

# 固体での電磁波誘起透明化

市村 厚 一

吸収、発光、屈折などの物質の光学的性質を制御したいという要請は古くからあり、さまざまな方法が考案され、利用されてきた。物質の光学特性は、基本的には、2つのエネルギー準位と1つの電磁波（光）との相互作用に基づいている。たとえ複雑なエネルギー準位構造をもった物質にいろいろな波長の光が作用する場合でも、大概この基本的相互作用の組み合わせで理解できる。従来、物質の光学特性は、主にこの2準位系の性質（遷移確率、遷移光子エネルギー）や、どちらの準位に物質を励起しておくか（ポピュレーションの移動）によって操作されてきた。

しかし近年、まったく異なる機構で、物質にこれまでの常識を超えた光学応答をさせることが可能になってきた。もし複数の励起過程を同時に起こし互いに干渉させることができると、すなわち量子力学的な重ね合わせの状態と干渉効果を多準位系に持ち込めると、上記の基本的相互作用の限界に縛られない、新しく魅力的な特性をもつ光学応答が現れる。EIT (electromagnetically induced transparency: 電磁波誘起透明化) とは、3準位系に2つの光を作用させる最も単純な構成で、人工的にこの量子干渉を引き起こす試みである。

EIT は、量子干渉に起因する特異な性質を有するため、無反転分布のレーザー発振<sup>1-3)</sup>、物質の吸収<sup>4)</sup>、屈折率<sup>5)</sup>、非線形感受率<sup>6)</sup>の劇的な変化の誘起、光の量子状態制御<sup>7)</sup>、新原理のレーザークーリング<sup>8)</sup>、超狭帯域フィルター<sup>9)</sup>、量子ビットの制御<sup>10)</sup>など、数々のまったく新しい動作原理に基づくデバイス、物性制御法への応用が提案されている。このように EIT は光の絡む物理の世界に新たな研究分野、応用分野をもたらしつつある魅力的な新現象だが、

今まで主に気体で研究が行われ、固体での実現には至っていなかった。

筆者らは、この EIT を、デバイス応用の際の、素子への組み込み、小型化、集積化が可能な固体で、なんとか実現しようと考えた。従来、固体では速い緩和が重ね合わせの状態を壊し、また原子集団の大きな不均一幅（個々の原子の遷移エネルギーが、周囲の局所場の違いによりばらつくために生じる分布の幅）が EIT の観測を妨げるため、EIT の誘起、観測は不可能に近い<sup>11)</sup>と考えられていた（本稿では、原子、分子、イオン、電子等の物質の光吸収を担う単位を総称して「原子」と呼ぶことにする）。しかし、固体で EIT を誘起し、観測するための条件を明確化したところ、固体でも EIT が観測可能であることを見いだした。

## 1. E I T

### 1.1 吸収スペクトルに現れる EIT の特徴

図1は、原子のエネルギー準位にばらつきがないと仮定した場合の、EIT スペクトルの様子を模式的に示した図である。|2>-|3>間を結ぶ光（角周波数  $\omega_c$ 、カップリング光と呼ぶ）の照射により、|1>-|3>間遷移に共鳴する光（角周波数  $\omega_p$ 、プローブ光と呼ぶ）の吸収スペクトルに吸取消失の穴が生じる。プローブ光による吸収スペクトルの幅は均一幅（個々の原子が固有にもつエネルギーのばけ）である。透明領域の中心位置は、2つの光が|1>-|2>間遷移に対して2光子共鳴条件

$$\omega_p - \omega_c = \omega_{12} \quad (\omega_{12} \text{ は } |1\rangle\text{-}|2\rangle \text{ 間遷移角周波数}) \quad (1)$$

を満たす周波数（波長）であり、穴の幅は光と物質の相互作用の大きさを示すラビ周波数（強いカップリング光と弱いプローブ光が用いられる通常の場合、カップリング光の

(株) 東芝研究開発センター新機能材料・デバイスラボラトリー  
(〒212-8582 川崎市幸区小向東芝町 1)  
E-mail: koichi.ichimura@toshiba.co.jp

