既約表現の励起子に $\mathbf{k} \rightarrow 0$ の極限で $E_L - E_T = 4\pi\beta/\epsilon_0$ の分裂を引き起こす。(添字L, Tは縦, 横を表す。)ここで β, ϵ_0 はこの共鳴の近傍での誘電率を $\mathbf{k} \rightarrow 0$ で $\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + 4\pi\beta/(E_T - \hbar\omega)$ と与えるようなパラメータである。この分裂の起源となる相互作用は、いわゆる電子・正孔交換相互作用であるが、古典的に「誘起分極の自己相互作用(多成分ならば各成分間のクーロン相互作用)」と表現することもできる。数学的には、 $\mathbf{k} \rightarrow 0$ の極限操作に対するその行列要素の値が、どの方向から $\mathbf{k}$ を0にするかに依って異なるという、非解析的な振る舞いをする一風変わった相互作用として知られている。

この相互作用を、格子振動の縦横分裂やナノ結晶の準位構造の議論まで含めて、一般的に論ずるためには、上述の古典的表現が便利であろう。振動数 ω の光で生じる誘起分極を $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \dots$ などと表せば、それらの間のクーロン相互作用は

$$\iint d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \nabla \cdot \mathbf{P}_1(\mathbf{r}) \nabla \cdot \mathbf{P}_2(\mathbf{r}') \quad (2)$$

という積分で与えられる。バルク励起子の場合、伝導帯・価電子帯の波動関数、相対運動を表す包絡関数により、分極電荷 $-\nabla \cdot \mathbf{P}$ の具体形が与えられる⁸⁾。これを対角化したものが(与えられた波数ベクトルに関する)縦波・横波(対称性がよくなければ縦横混合モード)のエネルギーを与える。縦横分裂の大きさは物質によりいろいろであるが、半導体ではmeVの程度であり、サイズ量子化のエネルギーと競合する程度である⁹⁾。

量子状態が縦波・横波として分類できるのは波数ベクトルがよい量子数になる場合だけであり、微粒子はそれにあてはまらない。しかしそれは上記の相互作用が微粒子では無視できるという意味ではない。サイズ量子化のエネルギーとバルク励起子の縦横分裂が同程度になるサイズが存在するが、そのサイズ領域ではこの相互作用が励起子の準位構造に対して本質的な影響を与えることは明らかである。そこで、問題は電子・正孔交換相互作用を試料

のサイズ・形状に依存した形で考慮し、十分に大きなサイズの極限で正しい縦横分裂を与えるような計算はどのようにすればよいか、ということになる。

与えられた微粒子のモデルについて、個々の量子状態に対する上記の分極間のクーロン相互作用を計算することはさして困難ではない。そのような計算はバルクならば上記の β を与えるが、実際の縦横分裂の値はその相互作用を遮蔽する下地誘電率の効果も考慮して初めて正しく与えられる。言い換えれば、共鳴量子状態による誘起分極が微粒子の下地誘電率に誘起する鏡像分極と相互作用するエネルギーをも(粒子のサイズや形状に依存する形で)評価しなければならない。この点を考慮したモデル計算としてBrus¹⁰⁾によるものがあるが、残念ながら最低励起状態のサイズ依存性だけしか扱っておらず、サイズ量子化された準位構造全体という視点が欠けている。

