

修士論文 (2001年度)**電磁誘起媒質透明化によるコヒーレント光の凍結と再生における緩和の研究**

東京大学大学院総合文化研究科 東松 修太郎

Study on relaxation processes in freezing and reviving of coherent light by Electromagnetically Induced Transparency

目次

1.	イントロダクション	301
2.	光の凍結と再生について	302
3.	光の凍結と再生の理論	303
4.	コヒーレント光の凍結と再生	309
5.	プローブパルスの緩和の理論	313
6.	緩和時間と原子の圧力、温度依存性	316
7.	まとめと今後の展望	317
付録 A	SVAP 近似について	318
付録 B	Dicke 状態	319
付録 C	拡散以外の緩和の効果	320

1. イントロダクション

光は情報を運ぶ丈夫で手軽な媒体である。そのため、近年は量子情報通信や量子コンピュータを実現するための媒体の候補として非常に注目されている。しかしながら、光子同士は相互作用しない。また、光子は物質と相互作用するものの、物質による吸収によってそれが運ぶ情報が破壊されてしまう。そのため、光を時間的、空間的に制御するのはたいへん難しいとされてきた。しかし、最近になって Walsworth と Lukin らのグループ、および Hau らのグループが独立に、光のパルスを実質的に停止させることにはじめて成功した[1,2]。

1914年、Sommerfeld と Brillouin、およびそれを応用した1970年の Garrett と McCumber の研究などは、光の速度のひとつである光パルスのピークの伝達速度(群速度)は、媒質による吸収に伴う分散によって真空中の光速より速くなったり(スーパールミナル効果)、あるいは遅くなったり(サブミナル効果)することを指摘した[3,4,5]。しかしながら、これらの効果が顕著にみられる周波数領域では媒質による吸収がおおきく、透過するエネルギーが小さいため、この効果を実験的に観測するのは困難であった。近年、媒質がプローブに使う光を増幅するような効果をもたせることにより可視光領域でのスーパールミナル現象が観測された[6]。また、電磁誘起媒質透明化(Electromagnetically Induced Transparency 略して EIT)と呼ばれる現象を用いることにより、吸収をさけながら可視光領域のサブミナル現象が観測された[7,8,9]。

EIT は、3準位系をもつような原子に特有の現象で、2本のレーザー光を用いて原子の3準位をコヒーレントに結合することで、通常の吸収領域の中心で吸収を消失させる現象である[10]。この領域では、光の吸収がなくなりかつ分散の効果が大きくなるという不思議な現象がおこる。1999年、Hauらは媒体としてNa原子の Bose-Einstein 凝縮体(BEC)をもちいることにより、EITの効果によってプローブ光の群速度を 60km/h まで引き下げることに成功している。2000年になって、Fleischhauer と Lukin はEITによるプローブ光の群速度の減速についての新しい理解を提案した。それは、EITの状態にある媒質でのプローブ光は、原子と相互作用することによりダークステートポラリトンと呼ばれる原子光子結合系をつくるというものである[11]。この理論に基づくと、プローブパルスとは別の原子準位に結合させている光（コントロール光）の強度を断熱的に小さくして切ってしまうことにより、プローブパルス、すなわちダークステートポラリトンは群速度が0になる。このときダークステートポラリトンは原子の集団的励起である「スピン」の形になっている。そして、再びコントロール光を断熱的に大きくしていくことにより、プローブ光を再生することができる（光の凍結と再生）。

以上にもとづいて、2001年はじめに Walsworth と Lukin らは高温の Rb 原子をつめた容器を媒体として用いて、また Hau らは磁気トラップ中の Na 冷却原子を媒体として用いてコヒーレント光の凍結と再生に成功した。これにより、従来難しかった光の時間的、空間的制御を実現した。また、彼らは光のもつ情報を原子系のスピンへ非破壊的、可逆的にうつすことに成功したといえる。しかし、プローブパルスはさまざまな緩和過程によって減衰していく。私は修士課程の前半に BEC の研究をおこなった。そこで後半は将来の BEC への応用をにらみながら密な原子ガスを用いたコヒーレント光の凍結と再生における緩和効果について研究をすることにした。