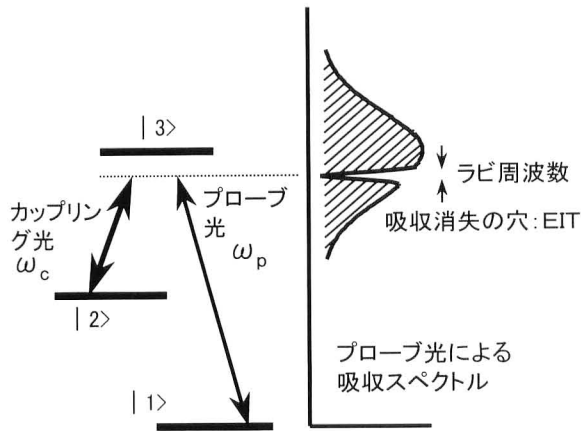


図1 EITによる吸収スペクトル中の吸収消失。

ラビ周波数) とほぼ等しい<sup>2)</sup>。ラビ周波数  $\Omega_{\text{Rabi}}/(2\pi)$  は、遷移双極子モーメント  $\mu$ 、光の電場強度  $E$ 、プランク定数  $h$  により  $\Omega_{\text{Rabi}}/(2\pi) = \mu E/h$  と与えられる。

EITの顕著な特徴は、第一に共鳴吸収を示すはずの領域でありながら吸収が完全に消失することである。第二に、吸収消失の領域を非常に高いエネルギー(周波数)分解能で設定できることである。透明領域の幅は、照射光強度を弱めれば(下2準位の緩和が十分遅ければ)、光遷移の均一幅に縛られることなく非常に狭くできる。このようにEITを利用すれば、物質の光学特性を自由に、大幅に、高いエネルギー分解能で制御することが可能となる。

### 1.2 EITの機構

前節に述べたような振る舞いはどのようにして起こるのか。EITの機構とそれを利用した無反転分布レーザーについて説明する。

#### 1.2.1 重ね合わせの状態と量子干渉

EITを起こすには図2に示すように、物質の3つのエネルギー準位に対し、2波長の光を照射する。すると下の2準位が混ざり合い量子力学的な重ね合わせの状態  $|A\rangle$  と  $|B\rangle$  が生成する。 $|A\rangle$  は光を吸収して上準位(図中  $|3\rangle$ )

に励起可能な準位、 $|B\rangle$  は光を吸収しない準位となる。 $|B\rangle$  はポピュレーション・トラッピング状態と呼ばれる。 $|3\rangle$  に励起された原子は  $|A\rangle$ 、 $|B\rangle$  両方に緩和するが、 $|B\rangle$  に緩和したら最後、 $|3\rangle$  に励起されることはない。したがって原子は  $|B\rangle$  に蓄積する。すべての原子が  $|B\rangle$  に移行した物質は光を吸収しなくなり透明になる。これがEITである。

この機構のポイントは、 $|B\rangle$  から  $|3\rangle$  への吸収は消失するが、 $|3\rangle$  から  $|B\rangle$  への遷移は起こるといふ遷移の非対称性である。 $|B\rangle$  が光を吸収しないのは、 $|B\rangle$  から  $|3\rangle$  への励起過程が、重ね合わせの状態を形成している  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  両準位からの2通りの励起過程が同時に起こる形となり、打ち消し合うように干渉するためである。

EIT同様、2波長光の照射により誘起される、誘導ラマン散乱などの他の物理現象も存在する。十分な時間保持される重ね合わせの状態と量子干渉により発現する励起の抑制、吸収変化に着目する点で、EITはそれらの物理現象と異なる。電子励起状態が存在する現実の系では、たとえ励起光の離調が大きくても厳密な意味で散乱、発光を切り分けられないのと同様、EITの場合も、他の同じ、あるいは類似のスキームで誘起されるコヒーレントラマン現象と厳密な意味で分離し100%一方だけを誘起することはできないと考えられる。しかし着重点、発現の条件が異なる別の現象であるといえる。

ところで、 $|B\rangle$  から  $|3\rangle$  への励起過程が禁止されるのに、 $|3\rangle$  から  $|B\rangle$  への遷移はなぜ起こるかが気になるところである。以下にScullyらによる解析<sup>12)</sup>に沿いながら、それを2つの光強度比に制限を設けない場合に一般化した表式を用いて説明する。