以下に分極の自己相互作用を含むサイズ量子化エネルギーの計算例を示そう¹¹⁾。ここに紹介する我々の計算では、上述の遮蔽効果を(バルクの極限では正しい)簡便な近似で取り扱ったものである。モデルとして半導体の単一微小球をとり、励起子の弱い閉じ込めを考察する。励起子の相対運動は1s型に限定し、等方的で3重に縮退したものを考える。重心運動は球殻により無限大の反発ポテンシャルを受けるとすれば、その固有値・固有関数は球ベッセル関数と球面調和関数の積で表される。その量子数は重心座標の動径成分・角度成分に対応してそれぞれ n , (l, m) と与えられる。相対運動の励起にともなう電気双極子能率は大きさ1の角運動量に相当するから、励起状態の全角運動量の大きさ J は $(l+1, l, l-1)$ のどれかである。電気双極子許容遷移として $J=1$ の状態に注目すると、これに寄与する重心運動の状態は $l=0.2$ のものだけである。($l=0$ の状態は $l=0.2$ の状態と結合しない。)この2種類の l の状態のうち固有エネルギーの低いものから順に(方位量子数 m は固定して)8個づつ基底関数を取り、それぞれが誘起する分極の間の相互作用を加えて対角化したものがFig.1である。物質パラメータとしては、CuCl(Zn)励起子に相当するものを用いた。この計算では、分極の自己相互作用の下地誘電率による遮蔽効果をバルクと同様に $1/\epsilon_0$ を掛けるという形に仮定した。こうすると球の半径が非常に大きくなったとき、サイズ量子化準位はバルクの縦・横励起子の固有エネルギー位置に収束する。この近似では分極の自己相互作用のエネルギーは球の半径に依存しないことになるので、サイズ量子化準位を表す曲線群はFig.1のような簡単な形で2つのグループに分かれる。従って、サイズの小さい領域を除いて、これらの曲線群の形は分極の自己相互作用を無視したものとは相当異なる。定量的な結果は上述の近似の良し悪しと微粒子の形状に依存するが、定性的にはこの結論は妥当であると考えられる。現在もっと精密な計算を準備しているので、近い将来にははっきりした結論が得られるであろう。

この結果から見れば交換相互作用を入れた場合の準位構造は、サイズ量子化準位の間隔が縦横分裂と同程度になるサイズ領域で大きな影響を受けることがわかる。実験の解析にあたって、試料サイズを直接測る代わりに量子化

Fig.1 Dependence of size-quantized exciton energy on sphere radius.

準位のサイズシフトを測定して、その結果を「交換相互作用を無視した単純なサイズ量子化条件」に合わせることで試料サイズの見積もりとすることが行われているが¹¹⁾、その妥当性を確かめるには、上記のような計算を(簡便な近似ではなく)厳密に行った上で、どのようなサイズ領域が問題にされているかをチェックする必要があるだろう。

縦波と横波のエネルギー差についての別の物理的解釈として、それぞれの分極に対する「反電場シフト」の差という説明もある。これと分極の自己相互作用とはどういう関係にあるのだろうか。この問題は「外部電場と物質系のハミルトニアンをどう選ぶか」という、非常に基本的な問題と直結している。「電子・正孔交換相互作用または分極の自己相互作用」という考え方は「クーロゲージを選んで、ベクトルポテンシャルの表す横電場を外部電場とし、(スカラーポテンシャルの全空間にわたる積分と等価な)荷電粒子間の瞬間的なクーロン相互作用は全て物質系のエネルギーとみなす」という立場から、物質ハミルトニアンの固有状態である縦波と横波の固有エネルギーの差を論じたものである。これに対して反電場シフトという考え方は、(横だけでなく縦成分も含む)マクスウェル電場を外場とし、誘起分極と反電場の相互作用として縦横分裂のエネルギーを論じる立場である。この立場では、分極と分極の相互作用が物質と外場の相互作用に含まれるので、物質のハミルトニアンからはその分のクーロン相互作用を差し引いて置く必要がある。この点を理解するには、分極 $\mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega)$ を源の項とするマクスウェル方程式を解いたとき、電場の縦成分が

$$\mathbf{E}_{\text{long}}(\mathbf{r}, \omega) = \nabla \nabla \cdot \int d\mathbf{r}' \frac{\mathbf{P}(\mathbf{r}', \omega)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (3)$$

と与えられることに注意すればよい。これにより、マクスウェル電場と分極の相互作用には

$$E_{\text{self}} = - \int d\mathbf{r} \mathbf{E}_{\text{long}}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) \quad (4)$$

という分極の自己相互作用が含まれていることがわかる。この相互作用は第1の立場では物質のハミルトニアンに含まれていたものであるから、第2の立場で物質の応答を議論する際には、物質ハミルトニアンの中のクーロン相互作用の行列要素から上記の「誘起分極の自己相互作用」に相当する分を差し引いておく必要がある。そのような物質

ハミルトニアンに対しては、縦波も横波も(立方晶、 $k \rightarrow 0$ の極限で)同じ固有エネルギーを持つが、外部電場(その中には分極のつく電場成分も含まれている)との相互作用により、応答としては異なる共鳴エネルギーをもつことになる。

