

量子干渉効果による光情報記録

光 永 正 治

Optical Information Storage by Quantum Interference

Masaharu MITSUNAGA

By quantum mechanical interference in a three-level atomic system, an otherwise opaque medium for a certain laser beam can be made transparent by the application of another beam. This remarkable phenomenon, well known as electromagnetically induced transparency, becomes even more surprising if we consider the pulse propagation of the incident beam. The input laser pulse propagates as so-called dark-state polariton, the superposition of light and sublevel atomic coherence, and its group velocity can be controlled at will by adjusting the intensity of the second beam. Furthermore, by turning the second beam slowly off, the laser pulse can be halted in the medium, and by turning it back on again after a while, the pulse can be retrieved. Since the pulse-shape and even the quantum-mechanical properties of the input pulse can be preserved in this storage period, this method is expected to work as a novel type of optical memory, especially for a quantum information processing device.

Key words: quantum interference, electromagnetically induced transparency, dark-state polariton, quantum information storage, cold atoms

レーザーの発明と同時に始まった非線形光学により、量子力学的な(3準位以上の)多準位をもつ原子と、そこに入射する複数のモードのレーザー光の共鳴的な相互作用の研究が盛んに行われるようになった¹⁻³⁾。これは、二光子吸収や誘導ラマン効果等で、広く理解されるところとなつたが、1980年代後半になると、Harrisらを中心に多準位原子-多光波の相互作用による量子干渉効果の研究が始まった⁴⁻⁶⁾。これにより、一方の光による他方の光信号の制御が積極的に行われるようになる。1990年代になると、試料の選択も、室温原子蒸気から冷却原子⁷⁻¹¹⁾、さらにはボーズ凝縮原子^{12,13)}、あるいは固体^{14,15)}へと広がり、また研究領域も、電磁誘導透過、反転分布のないレーザー¹⁶⁻¹⁸⁾、レーザー冷却技術(速度選択コヒーレントポビュレーショントラッピング¹⁹⁾)、超高分解分光^{20,21)}、共振器中の量子干渉効果²²⁻²⁴⁾等、数々の応用分野へ裾野を広げて、多くの実験家、理論家を巻き込んでいった。

量子干渉効果は、さらに未知の新しい領域へと踏み込んでいく。1999年のHauらによる秒速17mの超低速光パルス伝搬の観測¹²⁾がそれで、この、真空中より7桁も遅い、自動車の速度程度の光パルスの発見は学界に衝撃を与え、前後して、多準位多光波系におけるパルス伝搬の問題が喧しく議論されるようになった²⁵⁻³⁰⁾。さらに2001年には、光パルスは媒質中をゆっくり動くのみならず、制御光のオン-オフにより、媒質中で静止したり、また動き始めたりするという、一見驚くべき現象が予言され^{31,32)}、そして検証されていった³³⁻³⁶⁾。応用の言葉でいえば、光パルス情報は媒質の中にそのまま保存され、任意の時刻にその情報を読み出すことが可能となる。さらに、光の量子力学的状態さえも保存することが可能であるという。では一体どのようなメカニズムで、そのような光情報記録が実現できるのか。本稿では、量子干渉効果の原理から説き起こし、これに基づいた光情報記録の機構について概説する。

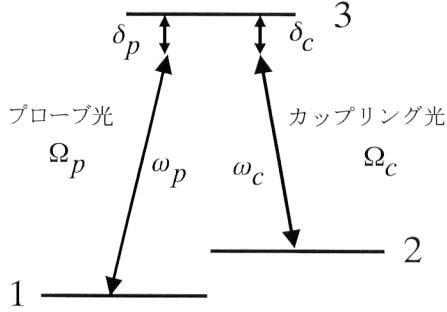


図1 3準位系原子のエネルギー準位図と、入射するプローブ光(周波数 ω_p , ラビ周波数 Ω_p)とカップリング光(周波数 ω_c , ラビ周波数 Ω_c).

1. 暗状態 (dark state) と電磁誘導透過 (EIT)

まず、この解説の根幹をなす概念である暗状態 (dark state) と電磁誘導透過 (electromagnetically induced transparency: EIT) の説明から始めよう^{37,38)}. 考える系は、図1に示されるようなA型の3準位系と2光波が相互作用する場合である。簡単のため、本節では共鳴の場合のみを考え、準位1-3間に共鳴する光をプローブ光(ラビ周波数 Ω_p)、準位2-3間に共鳴する光をカップリング光(ラビ周波数 Ω_c)とよぶ。この2つの光が照射された原子系は、シュレーディンガー方程式に緩和項を加えたリウビル方程式に従い時間発展していくが、定常状態においては、系の波動関数 $|\Psi\rangle$ は以下の式で表される状態に落ち着くことが知られている^{39,40)}.