#### 1.2.2 吸収と放出の非対称性

3準位系に2つの光が作用する場合のハミルトニアンは、

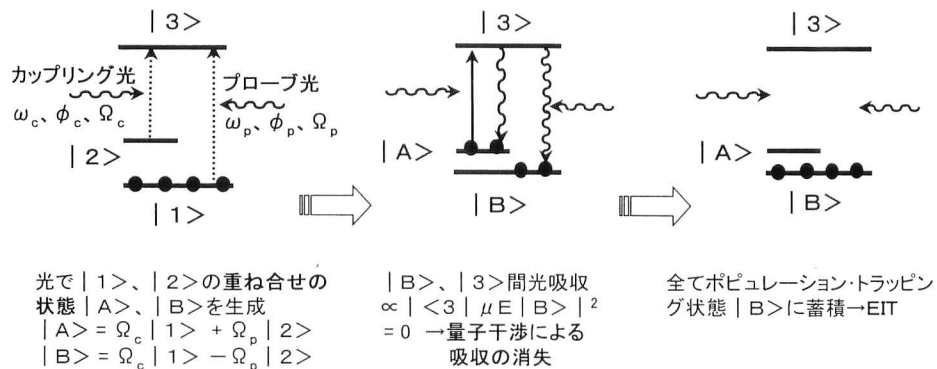


図2 EITの機構。原子が重ね合わせの状態(ポピュレーション・トラッピング状態)  $|B\rangle$  になり透明化する。

$$H = H_0 + H_1 \quad (2)$$

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| \quad (3)$$

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2}(\Omega_p e^{-i\phi_p} e^{-i\omega_p t}|3\rangle\langle 1| + \Omega_c e^{-i\phi_c} e^{-i\omega_c t}|3\rangle\langle 2|) + \text{H.c.} \quad (4)$$

とかける。  $\hbar\omega_1$ ,  $\hbar\omega_2$ ,  $\hbar\omega_3$  は、それぞれ準位  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ ,  $|3\rangle$  の準位エネルギー、  $\phi_p$ ,  $\phi_c$  は、それぞれプローブ光、カップリング光の位相を表す。また  $\Omega_{p,c}$  はラビ (角) 周波数で  $\Omega_{p,c} = \mu_{13,23} \cdot E_{p,c}/\hbar$  と表される。ただし、  $\mu_{13}$ ,  $\mu_{23}$  はそれぞれ、  $|1\rangle$ - $|3\rangle$  間遷移、  $|2\rangle$ - $|3\rangle$  間遷移の遷移双極子モーメント、  $E_p$ ,  $E_c$  はそれぞれプローブ光とカップリング光の電場の大きさを表す。このとき原子の一般的な波動関数を、3つの準位の重ね合わせの状態として

$$|\psi(t)\rangle = c_1(t) e^{-i\omega_1 t}|1\rangle + c_2(t) e^{-i\omega_2 t}|2\rangle + c_3(t) e^{-i\omega_3 t}|3\rangle \quad (5)$$

と表すと、その時間発展は、シュレーディンガー方程式、

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H(t) |\psi(t)\rangle \quad (6)$$

を書き下した以下の式 (7)~(9) の微分方程式の解として得られる。

$$\dot{c}_1 = \frac{i}{2} (\Omega_p c_3 e^{i\phi_p}) \quad (7)$$

$$\dot{c}_2 = \frac{i}{2} (\Omega_c c_3 e^{i\phi_c}) \quad (8)$$

$$\dot{c}_3 = \frac{i}{2} (\Omega_p c_1 e^{-i\phi_p} + \Omega_c c_2 e^{-i\phi_c}) \quad (9)$$

この微分方程式の初期条件

$$c_1(0) = |c_1(0)| e^{i\theta_1} \quad (10)$$

$$c_2(0) = |c_2(0)| e^{i\theta_2} \quad (11)$$

$$c_3(0) = |c_3(0)| e^{i\theta_3} \quad (12)$$

における解は、

$$c_1(t) = c_1(0) + i \frac{\Omega_p}{\Omega} e^{i\phi_p} \left[ c_3(0) \sin\left(\frac{\Omega}{2} t\right) - A \left\{ \cos\left(\frac{\Omega}{2} t\right) - 1 \right\} \right] \quad (13)$$

$$c_2(t) = c_2(0) + i \frac{\Omega_c}{\Omega} e^{i\phi_c} \left[ c_3(0) \sin\left(\frac{\Omega}{2} t\right) - A \left\{ \cos\left(\frac{\Omega}{2} t\right) - 1 \right\} \right] \quad (14)$$

$$c_3(t) = c_3(0) \cos\left(\frac{\Omega}{2} t\right) + A \sin\left(\frac{\Omega}{2} t\right) \quad (15)$$

$$A \equiv i \left\{ \frac{\Omega_p}{\Omega} |c_1(0)| e^{-i(\phi_p - \theta_1)} + \frac{\Omega_c}{\Omega} |c_2(0)| e^{-i(\phi_c - \theta_2)} \right\} \\ (\Omega = \sqrt{\Omega_p^2 + \Omega_c^2}) \quad (16)$$

である。

まず、初め下の2準位  $|1\rangle$  と  $|2\rangle$  の重ね合わせの状態、

$$|\psi(0)\rangle = \frac{\Omega_c}{\Omega} e^{i\theta_1}|1\rangle + \frac{\Omega_p}{\Omega} e^{i\theta_2}|2\rangle \quad (17)$$