この第2の立場で上記の問題を考えると次のようになる。物質の誘電率として励起子共鳴を含むバルクのものを考え、それでできた微小球の光吸収または発光スペクトルを考察する。球の内外の電磁場を計算してそれらを境界条件(付加的なものも含む)で繋げば光と物質の連成モードの固有解や応答電場が計算され、応答スペクトルの共鳴構造としてサイズ量子化準位が現れる。誘電率の中に縦横分裂を与えるようなパラメーターが含まれているから、分極の自己相互作用を考慮したことになる。このような扱いでサイズ量子化の準位構造がサイズと共に変化する様子が計算できる。Ekimovら¹²⁾とRuppin¹³⁾はこのような立場で発光と吸収の計算を行ったが、前者で用いられた長波長近似が後者では使われず、適用範囲が広がっている。このような計算でほぼ目的は達せられるが、計算された準位構造は「分極の自己相互作用を含むサイズ量子化エネルギー」ではなく、それにポラリトンシフトと幅が付け加わったものになっている。

いずれの立場で考えるにせよ、この問題は理論だけの問題としても実験と理論の比較の問題としてもまだきちんと詰めるべき点が残されている。単一微粒子分光が行われるようになれば、実験と理論の精密な比較が可能となり、満足のゆく理解ができるようになると期待している。

3. 共振器としての単一微粒子

一般に電磁場のモード構造は境界条件による。感受率の異なる物質を組み合わせる電磁場に対する境界条件を制御することにより、モード密度や各モードの空間構造を変化させることができる。うまく作れば特定のモードだけが非常に高いQ値をもつ共振器ができる。ここでいうモードとは物質の誘起分極と電磁場が結合した系の固有モードのことである。

Q値の大小を問題にしなければあらゆる物質に対してそのような固有モードが存在する。単一微粒子についてもそうであるが、特に大きなQ値を持つ系として共鳴波長より大きな半径を持つ誘電体球のWhispering Gallery(WG)モードが知られている。Q値が大きいということは減衰が小さいということであるから、このモードは球の中によく局在していて球外への浸み出しが小さい。このモードは、球の内壁に沿って光が内部多重反射したとき始点で正の干渉をするようなもの、という描像で理解されている。外への浸み出しが小さいということは各内部反射は全反射に近い条件で起こることだから、ある程度大きな球の場合にそのような条件が実現することは理解しやすい。

そのような共振器に原子などの共鳴物質を入れるとどんなことが期待されるであろうか。原子が感じる電磁場のモード密度やモードの振幅が自由空間とは非常に異なる場合もあるので、原子の共鳴準位による光学応答は一般

に大きな変化を受ける。まず線形応答の範囲では共鳴ピークの位置と幅および信号強度の変化が考えられる。特に興味深いのは原子の共鳴と共振器の共鳴がエネルギー的に近いときである。この場合2つのモードが混じりあって新しい連成モードができるが、共振器の量子電磁気学で真空のRabi分裂と呼ばれるものに相当する。これらの連成モードと元の2つの共鳴との関係を比べてみると、連成モードは元の共鳴が互いに反発した位置にピークをもち、ピークの幅については広がった方は狭くなり狭かった方は広くなるという傾向がある。

上に述べたことを具体的に示そう。半径 $a = 2.5 \mu\text{m}$ 、(局所的)誘電率 $\epsilon_b = 2.5$ の誘電体球の中心から z だけ離れた点に励起エネルギー E_R の原子があるとき、原子の共鳴付近の応答がどのように変わるかを計算した。球のWGモードは角運動量 l 、方位量子数 m 、(動径方向の)次数 s で分類されるが、固有振動数は m について縮退している。 $s = 1, 2, \dots$ という値のうち、小さな s ほど電磁場は球の内壁寄りに大きな振幅を持ち、Q値が高い。このうちの($l = 33, s = 1$)のWGモードと E_R のエネルギーが近づいたときの応答スペクトルがFig.2である。入射光は z 偏光し x 方向に進む平面波で、信号は $(x, y, z) = (4a, 0, 0)$ での電場強度とした。(球の中心は原点にある。)原子の位置は $z = 0.9a$ としてある。中央の大きなピークは原子の分極と相互作用しないWGモードの信号で、その両脇にある小さなピークが2つの連成モードの寄与である。このWGモードの付近で E_R を変えたときの連成モードのピーク位置およびピーク幅を示したものがFig.3である。ピーク位置がanticrossingの振る舞いを示すだけでなく、ピーク幅も一方から他方へと乗り移ることがわかる。この連成モードをつくる相互作用の強さは原子位置でのこのWGモードの振幅で決まっている。原子位置 z を変えてFig.3と同様な計算をし、それとWGモードの振幅の z 依存性を比較すると、確かに原子位置でのWGモードの振幅が相互作用の大きさを決めていることがわかる。

4. 結 び

単一微粒子に関連した最近の理論的研究について、一般に微視的・非局所的なアプローチが必要なことを述べ、具

Fig.2 Linear resonant scattering spectrum from an atom in a dielectric sphere. Small peaks near the main structure are due to coupled modes.