本修士論文ではまず第2章で光の凍結と再生とはどんな現象なのかを簡単に議論する。次に、第3章で光の凍結と再生の理論を議論し、コヒーレント光の凍結と再生がダークステートポラリトンによって励起されるコヒーレントダークステートを用いて説明できることを示す。さらに、われわれは ^{87}Rb 原子の蒸気を用いてコヒーレント光の凍結と再生に成功した。そこで、第4章のコヒーレント光の凍結と再生で我々の実験結果を示す。次に、第5章でプローブパルスの緩和の理論を議論し、プローブパルスを凍結している間（ダークステートポラリトンが原子的なとき）のおもな緩和が拡散によっておきるであろうことを予測する。さらに、それをたしかめるための実験の結果を第6章で議論する。そして最後に第7章のまとめと今後の展望でこの実験のこれからの課題について議論する。

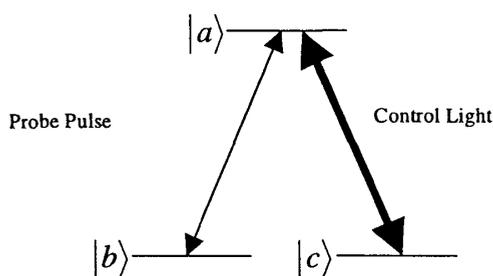


図2.1 3準位系の原子

2. 光の凍結と再生について

この章では本論文のメインテーマであるコヒーレント光の凍結と再生の実験について簡単に説明する。まず、図2.1のような三準位系をもつ密な原子媒体を用意する。もっともエネルギーの高い準位を $|a\rangle$ 、

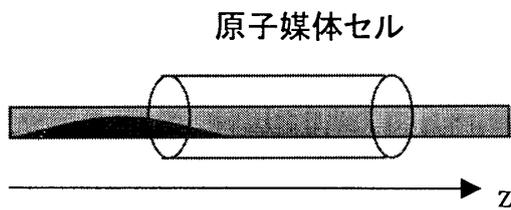


図2.2 最初の状態

その他の2つの準位を $|b\rangle$ と $|c\rangle$ とする。

原子ガスのセルには図の準位 $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ に共鳴するようなコントロール光と呼ばれるコヒーレント光が入射されている。そこにおなじ方向に伝搬する、

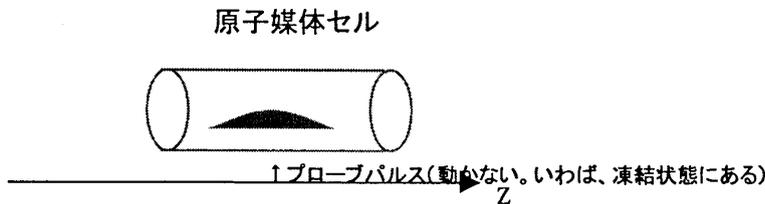


図2.3 コントロール光の強度が0になり、プローブパルスが凍結された状態

準位 $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ に共鳴するプローブパルスと呼ばれる光がやってくる。図2.2では濃色でかかっている。

プローブパルスは原子ガスの中にはいると原子とダークステートポラリトンと呼ばれる原子光子結合系をつくるので、群速度が遅くなり圧縮される。ここでコントロール光を切るとプローブパルス(ダーク

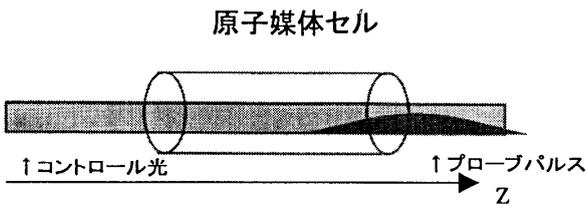


図2.4 再びコントロール光を入射し、プローブパルスが再生された状態

ステートポラリトン)は群速度が0になり完全にとまってしまう。(光の凍結 図2.3) 再びコントロール光を原子系にいれることでプローブパルスが再び進行しはじめ、セルの外にでてくる(光の再生 図2.4)。

第3章ではこの現象について理論的な説明を、第4章で我々の研究室での実験結果を示す。

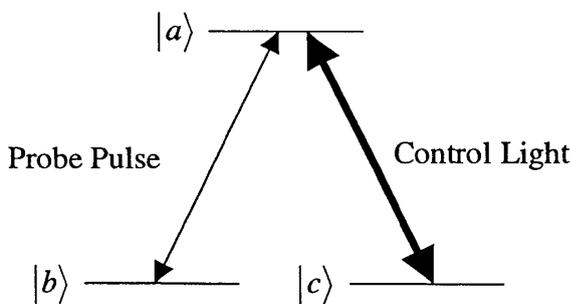


図3.1 理想的な3準位系。下の2準位から上準位 $|a\rangle$ にプローブパルスとコントロール光がカップルしている

3. 光の凍結と再生の理論

この章では、2章で説明した現象について理論的に説明する[11]。

図3.1のような理想的な三準位系をもつ原子を考える。原子は、下図のように準位 $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ に共鳴するような連続的で十分に