すなわち、  $|c_1(0)| = \Omega_c/\Omega$ ,  $|c_2(0)| = \Omega_p/\Omega$ ,  $|c_3(0)| = 0$  である場合を考える。ここで重ね合わせの状態の位相  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  が

$$\theta_1 - \theta_2 = \phi_p - \phi_c \pm \pi \quad (18)$$

を満たすと、式 (15) で表される上準位の確率振幅  $c_3$  は、  $A$  の第1項と第2項が打ち消し合うため、つまり2つの遷移の間で量子干渉が起こるため、ゼロとなる。各確率振幅は、  $c_1(t) = (\Omega_c/\Omega) \exp(i\theta_1)$ ,  $c_2(t) = (\Omega_p/\Omega) \exp(i\theta_2)$ ,  $c_3(t) = 0$ , と表され、原子は下2準位  $|1\rangle$  と  $|2\rangle$  の重ね合わせの状態から励起されることはない。この式 (17) で表され式 (18) を満たす位相をもつ重ね合わせの状態が、上記のポピュレーション・トラッピング状態  $|B\rangle$  である。

次に、初めに原子が  $|3\rangle$  にある、  $|c_1(0)| = |c_2(0)| = 0$ ,  $|c_3(0)| = 1$  の場合を考える。この場合の時間発展は、

$$c_1(t) = i \frac{\Omega_p}{\Omega} e^{i\phi_p} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (19)$$

$$c_2(t) = i \frac{\Omega_c}{\Omega} e^{i\phi_c} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (20)$$

$$c_3(t) = \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \quad (21)$$

となる。  $t \ll 1/\Omega$  の短い時間では、上準位  $|3\rangle$  の確率振幅は1から減少し、下準位  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  の確率振幅は0から増加する。つまり上から下へのポピュレーション移動は、波動関数の初期位相に関係なく起こる。これは上から下への遷移が、誘導放出であっても自然放出であっても起こりうることを示している。

このような遷移の非対称性は2準位と1つの光を考えるだけでは起こらない。3準位に2つの光を作用させると、2つの遷移過程が、相互の位相関係により打ち消し合ったり合わなかったりするため、このような非対称性が生じる。

以上では、遷移の非対称性の要点を説明するため、緩和項を含まないハミルトニアンを用いた。しかし、現実の系で、最初式 (17), (18) で表される状態にない原子が、ポピュレーション・トラッピング状態に移行するには、自然放出などによる緩和過程が重要な役割をもつ。  $|3\rangle$  から、たとえば自然放出により緩和した先の重ね合わせの状態では、一般に式 (19), (20) の位相項は入射レーザー光の  $\phi_p$ ,  $\phi_c$  とは異なり、ランダムにさまざまな位相をとらう。その中で波動関数がポピュレーション・トラッピング状態になったものは二度と励起されることはなく、その他

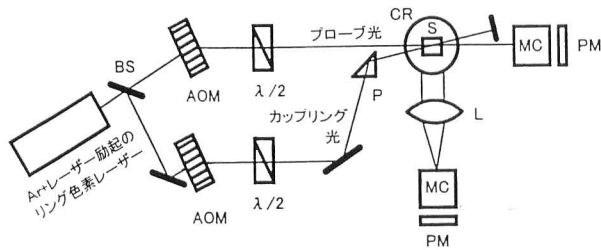


図3 測定光学系の概略図. BS:ビームスプリッター, AOM:音響光学素子,  $\lambda/2$ :半波長板, P:プリズム, CR:クライオスタット, S:試料, L:レンズ, MC:分光器, PM:光電子増倍管.

のものは, 上記説明の  $|A\rangle$  の状態に相当し,  $|B\rangle$  の状態に落ち込むまで繰り返して  $|3\rangle$  へ励起されるのである.

### 1.3 無反転分布レーザー

EIT が起こっている状態, すなわち原子が式 (17), (18) で表される重ね合わせの状態になるよう物質を準備し, 何らかの方法により  $|3\rangle$  にポピュレーションを生じさせると, 吸収過程は起きないが, 新たに生じたポピュレーションによる放出過程は起こる. したがって, 下準位のポピュレーション (分布) のほうが大きく, 無反転分布であるにもかかわらず, 光増幅やレーザー発振が可能になる. この魅力的な無反転分布レーザーの提案<sup>1,2)</sup>を契機に, EIT 研究は盛んになった<sup>13)</sup>.