$$|\Psi\rangle = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} |1\rangle - \frac{\Omega_p}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}} |2\rangle \quad (1)$$

この状態の特徴は、式(1)の中にすべて表現されているといつても過言ではない。まず、式(1)には状態 $|3\rangle$ が含まれていないから、励起準位の分布数はゼロ、したがって自然放出光もゼロである(蛍光の消失)。分布数は、準位1, 2間にのみ分配される。これゆえ、この状態を暗状態(dark state)、この現象を coherent population trapping (CPT)⁴¹⁾とよぶ。さらに、状態 $|3\rangle$ の係数がゼロだから、準位1-3間、準位2-3間のコヒーレンスもゼロとなり、それぞれの遷移の双極子モーメントの期待値もゼロである。すなわち、プローブ光、カップリング光はともに吸収を受けずに伝搬する。このように2光波の存在により系が透明化する現象を特別に電磁誘導透過(EIT)とよぶ。

比較のために、最も単純な2準位に共鳴する1光波の場合の定常状態を考えてみよう。よく知られる定常状態は式(1)のような純粋状態では表現できず、緩和定数を含んだ混合状態となる。また励起準位には、光を強くすれば、最大50%まで分布させることができる。すなわち、入射光のエネルギーは吸収され、自然放出光として散逸していく。

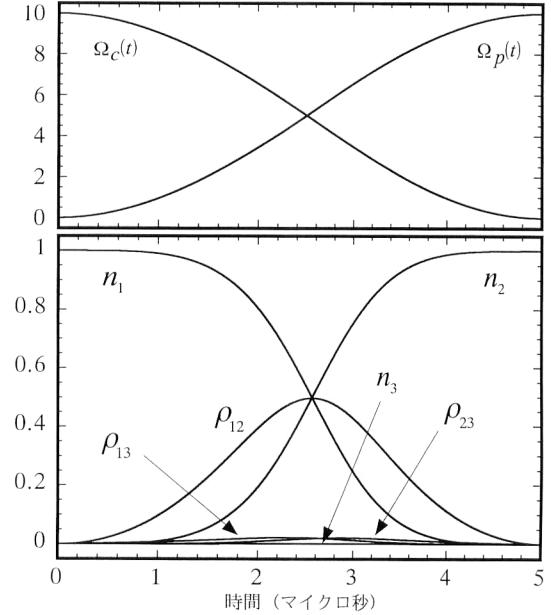


図2 プローブ光とカップリング光強度をゆっくり時間変化させたときの、分布数(n_1 , n_2 , n_3)とコヒーレンス(ρ_{13} , ρ_{12} , ρ_{23})の時間的振る舞い。パラメーターは、 $\gamma/2\pi=5\text{MHz}$, $\gamma_s=\delta_c=\delta_p=0$.

暗状態のもうひとつの特徴は、系を断熱的に変化させると、暗状態が保たれることである。式(1)より準位1と準位2の分布数 n_1 , n_2 の比は、2光波の強度の比、あるいは正確には $n_1/n_2 = \Omega_c^2/\Omega_p^2$ となる。しかし、光強度を十分ゆっくり変化させる場合(正確には、パルスの変化時間 τ_p が $\tau_p \gg \gamma/(\Omega_p^2 + \Omega_c^2)$ を満足する場合³³⁾、ここで γ は励起準位の位相緩和レート)は、 $n_1(t)/n_2(t) = \Omega_c^2(t)/\Omega_p^2(t)$ が成立する。そのような例を図2に示そう。これは、 $t=0$ で分布数が準位1にあるとし、 Ω_c のみがオン、 Ω_p がオフであるような初期状態から出発し、 Ω_c を徐々にオフ、 Ω_p を徐々にオンにしていった場合の分布数とコヒーレンスの時間的発展を数値解析したものである。図より明らかなように、分布数は準位1から準位2にスムーズに移行するが、励起準位の分布数 n_3 はゼロのままである。このようにして、一度も原子を準位3に励起することなく、準位1と準位2の分布数を意のままに分配できる。このような断熱的な分布数の移行は、原子ビームや冷却原子のビームスプリッターとしても利用されている^{42,43)}。

2. EIT 媒質中のパルス伝搬

以上で述べたEIT媒質中を、何らかの時間波形をもつプローブパルスが伝搬していく場合、どのような現象が予測されるだろうか。これを知るために、EIT媒質中におけるプローブ光の吸収係数 α と屈折率 $\Delta n = n - 1$ の表式を知らねばならない。これらは、プローブ光が十分弱いとし