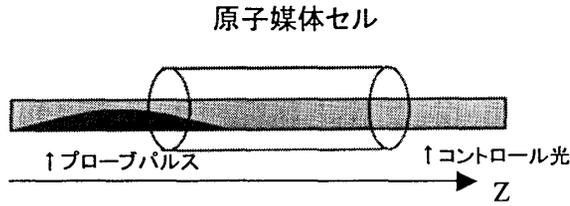


図3.2 最初の状態

強いコントロール光によって準位 $|b\rangle$ にほとんどのポピュレーションがあるとする。コントロール光で準位 $|c\rangle \rightarrow |a\rangle$ を共鳴させたときの Rabi 周波数を Ω_c とする。

このような状態で、準位 $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ に共鳴す

るプローブパルスセル中に入れる。

簡単のために、プローブパルス及びコントロール光の伝搬する方向を z 軸とする。プローブパルスはコントロールパルスに比べて十分に弱いものとし、量子化された電場 \hat{E} として扱えるとする。それは、伝搬する平面波として次のように表現できる。

$$\hat{E} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{ab}}{2\varepsilon_0 V_M}} \tilde{E}(z,t) \exp\left(i\frac{\omega_{ab}}{c}(z-ct)\right) \quad (3.1)$$

とおく。ただし、 V_M はモード体積で、原子と光子の相互作用領域である。また、 ω_{ab} は準位 $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ に共鳴する電磁波の周波数である。 c は真空中の光速、 t は時間、 ε_0 は真空の誘電率である。

$\tilde{E}(z,t)$ はプローブパルスの形などに依存する項である。

新たなオペレーター $\tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j$ を、

$$\tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j \equiv |\mu_j\rangle\langle\nu_j| \exp\left(i\frac{\omega_{\mu\nu}}{c}(z-ct)\right) = \hat{\sigma}_{\mu\nu}^j \exp\left(i\frac{\omega_{\mu\nu}}{c}(z-ct)\right) \quad (3.2)$$

と定義する。 $\hat{\sigma}_{\mu\nu}^j$ は j 番目の原子を $|\nu\rangle$ から $|\mu\rangle$ にフリップする演算子である。もし、 dz 中に $N_z \gg 1$ コの原子がいると、次の $\tilde{\sigma}_{\mu\nu}$ のような、原子の番号によらない連続的な演算子を考えられる。

$$\tilde{\sigma}_{\mu\nu}(z,t) = \frac{1}{N_z} \sum_{z_j \in N_z} \tilde{\sigma}_{\mu\nu}^j \quad (3.3)$$

原子-光子相互作用ハミルトニアン \hat{V} は、相互作用表示で

$$\hat{V} = -\wp_{ba} \sum_{j=1}^N (\hat{\sigma}_{ab}^j \hat{E}(z_j) + \hat{E}^+(z_j) \hat{\sigma}_{ba}^j) - \hbar \sum_{j=1}^N (\hat{\sigma}_{ac}^j \Omega_C(z_j) + \hat{\sigma}_{ca}^j \Omega_C^*(z_j)) \quad (3.4)$$

$$\wp_{ba} = a \left(\frac{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3 \Gamma_{\text{natural}}}{\omega_{ba}^3} \right)$$

ただし、 \wp_{ba} は $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ 遷移のダイポールモーメントで、Clebsch-Gordan 係数 a に比例する。

N はセルの中にある全原子数をあらわす。 Γ_{natural} は自然幅である。 \hat{V} の第1項はプローブパルスと原子の相互作用を、第2項はコントロール光と原子の相互作用を表す。

ここで、 dz が十分に小さくかつ $N_z \gg 1$ の原子を含んでいるとして統計力学の原理を適用すると、

$$\sum_{j=1}^N \rightarrow \frac{N}{L} \int dz \frac{1}{N_z} \sum_{z_j \in N_z} \quad (3.5)$$