## 2. 固体 EIT の実現

固体で EIT を観測しようとしてただカップリング光とプローブ光を照射しても, 固体の遷移エネルギーには一般に大きな不均一幅があるため, 式 (1) の 2 光子共鳴条件を満たし, ポピュレーション・トラッピング状態になる原子は, 吸収に寄与していた原子のほんの一部である. その結果, 観測にかかるような「マクロ」な EIT は発現しない. また固体での速い位相緩和が重ね合わせの状態を作る 2 準位に起こると, コヒーレントな重ね合わせの状態 (ポピュレーション・トラッピング状態) が壊れ, 個々の原子の「ミクロ」な EIT も起こらなくなる. このように, 不均一幅と位相緩和によって, 固体での EIT 実現は困難と考えられていた.

### 2.1 固体 EIT 実現の条件

固体の不均一幅の問題に関して, 筆者らは 3 準位間の不均一幅のうち, カップリング光, プローブ光を作用させる遷移, つまり光学的に観測される 2 つの許容遷移の不均一幅は実は大きくてもよいことに気がついた. 狭くなければならないのは, 通常光禁制で観測にはかからない残り 1 つの遷移の不均一幅なのである. その不均一幅さえラビ周波数より小さければ吸収に関与するすべての原子が同時にポ

ピュレーション・トラッピング状態になる (透明化する). この条件は, カップリング光の角周波数が  $|2\rangle\text{--}|3\rangle$  間遷移の角周波数からずれている場合でも, 2 光子共鳴条件を満たすプローブ光角周波数  $\omega_p = \omega_{12} + \omega_c$  において完全な吸収消失が起こることから導出できる. つまり, 固体で EIT を誘起し観測するためには, 関与する 3 準位が, (1) 1 光子で結ばない遷移の不均一幅が狭い ( $\Delta\omega_{12in} < \Omega$ :  $\Delta\omega_{12in}$  は  $|1\rangle\text{--}|2\rangle$  間遷移の不均一幅), (2) 1 光子で結ばない遷移の緩和が遅い, の 2 条件を満たせばよい.

### 2.2 実験・結果

この条件に合致する固体材料を探索した結果, 希土類イオンを分散させた結晶を見いだした. 結晶中に分散させた希土類イオンの可視領域における遷移は, 不完全殻である 4f 電子によって起こる. この 4f 電子は, 閉殻構造の 5s<sup>2</sup> 5p<sup>6</sup> 電子の内側に存在し, シールド効果によって固体中に在りながらあたかも自由イオンのような離散的なスペクトルを示す. この離散的な準位は  $^{25+1}L_J$  で表されるが, その 1 つの  $J$  状態はさらに結晶場によって分裂している. その結晶場分裂準位がさらに希土類イオンの核スピンの 4 重極相互作用で超微細構造準位に分裂している. この超微細構造準位間の不均一幅は, 数十 kHz 程度と固体としては特異的に小さい. したがって超微細分裂で生じた準位を 1 光子では結ばない 2 準位とした. これら 2 準位と 1 光子で結ぶ共通の上準位としては, 実験が容易な可視領域の遷移エネルギー分だけ離れた, 別の  $^{25+1}L_J$  準位に属する結晶場分裂準位を用いた.

イオンは, 色素レーザーで実験しやすい 600 nm 付近に吸収を示し, またそのため, スペクトル幅, 緩和などの基礎的な光物性が比較的良好に調べられている Pr<sup>3+</sup> を用いた. コヒーレントな重ね合わせの状態を壊す位相緩和の影響を軽減するため, ヘリウム温度に冷却して実験を行った. その温度領域で緩和の原因となるのは, 母体イオンとの磁気的相互作用である. これを極力減らすため, 母体結晶は, 構成元素のうち Y と O は核スピンをもち, 存在比 4.7% の同位体 <sup>29</sup>Si だけが小さな核スピンをもち Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> を選択した.

図 3 に, 実験装置の概略図を示す. アルゴンイオンレーザーで励起されたリング色素レーザーからの光を 2 つに分け, それぞれの周波数 (波長) を音響光学素子で調整し 2 波長光を得た. この 2 つの光を, 液体ヘリウムで冷却した 0.05% の Pr<sup>3+</sup> を含む Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> 単結晶の試料に照射し, 透過光および蛍光強度をモニターした.

図 4 挿入図には, 入射光との相互作用にかかわる, 試料の <sup>3</sup>H<sub>4</sub>(1) 準位と <sup>1</sup>D<sub>2</sub>(1) 準位の超微細構造を示す. その