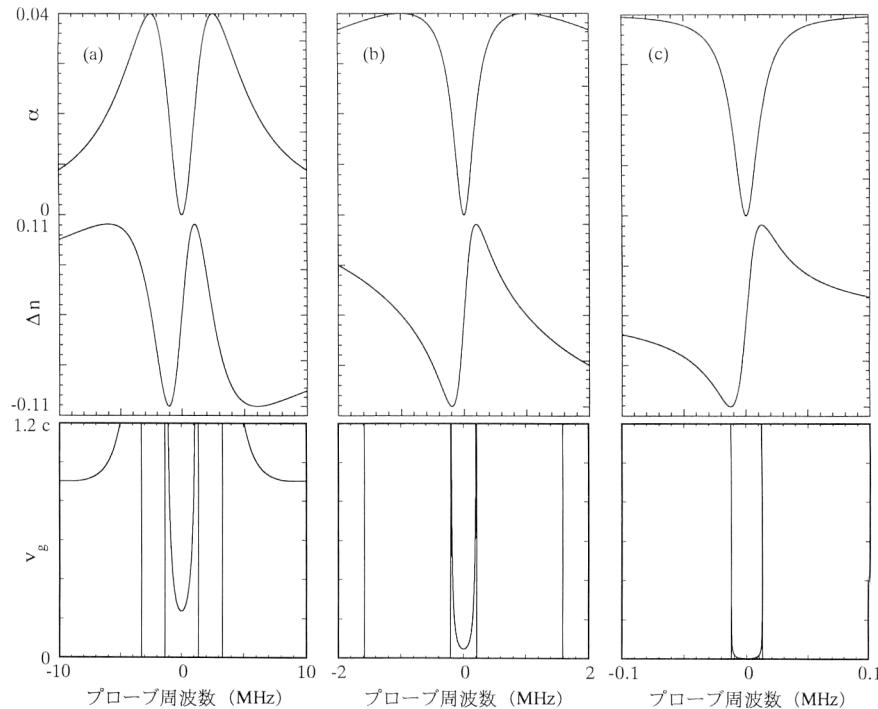


図3 EIT 媒質における吸収係数 α (式(2)参照), 屈折率 Δn (式(3)参照) と群速度 v_g (式(4)参照) スペクトルの数値解析. (a), (b), (c) は, $\Omega_c/2\pi$ がそれぞれ, 5 MHz, 2 MHz, 0.5 MHz の場合. パラメーターは, $\gamma/2\pi=5$ MHz, $\beta=56$, $\gamma_s=\delta_c=0$.

て以下のように表される¹⁰⁾.

$$\alpha(\delta_p) = \frac{kN|\mu|^2}{\epsilon_0\hbar} \frac{\gamma\gamma_s^2 + \gamma\delta_s^2 + \gamma_s\Omega_c^2/4}{(\gamma\gamma_s - \delta_p\delta_s + \Omega_c^2/4)^2 + (\gamma\delta_s + \gamma_s\delta_p)^2} \quad (2)$$

$$\Delta n(\delta_p) = \frac{N|\mu|^2}{2\epsilon_0\hbar} \frac{\delta_p\delta_s^2 + \gamma_s^2\delta_p - \delta_s\Omega_c^2/4}{(\gamma\gamma_s - \delta_p\delta_s + \Omega_c^2/4)^2 + (\gamma\delta_s + \gamma_s\delta_p)^2} \quad (3)$$

ここで, $\delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ はプローブ光の離調, $\delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ はカップリング光の離調で, $\delta_s = \delta_p - \delta_c$ は二光子共鳴の離調を表す. また, γ_s と γ はそれぞれ, 準位 1-2, 1-3(2-3) 間の位相緩和レート, μ , \hbar , ϵ_0 , N , k はそれぞれ 1-3 間の双極子モーメント, プランク定数, 真空の誘電率, 原子密度, プローブ光の波数である. 図3にこれらの典型的なスペクトルを示す(図3(a), (b), (c) は, $\Omega_c/2\pi=5$, 2, 0.5 MHz の場合)が, $\alpha(\delta_p)$ も $\Delta n(\delta_p)$ も原点付近に鋭い構造をもった曲線となる. この構造の領域は, 「透明窓領域」とよばれ, ここで吸収は消失し, 屈折率は急峻に変化する. 透明窓領域の半値全幅は, Ω_c が小さい場合は $2\gamma_s$, Ω_c が大きい場合は $\Omega_c^2/2\gamma$ で与えられ, Ω_c の増大とともに広くなる(図3の横軸のスケールの違いに注意). 一方, 媒質中のパルス伝搬の群速度 v_g は,

$$v_g = \frac{c}{n + \omega(dn/d\omega)} \quad (4)$$

と与えられるが, 屈折率が急峻に変化する場合, 式(4)の分母の第2項が重要な寄与をすることになる. この寄与は, 屈折率の表式(3)の微分を δ_p で評価することで求められる. 実際に $\gamma_s=0$ の場合に計算してみると,