がなりたつ。よって、相互作用ハミルトニアンは、

$$\hat{V} = -\frac{1}{L} \int dz \hbar g N (\tilde{\sigma}_{ab}(z,t) \tilde{E}(z,t) + \tilde{E}^+(z,t) \tilde{\sigma}_{ba}(z,t)) - \frac{1}{L} \int dz \hbar N (\Omega_C(z,t) \tilde{\sigma}_{bc}(z,t) + \tilde{\sigma}_{cb}(z,t) \Omega_C^*) \quad (3.6)$$

である。コントロール光の Rabi 周波数は実数なので、 $\Omega_C = \Omega_C^*$ 。

ここで、 g は $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$ 遷移に対応する原子光子結合定数で、

$$g = \wp_{ba} \sqrt{\frac{\omega_{ba}}{2\hbar\epsilon_0 V_M}} \quad (3.7)$$

である。

この式と原子密度から、 $g\sqrt{N}$ を求めることができる。我々の実験系の場合、 $g\sqrt{N}$ は典型的には

100-1000MHz 程度、 $(g\sqrt{N})^{-1}$ は 1-10ns 程度になっている。

次に、電場に関する微分方程式は、物質中の電磁場に関する Maxwell 方程式に SVAP の近似 (付録 A 参照) を用いると、

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right] \tilde{E}(z,t) = igN \tilde{\sigma}_{ba}(z,t) \quad (3.8)$$

のようになる。

一方、 $\tilde{\sigma}_{\mu\nu}$ の時間発展は Heisenberg-Langevin 方程式による。

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{\mu\nu} = \frac{i}{\hbar} [\hat{V}, \tilde{\sigma}_{\mu\nu}] - \gamma_{\mu\nu} \tilde{\sigma}_{\mu\nu} + F_{\mu\nu} \quad (3.9)$$

ただし、 $\gamma_{\mu\nu}$ は現象論的にとりいれられたインコヒーレント緩和のレートで、 $F_{\mu\nu}$ は時間に関して δ 関数的に寄与する Langevin ノイズオペレーターである。ほとんどの原子が状態なので、(3.10)を逐次近似で解くときの0次の近似式

$$\tilde{\sigma}_{aa}^{(0)} = \tilde{\sigma}_{cc}^{(0)} = \tilde{\sigma}_{ab}^{(0)} = \tilde{\sigma}_{ac}^{(0)} = \tilde{\sigma}_{bc}^{(0)} = 0 \quad \tilde{\sigma}_{bb}^{(0)} = 1 \quad (3.10)$$

がなりたつ。(3.9-10)より、摂動の1次では、 $\tilde{\sigma}_{bb}$ 、 $\tilde{\sigma}_{ba}$ のみが0でない値をもつので、摂動の2次では、

$$\tilde{\sigma}_{ba} = -\frac{i}{\Omega_c} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc} \quad (3.11)$$

が成り立つ。よって、(3.11)より(3.8)は

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right] \tilde{E}(z, t) = \frac{gN}{\Omega_c} \frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) \quad (3.12)$$

と書き直すことができる。

この式より、プローブパルスをあらわす電磁場 $\tilde{E}(z, t)$ は集団的な3準位原子の基底状態 $|b\rangle |c\rangle$ 間のコヒーレンスをあらわす場 $\tilde{\sigma}_{bc}$ と混ざり合って時間発展すると考えることができる。そこで、

$$\begin{pmatrix} \hat{\Psi}(z, t) \\ \hat{\Phi}(z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta(t) & -\sin \theta(t) \\ \sin \theta(t) & \cos \theta(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}(z, t) \\ \sqrt{N} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

$$\sin \theta(t) = \frac{g\sqrt{N}}{(\Omega_c^2(t) + g^2 N)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.14)$$

$$\cos \theta(t) = \frac{\Omega_c(t)}{(\Omega_c^2(t) + g^2 N)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.15)$$