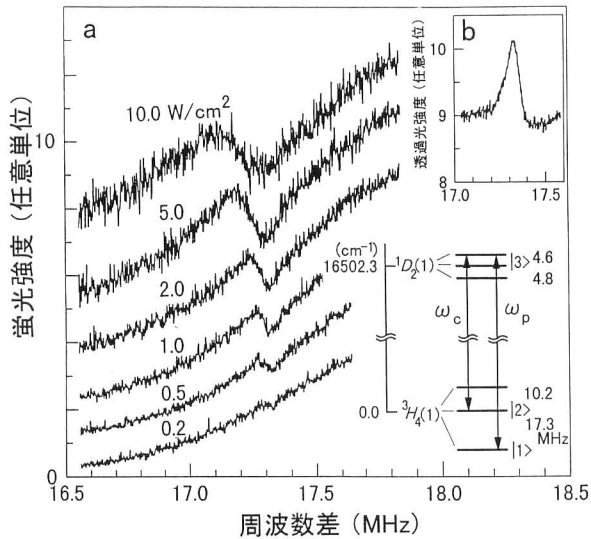


図4 (a) 蛍光励起スペクトル中に生じたEITの穴。穴の形を比較しやすいように、スペクトルごとに蛍光強度のゼロ点をずらしてある。挿入図：Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>結晶に分散させたPr<sup>3+</sup>のエネルギー準位構造。(b) カップリング光強度1.0 W/cm<sup>2</sup>で測定した透過スペクトル。

うち17.3 MHz分裂した<sup>3</sup>H<sub>4</sub>(1)の2準位を、下2準位とした。それぞれの準位とカップリング光、プローブ光で結ばれる上準位が<sup>1</sup>D<sub>2</sub>(1)であるが、3つに分裂した準位のうちどれに強く共鳴するかは、光学遷移の不均一幅が超微細構造準位の分裂幅よりはるかに大きいため、個々のイオンによって異なる。

光の周波数差を掃引しながら<sup>1</sup>D<sub>2</sub>(1)からの発光を測定した結果を図4(a)に示す。測定は、6つの異なるカップリング光強度の下で行った。下2準位のエネルギー差に相当する17.3 MHzに穴が生じている。この穴は、吸収に寄与していたイオンがこの周波数差で2光子共鳴条件(式(1))を満たし、EITが誘起されたため生じたと考えられる。なぜならEITが誘起されると上準位への励起が起こらなくなり、励起状態のポピュレーションが減少するため、蛍光強度も減少すると予想されるからである。

蛍光励起スペクトルに穴があく周波数差では、透過光強度が増大した(図4(b))。これはEITによる吸収消失の結果である可能性がある。ただし、誘導ラマン散乱などのEIT以外の現象により透過光強度変化が観測される可能性もある。したがって、上準位への励起の抑制というEITの本質を直接反映する蛍光測定のほうが、EIT検出にはより信頼性が高いと考えた。

### 2.3 固体EITの証拠

蛍光スペクトル中に生じる穴の形状の光強度依存性は、理論予想とよく一致を示し、固体でのEITを示す有力な証拠となった。

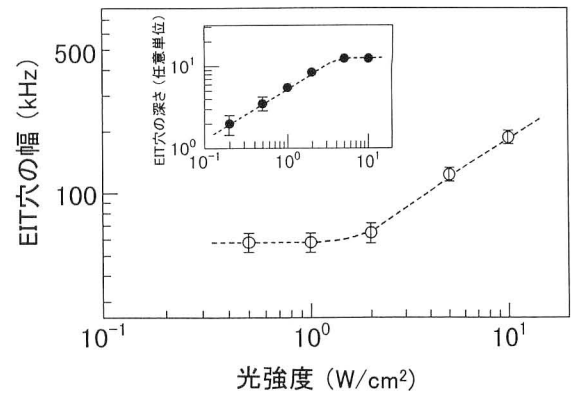


図5 EITによる穴の幅の光強度依存性。挿入図：穴の深さの光強度依存性。これらの強度依存性は理論予想とよく一致した。

不均一幅をもつ固体で吸収あるいは蛍光励起スペクトルに現れるEITの穴の幅( $\Delta\omega_{\text{EIT}}$ )と深さ( $\Delta I_{\text{EIT}}$ )の強度依存は、以下の式(22)~(25)に従うと予想した<sup>14,15</sup>。

$$\Delta\omega_{\text{EIT}} = \Delta\omega_{12\text{in}} = \text{const.} \quad (\Omega_c < \Delta\omega_{12\text{in}}) \quad (22)$$

$$\Delta\omega_{\text{EIT}} = \Omega_c \propto I^{1/2} \quad (\Delta\omega_{12\text{in}} < \Omega_c) \quad (23)$$

$$\Delta I_{\text{EIT}} \propto \Omega_c \propto I^{1/2} \quad (\Omega_c < \Delta\omega_{12\text{in}}) \quad (24)$$

$$\Delta I_{\text{EIT}} = \text{const.} \quad (\Delta\omega_{12\text{in}} < \Omega_c) \quad (25)$$