$$v_g = \frac{c}{1 + \beta^2/\Omega_c^2} \quad (5)$$

となる. ここで, $\beta = \sqrt{2c\gamma\alpha_0}$, α_0 はピーク線形吸収係数で, 式(2)に $\Omega_c=0$, $\delta_p=0$ を代入することで, $\alpha_0 = kN|\mu|^2/\epsilon_0\hbar\gamma$ となる. このようにして, プローブパルスの群速度 v_g は, 制御光であるカップリング光強度 Ω_c の関数となり, Ω_c が β と比較して十分大きければ光速度 c であるが, 小さければいくらでも v_g を小さくでき, 最終的にはゼロにできる. Hauらは, ポーズ凝縮されたNa原子を用いて, 光速度が秒速17 mまでに遅くなることを見出し, 注目を浴びた¹²⁾. このような低速パルスは, その空間的広がりも同じだけ圧縮されることに注意したい. 例えば2 μsのパルス幅のパルスは, 真空中で600 mの広がりをもつが, 上記媒質中では, 34 μmとなり, すっぽりと媒質中におさまってしまう.

ここで, 式(5)だけながめた読者には, 「それでは, 最初から Ω_c をゼロにしておけば, 群速度はゼロになるのか」という素朴な疑問が起きるかもしれないが, さすがにそういうことはあり得ない. それは図3からも明白なように,

Ω_c を小さくすればするほど、透明窓領域も狭くなってくるからである。図 3 (a), (b), (c) の場合、 n の傾きが急峻になるに従って、原点での群速度 v_g は $0.24c$, $0.048c$, $0.003c$ と遅くなるが、透明幅は、 2 , 0.4 , 0.03 MHz と狭くなっていくことがわかる。入射パルスのスペクトルが透明幅内におさまるためにには、そのパルス幅が、透明幅の逆数程度の十分に長いパルスを入射する必要がある。結局、最初から群速度ゼロを狙うと、無限に長いパルス幅が必要になる。

逆に、与えられたパルス幅 τ_p のプローブパルスの群速度を試料入射時から遅くするには、以下の手順が必要である。
① 透明窓がプローブパルスのスペクトル幅より広くなるよう、 Ω_c を十分大きくとる。この条件は $\Omega_c^2 > \gamma/\tau_p$ となり、断熱条件と等価である。
② 次に、式(5)における β/Ω_c が十分大きくなるよう、大きな β をもつ試料を選ぶ。これは結局、線形吸収係数の大きな試料を選ぶことで、冷却原子が有利なのはこのためである。

3. 暗状態ポラリトンと光情報記録

上述の 3 準位、2 光波励起のリウビル方程式と、プローブパルスに関するマクスウェル方程式を連立させて解くことで、プローブパルスの伝搬が記述できることになる。Fleischhauer と Lukin は³¹⁾、この問題を解く際に、以下の物理量 $\phi(z, t)$ を導入した。

$$\phi(z, t) = \cos\theta\Omega_p(z, t) - \sin\theta\sigma(z, t) \quad (6)$$

ここで、 $\theta = \tan^{-1}(\beta/\Omega_c)$, $\sigma(z, t) = \beta\rho_{12}(z, t)$ である。 $\phi(z, t)$ は、プローブ光 Ω_p とサブレベルコヒーレンス ρ_{12} の線形結合の形をしており、カップリング光 Ω_c と β の強弱の比較により、光（プローブ光）に近かったり、原子（サブレベルコヒーレンス）に近かったりと姿を変える。そして、この $\phi(z, t)$ のことを暗状態ポラリトン（dark-state polariton）とよぶ。さて、このように表した $\phi(z, t)$ は、断熱近似の範囲では、以下の伝搬方程式を満足することが証明できる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2\theta \frac{\partial}{\partial z} \right) \phi(z, t) = 0 \quad (7)$$

すなわち、暗状態ポラリトンは、形を変えないまま媒質を伝搬していき、その群速度 v_g は、以下の式で表され、式(5)と一致する。

$$v_g = c \cos^2\theta = \frac{c}{1 + \beta^2/\Omega_c^2} \quad (8)$$

このようなパルス伝搬は、ソリトンにおける伝搬と異なり、特殊な波形のみに制限されることなく、任意の波形に適用できることを強調したい。式(7)のような暗状態ポラリトンは、カップリング光強度を伝搬の途中で断熱的に変化