をみたく新しい場 $\hat{\Psi}$ 、 $\hat{\Phi}$ を考える。 $\hat{\Psi}$ 、 $\hat{\Phi}$ は波数 k を用いて、

$$\hat{\Psi}(z, t) = \sum_k \hat{\Psi}_k(z, t) \exp(ikz) \quad (3.16)$$

$$\hat{\Phi}(z, t) = \sum_k \hat{\Phi}_k(z, t) \exp(ikz) \quad (3.17)$$

と展開でき、 $\hat{\Psi}_k$ 、 $\hat{\Phi}_k$ は近似的にボソン場の交換関係をみたす。 $\hat{\Psi}_k$ は光と相互作用しない状態（ダークステート）を励起するのでダークステートポラリトンと呼ばれる。同様に、 $\hat{\Phi}_k$ は光と相互作用する状態（ブライトステート）を励起するのでブライトステートポラリトンと呼ばれる。

これらのポラリトンを使うと、(3.12)よりポラリトンの運動方程式は

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = -\frac{\partial \theta}{\partial t} \hat{\Phi}(z, t) - c \sin \theta \cos \theta \frac{\partial \hat{\Phi}(z, t)}{\partial z} \quad (3.18)$$

$$\hat{\Phi}(z, t) = \frac{\sin \theta}{g^2 N} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_{ab} \right) \left(\tan \theta \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\hat{\Psi}(z, t) \sin \theta - \hat{\Phi}(z, t) \cos \theta \right) \quad (3.19)$$

ここで、プローブ光の定数 $g\sqrt{N}$ についての断熱パラメーター ε を特徴的な時間 T を用いて

$$\varepsilon \equiv \frac{1}{g\sqrt{NT}} \quad (3.20)$$

とおき、 ε と規格化された時間 $\tilde{t} = t/T$ を用いて(3.19)を

$$\hat{\Phi} = \sin \theta \left(\frac{\gamma \tan \theta}{g\sqrt{N}} \varepsilon \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} + \tan \theta \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \right)^2 \right) \left(\hat{\Psi} \sin \theta - \hat{\Phi} \cos \theta \right) \quad (3.21)$$

と書き表すことができる。今おこなっている実験が特徴的な時間（我々の実験系では 1-10ns）よりも十分にゆっくりした時間スケールでおこなわれている場合、 ε の冪の 1 次以上の項は無視することができる（断熱条件）。断熱条件をみたす場合には $\hat{\Phi} \approx 0$ なので、(3.26)は

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) \approx 0 \quad (3.22)$$

を満たす。

この式をみればわかるように、断熱条件のもとでは、ダークステートポラリトンはパルスの形は変えずに z 方向の正の方向に群速度

$$v_g = c \cos^2 \theta(t) \quad (3.23)$$

で伝搬する場である。(3.13)-(3.15)、(3.23)より、断熱条件をみたしつつコントロール光の強度を小さく、すなわち Ω_c を 0 に近づけていくと、ダークステートポラリトン（プローブパルス）の群速度 v_g

はどんどん小さくなっていき、コントロール光の強度を 0 にしたところで $\hat{\Psi}$ の群速度は 0 になり、プ

ローブパルスは完全に停止する（光パルスの凍結）。この状態で断熱条件をみたしつつコントロール光の強度を上げていくと、群速度がおおきくなっていき、プローブパルスが動き出す（光パルスの再生）。

では、コントロール光の強度を断熱的に変化させることでプローブ光の群速度が変化するとき、物理的にはいったい何がおこっているのでしょうか？

付録 B の Dicke 状態の表記法を用いると、相互作用領域に N 個の原子がいるときのポラリトン場の基底状態は $|0\rangle_k |b^N\rangle$ と書ける。これが、モード k についての n コのダークステートポラリトン $(\hat{\Psi}_k^+)^n$

によって励起されるダークステート $|D_n^k\rangle$ は、次のように書ける。

$$|D_n^k\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{\Psi}_k^+)^n |0\rangle |b^N\rangle \quad (3.24)$$

簡単のためにまず $n=1$ の場合を考えよう。

$$|D_1^k\rangle = \cos\theta |1\rangle |b^N\rangle - \sin\theta |0\rangle |b^{N-1}c^1\rangle \quad (3.25)$$

これは、1 コの光子とすべての原子が基底状態にある状態と、0 個の光子と N コのうちどれか 1 コの原子が状態 $|c\rangle$ に遷移している状態の重ね合わせになっている。コントロール光の強度を変えることでこの 2 つの状態の混ざる割合を変えることができる。しかし、どのような混ざり方をしたとしても $\hat{V}|D_1^k\rangle = 0$ 、すなわち $|D_1^k\rangle$ は常に場と相互作用しないので、 $|D_1^k\rangle$ は理想的には半永久的に存在する。