Fig.3 (a) Positions and (b) widths of the peaks of the coupled modes as functions of atomic resonance energy.

体例として、(A)励起子を弱く閉じ込めた半導体超微粒子のサイズ量子化における電子・正孔交換相互作用の問題と、(B)誘電体球のWGモードと原子励起の相互作用で連成

モードができる問題について考察した。(A)は理論的な理解の整理とそれに基づく実験と理論の精密な比較が近い将来に期待される問題である。(B)は光物性のみならず量子光学の分野でも興味をもたれている系で¹⁵⁾、系統的な研究に発展することが期待される。

これらの例は筆者の興味に近いところから任意に選んだものであるが、微小物質系のほかの問題においても物質励起のコヒーレンスが重要になるので、ここで述べた微視的・非局所的な取扱いが必要になる場面がいろいろあるに違いないと考えている。

参考文献

- 1) 張紀久夫, 石原一, 大淵泰司: 日本物理学会誌 **52** (1997) 343.
- 2) H. Ishihara and K. Cho: Phys. Rev. **53** (1996) 15823.
- 3) K. Cho: Prog. Theor. Phys. Suppl. **106** (1991) 225; K. Cho, H. Ishihara, and Y. Ohfuti: J. Lumines. **58** (1994) 95.
- 4) 小野寺嘉孝: 光物性ハンドブック (朝倉書店, 塩谷繁雄他編) p.14.
- 5) K. Cho: J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 2496.
- 6) 萱沼洋輔: 固体物理 **24** (1989) 503; *ibid.* Phys. Rev. **B38** (1988) 9797.
- 7) A. I. Ekimov, A. L. Efros, and A. A. Onushchenko: Solid State Commun. **56** (1985) 921.
- 8) K. Cho: Proc. 14th Int. Conf. on Physics of Semiconductors, Edinburgh 1978, ed. B. L. H. Wilson (The Institute of Physics, Bristol and London) p. 841.
- 9) 光物性ハンドブック (朝倉書店, 塩谷繁雄他編) 付録.
- 10) L. E. Brus: J. Chem. Phys. **80** (1984) 4403.
- 11) 西田光輝: 修士論文 (大阪大学基礎工学部, 1993).
- 12) T. Itoh, M. Furuyama, T. Ikehara, and Gourdon: Solid State Commun. **73** (1990) 271.
- 13) A. I. Ekimov, A. A. Onushchenko, M. E. Raikh, and A. L. Efros: Sov. Phys. JETP **63** (1986) 1054.
- 14) R. Ruppin: J. Phys. Chem. Solids **50** (1989) 877.
- 15) V. Lefevre-Seguin and S. Haroche: Proc. NEC Symposium on Quantum Optical Phenomena in Spatially Confined Materials, Karuizawa 1996, ed. by K. Cho, K. Tajima, and K. Kamimura Mater. Sci. Eng. **B** (Elsevier) to be published.

レーザーワード

物質のコヒーレンス (matter coherence)

微小な物質系ではその量子力学的な状態が散乱により大きくかき乱されることが少ない。従って散乱による物質の準位幅が小さいだけでなく、波動関数の空間的な複素振幅が試料全体にわたってよく保たれる。これを指して物質が量子力学的にコヒーレントな状態にあるという。このような微小な物質に対する光学応答理論では、準位のサイズ量子化だけでなく、波動関数のマイクロな空間構造を

正しく反映する非局所的な取り扱いが必要で、応答電磁場の中にこれと対応するマイクロな空間構成成分が現れる。このようにして初めて試料のサイズ・形状に依存した電磁応答を系統的に記述することが可能になる。物質のコヒーレンスの考察はメゾスコピック系の出現と共に本質的な重要性を持つようになった。

(張紀久夫)