させて伝搬速度を制御でき、極端な場合、パルスを止めることができる。この、「パルスが途中で止まってしまった状態」は、人により、pulse trapping, 光の凍結、等表現されるが、最も一般的に、光の記録（storage of light）とよばれる。ただし、 $v_g = 0$ のとき $\theta = \pi/2$ であり、式(6)よりポラリトンの光成分はゼロである。すなわち、正確な言い回しをすれば、プローブ光はサブレベルコヒーレンスに姿を変えて、媒質に記録される。いったん止まったパルスも、カップリング光をゆっくりと印加することで再び動き始める。以上をまとめると、量子干渉効果を用いた光情報記録と再生は、以下の手順に従う。
① 制御光を一定値にしておいて、媒質にデータパルスを入射する。
② データパルスが媒質に入り切ったら、制御光を徐々にゼロまで弱める。データパルスは媒質に保存される。
③ データを読み出したいとき、再び制御光を徐々に強める。データパルスは再び動き始め、媒質より出射される。

さて、以上の議論は、簡単のため、光を古典的に扱う半古典論で述べてきたが、プローブ光を量子論的に扱ってもまったく同様の結果が導かれる。この場合、光の量子状態はそのまま原子系に移行される。具体的には、真空状態 $|0\rangle$ は、 N 個のすべての原子が準位 1 にある状態 $|1_1, 1_2, \dots, 1_N\rangle$ に対応する。プローブフォトン 1 個 $|1\rangle$ を記録すると、原子系は、 $\sum_{j=1}^N |1_1, \dots, 2_j, \dots, 1_N\rangle / \sqrt{N}$ (どれか 1 個の原子が準位 2 に移行した状態の重ね合わせ) となり、光子数状態 $|n\rangle$ の記録は、 n 個の原子が準位 2 に移行した状態になる。 $(N \gg n$ とする。) 任意の量子状態の光 $\sum_n c_n |n\rangle$ に対して、対応する原子状態が存在する。当然、読み出しに際しては、逆過程が起こり、書き込み量子状態のまま出射される。このような量子状態の保存が可能なのは、第 1 章で述べたように、書き込み、読み出しの全過程において励起状態 3 に原子が移ることはないという事実による。これにより、散逸過程である自然放出光は発生せず、エネルギーは、プローブ光、カップリング光、原子系でやりとりされるのみである。

4. 数値解析

リウビル・マクスウェル方程式を連立させて実際に数値解析した結果を図 4 に示す。プローブパルス振幅 $\Omega_p(z, t)$ とサブレベルコヒーレンス $\rho_{12}(z, t)$ の挙動を三次元プロットと等高線プロットで示してある。カップリング光 Ω_c は、図 4 左に示すように、 $t = 4 \mu s$ で徐々にオフ、 $t = 12 \mu s$ で徐々にオンになるような時間依存性をもつとし、簡単のためその z 依存性は考えないとする。時刻 $t = 0$ 付近では、パルス幅 $0.5 \mu s$ の Ω_p が、 ρ_{12} を伴いながらほぼ光速度で +

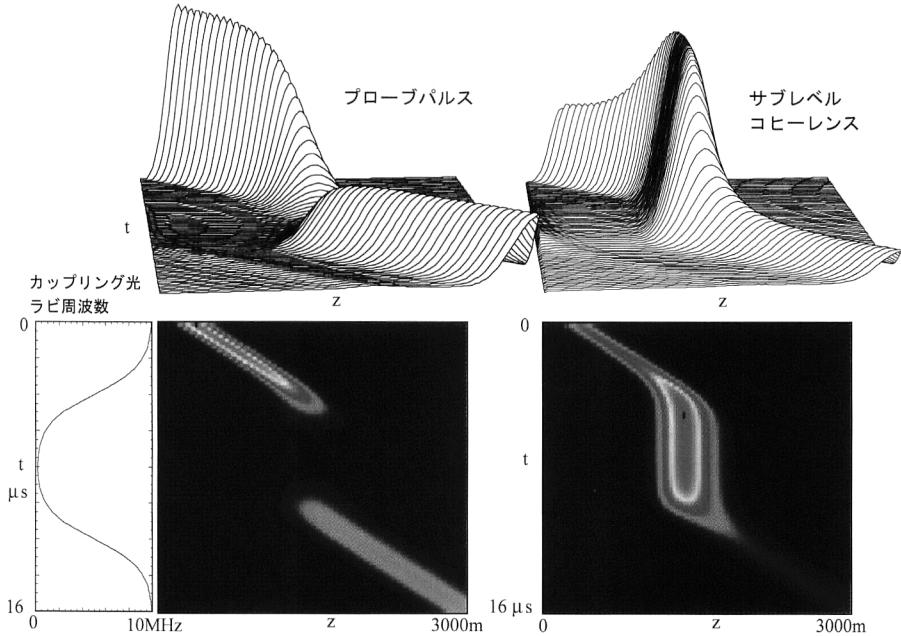


図4 光情報記録の数値解析。カップリング光ラビ周波数を、左図に示すように、 $\Omega_c(t)/2\pi=10 [1-0.5\tanh \{0.6(t-4)\}+0.5\tanh \{0.6(t-12)\}]$ MHzと変化させたとき、プローブパルス $\Omega_p(z, t)$ とサブレベルコヒーレンス $\rho_{12}(z, t)$ の伝搬の様子を示す。上図は三次元プロット、下図は等高線プロットである。縦軸が時間、横軸が距離であることに注意。プローブパルスのピークラビ周波数は0.2 MHz。