ただし、 $I$ は光強度を表す。

図5は、観測された光強度依存の対数プロットである。 $\Delta\omega_{\text{EIT}}$ は光が弱い領域で一定値を示し、光が強い領域では傾き約1/2で増加、その値はラビ周波数にほぼ一致した。また光の弱い領域で $\Delta\omega_{\text{EIT}}$ が示す一定値約60 kHzは、下2準位の不均一幅( $\Delta\omega_{12\text{in}}$ )70 kHzとよく一致する。また強度依存性が変化する光強度におけるラビ周波数約100 kHzも、 $\Delta\omega_{12\text{in}}$ と同程度である。 $\Delta I_{\text{EIT}}$ は、光が弱い領域では傾き1/2で増加し、強くなると頭打ちになる傾向がみられた。

このように光強度依存が理論予想式(22)~(25)と定量的により一致を示すことから、確かに固体でのEITによるスペクトル変化であることが示された。固体EIT研究の状況は、EITによる信号なのか現段階では判断しづらい結果も含めて少数のグループから研究成果が出始めたところである<sup>15-17</sup>。この時点で、観測されたスペクトル変化がEITに起因する証拠をきちんと示すことは非常に重要である。

### 3. 今後の展望

希土類イオンを分散させた結晶は、固体でのEITを最初に実現する物理系としては適しているが、デバイス応用を目指した場合には限界もある。

超微細分裂により生じた下2準位のエネルギー差(〜10



MHz) は、光遷移の不均一幅 (~10 GHz) に比べ小さく、照射した 2 波長の光の片方とのみ 1 光子共鳴するイオンが存在する。そのようなイオンは光を吸収してしまう。筆者らが実験に用いた  $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  は、超微細分裂で 3 準位に分裂するためさらに片方の光のみが 1 光子共鳴する場合が増え、不均一幅に関する条件 (1) を満たしていても蛍光変化量は約 10% であった。

この下 2 準位の小さなエネルギー差は、より高温での動作を狙う際にも問題になる。なぜなら試料温度の上昇に伴い光遷移の均一幅が広がり、カップリング光、プローブ光の両方が下 2 準位の片方から上準位への遷移に作用するようになると、EIT の構成が崩れてしまうからである。また温度上昇による位相緩和速度の増大で、重ね合わせの状態を維持できなくなることで EIT は壊れる。この場合、光遷移の振動子強度 (遷移双極子モーメント) が十分大きければ EIT が観測できる可能性があるが、f 電子遷移 (f-f 遷移) の振動子強度は  $10^{-6}$  程度と小さい。

以上のような、小さい下 2 準位のエネルギー差や光遷移の振動子強度に起因する問題の解決法のひとつとして、結晶中の希土類イオンの f-d 遷移の利用が考えられる。f-d 遷移は、紫外領域にある d 電子配置の吸収帯への遷移であり、その振動子強度は f-f 遷移の  $10^5 \sim 10^6$  倍といわれる。この大きな振動子強度により、超微細分裂、結晶場分裂を無視できるほどの大きなラビ周波数が得られ、下 2 準位の離れた単純な 3 準位系を設定できるかもしれない。そうなれば、吸収変化の増大と動作温度の上昇が同時に期待できる。f-d 遷移の利用以外にも、大きな吸収変化を必要とするデバイス応用、動作温度の高温化のためには、広い視野での材料探索を条件 (1), (2) を基準として行う必要がある。また、EIT スキームにさらに電磁場を加えるなどの拡張スキームによっても、デバイス応用に有利な特性を引き出せる可能性がある<sup>18)</sup>。

固体 EIT の実現により、光素子利用に有利な固体の光学特性を制御できる、今までとまったく異なる方法が手に入った。この現象のもつ、従来の常識を超えた特性により、無反転分布の小型紫外レーザー、非常に大きな屈折率や分散曲線の急峻な傾きを利用した小型の光遅延、光スイッチなど、新機構による光デバイスの実現が期待される。さらに、物質の光学特性をデザインするもう一つの新しい方法、フォトニック結晶との組み合わせも大変興味深い<sup>19)</sup>。

これらの「マクロ」な EIT を利用する方向性とは逆に、気体とは異なり遷移エネルギー平面上に固定された、固体特有の各原子の遷移エネルギー分布や、EIT の特異的に

高いエネルギー分解能を積極的に利用した、波長多重メモリ、新しい分光法などへの応用の方向もある<sup>20)</sup>。

さらに固体での EIT 発現は、固体で重ね合わせの状態が保たれていることを意味する。ここ数年、現実の系で実験的研究が始まり、急激な盛り上がりを見せている量子情報処理の分野では、原理実証的な研究が主に固体材料以外の、緩和の影響を受けにくい物理系 (トラップ中の原子、光子など) で行われている。この分野でも固体素子化が望まれている。EIT を実現した固体材料は、この分野に応用できる可能性がある。