z 方向にポラリトン伝搬している。ここで Ω_c をゆっくりゼロに近付けると、 Ω_p は減速し、 ρ_{12} に変換され、ついには伝搬は止まる。 Ω_c が再び大きくなると、伝搬が再び始まる。解析では、断熱近似が完全でないため、出力パルスは少々減衰している。また、以上の条件でパルスの群速度を光速度→ゼロ→光速度と変化させようとすると、図4の横軸のスケールでもわかるように、3000 m 程度の途方もない長さの媒質が必要になる。実際は、前章で述べたように、媒質に入射する際にすでに群速度をほぼゼロに近い値にもっていくため、冷却原子のような短い試料長でもパルスの停止が可能となる。

5. 実験の現状

それでは、実際の光情報記録の現状はどうなのか、Hauらの実験を振り返ってみよう(図5)³³⁾。彼女らは、ボーズ凝縮を起こす直前の磁気トラップ中のNa冷却原子(0.9 μK)を用いて実験を行った。3準位系としては、冷却遷移とは別の、D1線(589.6 nm)を用い、準位1, 2として、それぞれ $3S_{1/2}, |F=1, m_F=-1\rangle, |F=2, m_F=+1\rangle$ 状態、準位3として、 $3P_{1/2}, |F=2, m_F=0\rangle$ 状態を用いている。最初にカップリング光 0.8 mW/cm^2 をオンの状態でパルス幅 $5.7 \mu\text{s}$ のプローブ光を入れたところ、出射プローブ光は冷却原子雲がないときに比べ $11.8 \mu\text{s}$ 遅れて観測された(図5(a))。原子雲のサイズが $339 \mu\text{m}$ だから、これは群速度28

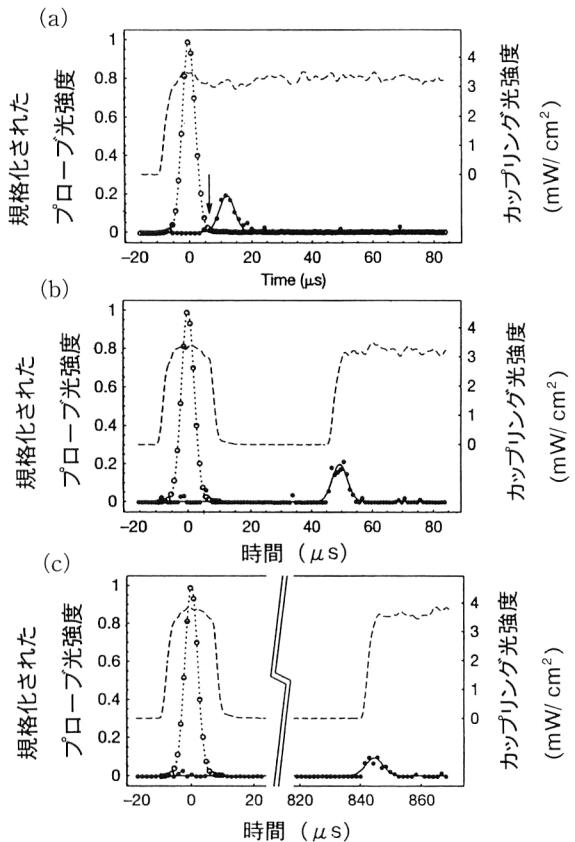


図5 冷却Na原子を用いた光情報記録実験(文献33)より転載)。カップリング光(上点線)、原子雲がない場合の参照プローブ光(下点線)、原子雲があるときの出力プローブ光(下実線)の時間波形を示す(丸印は実験結果、線はフィッティング)。(a), (b), (c)はそれぞれ、カップリング光をオフにしない場合、 $44.3 \mu\text{s}$ の間オフにした場合、 $840 \mu\text{s}$ の間オフにした場合を示す。

m/s に相当する。この結果から原子雲内でのパルスの広がりは $169 \mu\text{m}$ と見積もられるから、パルスはある瞬間ではすっぽり原子雲の中におさまっていることがわかる。この状態でカップリング光をオフにし、 $44.3 \mu\text{s}$ 後、あるいは $840 \mu\text{s}$ 後に再びオンにしたのが図 5(b), (c) であるが、読み出しに応じて、プローブ光が出力されるのを観測することができた。読み出し時刻を遅くすると出力は指数関数的に下がってくるが、その減衰時間は 0.9 ms と測定され、これがこの情報の記録時間ということになる。この時間は原子雲の弾性衝突の平均自由時間であろうと推測している(一般に、古典情報であれ量子情報であれ、記録時間は、サブレベルコヒーレンス ρ_{12} の減衰時間によって決まる)。このような EIT 媒質による光情報記録の実験は、その後室温の原子蒸気でも観測されている³⁴⁾。一方、古典的でない量子光情報の記録再生は、今のところ報告がない。古典光パルスの記録再生は、他の手法、例えば光エコー⁴⁴⁾を用いても実現できているので、量子情報記録の検証が急がれるところである。

以上、光情報記録の機構を説明してきたが、それでは、記録媒体という意味では、どの材料が適しているのか。この特集号のテーマである冷却原子は、① 不均一広がりをもたない、② 高密度である、③ 非線形性が強い、という意味では、明らかに他の材料よりすぐれている。ただし、装置が複雑である難点がある。また、BEC のような巨視的量子状態での光情報記録に何らかの質的な差異が出てくるのか等の研究も待たれるところである。固体 EIT 材料もデバイス化という意味では非常に興味がもてるが、やはりサブルベルコヒーレンスを持続させる程度の極低温での実験になるとところがネックとなろう。

量子力学的な原理に基づく新しい通信や計算を用いる量子情報処理の分野では、情報の伝達媒体として光の量子力学的状態、例えば単一光子状態等を用いる。この、きわめて擾乱に敏感な、壊れやすい状態を伝達、処理、記録することは、量子情報ネットワークの構築に不可欠であることは言を俟たない^{3,45)}。特に記録に関しては研究が遅れていたが、本稿で説明した量子干渉効果による光情報記録により、散逸を伴わない光量子状態の保存、再生に最適の手法を得たといえる。このような光情報記録の研究の発展により、冷却原子や量子干渉効果ではなほなしの成果をみせた量子光学分野と、成長著しい量子情報分野がさらに結びつきを強め、大きく進展を遂げることを期待している。

文 献

- 1) D. Suter: *The Physics of Laser-Atom Interactions* (Cambridge University Press, 1997).
- 2) M. D. Levenson and S. S. Kano: 非線形レーザー分光学 (オーム社, 1988).
- 3) 松岡正浩: 量子光学 (裳華房, 2000).
- 4) S. E. Harris: "Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances," *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 1033-1036.
- 5) S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu: "Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency," *Phys. Rev. Lett.*, **64** (1990) 1107-1110.
- 6) K.-J. Boller, A. Imamoglu and S. E. Harris: "Observation of electromagnetically induced transparency," *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2593-2596.
- 7) A. V. Durant, H. X. Chen, S. A. Hopkins and J. A. Vaccaro: "Zeeman-coherence-induced transparency and gain without inversion in laser-cooled rubidium," *Opt. Commun.*, **151** (1998) 136-146.
- 8) M. Mitsunaga, T. Mukai, K. Watanabe and T. Mukai: "Dressed-atom spectroscopy of cold Cs atoms," *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (1996) 2696-2700.
- 9) M. Mitsunaga and N. Imoto: "Observation of an electromagnetically induced grating in cold sodium atoms," *Phys. Rev. A*, **59** (1999) 4773-4776.
- 10) M. Mitsunaga, M. Yamashita and H. Inoue: "Absorption imaging of electromagnetically induced transparency in cold sodium atoms," *Phys. Rev. A*, **62** (2000) article no. 013817.
- 11) M. Yan, E. G. Rickey and Y. Zhu: "Electromagnetically induced transparency in cold rubidium atoms," *J. Opt. Soc. Am. B*, **18** (2001) 1057-1062.
- 12) L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi: "Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas," *Nature*, **397** (1999) 594-598.
- 13) V. Ahufinger, R. Corbalán, F. Cataliotti, S. Burger, F. Minardi and C. Fort: "Electromagnetically induced transparency in a Bose-Einstein condensate," *Opt. Commun.*, **211** (2002) 159-165.
- 14) B. S. Ham, M. S. Shahriar, M. K. Kim and P. R. Hemmer: "Frequency-selective time-domain optical data storage by electromagnetically induced transparency in a rare-earth-doped solid," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 1849-1851.
- 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) 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.
- 17) G. G. Padmabandu, G. R. Welch, I. N. Shubin, E. S. Fry, D. E. Nikonov, M. D. Lukin and M. O. Scully: "Laser oscillation without population inversion in a sodium atomic beam," *Phys. Rev. Lett.*, **76** (1996) 2053-2056.
- 18) J. Kitching and L. Hollberg: "Interference-induced optical gain without population inversion in cold, trapped atoms," *Phys. Rev. A*, **59** (1999) 4685-4689.
- 19) A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C.