このような豊かな内容をもつ固体での EIT が、光による量子状態制御を固体物理の世界に展開し、新たな研究分野、応用分野を切り開く突破口のひとつになればと思う。

最後に、本研究はスタート時点から、(株) 東芝、液晶開発センター山本和重研究員、同社研究開発センター、新機能材料・デバイスラボラトリー源間信弘室長と共同で行ってきた研究であり、3 人の協力により初めて得られた研究成果であることを記させていただくとともに、本研究を行うにあたり多大なご支援をいただきました、(株) 東芝、研究開発センター東実所長をはじめとする同センターの皆様にも深く感謝いたします。

## 文 献

- 1) O. A. Kocharovskaya and Ya. I. Khanin: "Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion," *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **48** (1988) 581-584 [*JETP Lett.*, **48** (1988) 630-634].
- 2) S. E. Harris: "Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances," *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 1033-1036.
- 3) A. S. Zibrov, M. D. Lukin, D. E. Nikonov, L. Hollberg, M. O. Scully, V. L. Velichansky and H. G. Robinson: "Experimental demonstration of laser oscillation without population inversion via quantum interference in Rb," *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 1499-1502.
- 4) K.-J. Boller, A. Imamoglu and S. E. Harris: "Observation of electromagnetically induced transparency," *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2593-2596.
- 5) A. S. Zibrov, M. D. Lukin, L. Hollberg, D. E. Nikonov, M. O. Scully, H. G. Robinson and V. L. Velichansky: "Experimental demonstration of enhanced index of refraction via quantum coherence in Rb," *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 3935-3938.
- 6) G. Z. Zhang, M. Katsuragawa, K. Hakuta, R. I. Thompson and B. P. Stoicheff: "Sum-frequency generation using strong-field coupling and induced transparency in atomic hydrogen," *Phys. Rev. A*, **52** (1995) 1584-1593.
- 7) K. M. Gheri, C. Saavedra and D. F. Walls: "Intracavity second-harmonic generation using an electromagnetically induced transparency," *Phys. Rev. A*, **48** (1993) 3344-3361.
- 8) A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C.

- Chohen-Tannoudji: "Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping," *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826-829.
- 9) A. M. Akul'sin, A. A. Celikov and V. L. Velichansky: "Sub-natural absorption resonances on the D<sub>1</sub> line of Rubidium induced by coherent population trapping," *Opt. Commun.*, **84** (1991) 139-143.
  - 10) T. Pellizzari: "Quantum computers, error-correction and networking: Quantum optical approaches," *Introduction to Quantum Computation and Information*, eds. H.-K. Lo, S. Popescu and T. Spiller (World Scientific, Singapore, 1998) pp. 270-310.
  - 11) S. E. Harris: "Electromagnetically induced transparency," *Phys. Today*, **50**, 7 (1997) 36-42.
  - 12) M. O. Scully and M. S. Zubairy: *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997) pp. 222-231.
  - 13) 白田耕蔵: "量子干渉効果を組み込んだ光学過程", *応用物理*, **65** (1996) 919-925.
  - 14) 市村厚一, 山本和重, 源間信弘: "固体の電磁波誘起透明化現象", *応用物理*, **68** (1999) 1021-1026.
  - 15) K. Ichimura, K. Yamamoto and N. Gemma: "Evidence for electromagnetically induced transparency in a solid medium," *Phys. Rev. A*, **58** (1998) 4116-4120.
  - 16) Y. Zhao, C. Wu, B. S. Ham, M. K. Kim and E. Awad: "Microwave induced transparency in Ruby," *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 641-644.
  - 17) B. S. Ham, M. S. Shahriar and P. R. Hemmer: "Enhanced nondegenerate four-wave mixing owing to electromagnetically induced transparency in a spectral hole-burning crystal," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 1138-1140.
  - 18) K. Yamamoto, K. Ichimura and N. Gemma: "Enhanced and reduced absorption via quantum interference: Solid system driven by a rf field," *Phys. Rev. A*, **58** (1998) 2460-2466.
  - 19) Y. Yang, S.-Y. Zhu and M. S. Zubairy: "Quantum interference-enhanced spontaneous emission and population oscillation in photonic crystals," *Opt. Commun.*, **166** (1999) 79-84.
  - 20) 市村厚一, 山本和重, 源間信弘: "電磁波誘起透明化 (EIT) を固体で実現した希土類イオン分散結晶 Pr<sup>3+</sup>:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>", *固体物理*, **34** (1999) 715-723.

(2000年6月7日受理)