- Cohen-Tannoudji: "Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping," Phys. Rev. Lett., **61** (1988) 826-829.
- 20) M. Stähler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, and V. Yudin: "Coherent population trapping resonances in thermal ^{85}Rb vapor: D₁ versus D₂ line excitation," Opt. Lett., **27** (2002) 1472-1474.
 - 21) K. Motomura and M. Mitsunaga: "High-resolution spectroscopy of hyperfine Zeeman components of the sodium D₁ line by coherent population trapping," J. Opt. Soc. Am. B, **19** (2002) 2456-2460.
 - 22) H. Wang, D. J. Goorskey, W. H. Burkett and M. Xiao: "Cavity-linewidth narrowing by means of electromagnetically induced transparency," Opt. Lett., **25** (2000) 1732-1734.
 - 23) H. Wang, D. Goorskey and M. Xiao: "Enhanced Kerr nonlinearity via atomic coherence in a three-level atomic system," Phys. Rev. Lett., **87** (2001) article no. 073601.
 - 24) H. Wang, D. Goorskey and M. Xiao: "Controlling the cavity field with enhanced Kerr nonlinearity in three-level atoms," Phys. Rev. A, **65** (2002) article no. 051802.
 - 25) M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry and M. O. Scully: "Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas," Phys. Rev. Lett., **82** (1999) 5229-5232.
 - 26) D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester and Y. V. Yashchuk: "Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation," Phys. Rev. Lett., **83** (1999) 1767-1770.
 - 27) L. J. Wang, A. Kuzmich and A. Dogariu: "Gain-assisted superluminal light propagation," Nature, **406** (2000) 277-279.
 - 28) A. B. Matsko, Y. V. Rostovtsev, M. Fleischhauer and M. O. Scully: "Anomalous stimulated Brillouin scattering via ultraslow light," Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 2006-2009.
 - 29) L. Deng, M. G. Payne and E. W. Hagley: "Propagation of light pulse in an ultra-cold atomic vapor: Mechanism for the loss of the probe field," Opt. Commun., **198** (2001) 129-133.
 - 30) L. Deng, E. W. Hagley, M. Kozuma and M. G. Payne: "Optical-wave group-velocity reduction without electromagnetically induced transparency," Phys. Rev. A, **65** (2002) article no. 051805.
 - 31) M. Fleischhauer and M. D. Lukin: "Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency," Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 5094-5097.
 - 32) O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev and M. O. Scully: "Stopping light via hot atoms," Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 628-631.
 - 33) C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi and L. V. Hau: "Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses," Nature, **409** (2001) 490-493.
 - 34) D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth and M. D. Lukin: "Storage of light in atomic vapor," Phys. Rev. Lett., **86** (2001) 783-786.
 - 35) A. B. Matsko, Y. V. Rostovtsev, O. Kocharovskaya, A. S. Zibrov and M. O. Scully: "Nonadiabatic approach to quantum optical information storage," Phys. Rev. A, **64** (2001) article no. 043809.
 - 36) A. S. Zibrov, A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. V. Rostovtsev, G. R. Welch and M. O. Scully: "Transporting and time reversing light via atomic coherence," Phys. Rev. Lett., **88** (2002) article no. 103601.
 - 37) 白田耕藏: "量子干渉効果を組み込んだ光学過程", 応用物理, **65** (1996) 919-925.
 - 38) 白田耕藏: "量子コヒーレンスによる光学応答の制御", 応用物理, **70** (2001) 138-148.
 - 39) M. O. Scully and M. S. Zubairy: *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).
 - 40) 光永正治: "新しい原理のレーザー (2)-反転分布のないレーザー-", 光学, **30** (2001) 538-542.
 - 41) E. Arimondo and G. Orriols: "Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping," Lett. Nuovo Cimento, **17** (1976) 333-338.
 - 42) J. Lawall and M. Prentiss: "Demonstration of a novel atomic beam splitter," Phys. Rev. Lett., **72** (1994) 993-996.
 - 43) L. S. Goldner, C. Gerz, R. J. C. Spreeuw, S. L. Rolston, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Marte and P. Zoller: "Momentum transfer in laser-cooled cesium by adiabatic passage in a light field," Phys. Rev. Lett., **72** (1994) 997-1000.
 - 44) T. W. Mossberg: "Time-domain frequency-selective optical data storage," Opt. Lett., **7** (1982) 77-79.
 - 45) M. D. Lukin and A. Imamoglu: "Controlling photons using electromagnetically induced transparency," Nature, **413** (2001) 273-276.

(2002年12月2日受理)