同様に、一般の場合は

$$|D_n^k\rangle = \sum_{m=0}^n \sqrt{\frac{n!}{l!(n-l)!}} (-\sin\theta)^l (\cos\theta)^{n-l} |n-l\rangle |b^{N-l}c^l\rangle \quad (3.26)$$

であり、 $|D_1^k\rangle$ と同じ性質が成り立つ。

さて、ここからはプローブ光がコヒーレント光であることを前提にすすめよう。原子媒体を伝搬するプローブパルスはコヒーレントダークステート

$$|\beta_k\rangle \equiv \exp(i\phi) \exp(\beta_k \hat{\Psi}_k^+ - \beta_k^* \hat{\Psi}_k) |0_k\rangle |b^N\rangle \quad (3.27)$$

にあると考えられる。ここで、 β_k は任意の複素数で、コヒーレントダークステートをとる原子光子結合状態の数に依存するパラメータである。 ϕ は任意の位相で、コントロール光とプローブパルスの光源が同じであると仮定すると、コントロール光とプローブパルスの位相差にとることができる。

$$|\beta_k\rangle \equiv \exp(i\phi) \exp(\beta_k \tilde{\sigma}_{cb} - \beta_k^* \tilde{\sigma}_{bc}) |0_k\rangle |b^N\rangle \quad (3.28)$$

プローブパルス（ダークステートポラリトン）が原子媒体にはいってまだコントロール光の強度を

かえていない状態では $|\beta\rangle_k$ は当然光子コヒーレント状態になっている（ダークステートポラリトン光子的なとき）。一方、コントロール光の強度が完全に0になってしまった状態では、いわば準位 $|b\rangle$ 準位 $|c\rangle$ 間のに遷移した原子のコヒーレント状態

$$|\beta_k\rangle \equiv \exp(i\phi)\exp(\beta_k\tilde{\sigma}_{cb} - \beta_k^*\tilde{\sigma}_{bc})|0_k\rangle|b^N\rangle \quad (3.29)$$

になっている（ダークステートポラリトンが原子的なとき）。すなわち、プローブパルスが原子的になって凍結しているとき、もともともっていた光としての情報（光子がコヒーレント状態にあることとその平均光子数 β_k 、コントロール光との位相差 ϕ ）は原子のスピンの情報（準位 $|c\rangle$ にある原子がコヒーレント状態にあることとその平均原子数 β_k 、準位 $|b\rangle$ と準位 $|c\rangle$ の間の位相差 ϕ ）になっている。

そして、再びコントロール光を強くしてプローブパルスを光子的な状態に戻していくと凍結する前とまったくおなじ情報をもつプローブパルスが再生される。

以上の議論を簡単にまとめると、

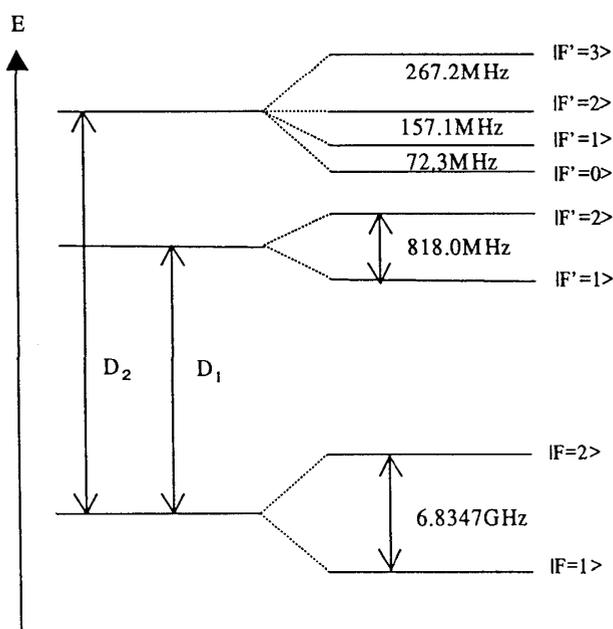


図4.1 ^{87}Rb 原子の微細構造及び超微細構造

この論文で「コヒーレント光の凍結と再生」と呼んでいる現象は

- ① プローブパルスはダークステートポラリトンと呼ばれる原子光子結合系をつくって原子ガス中を伝搬する
- ② コントロール光を弱くしていくことでよりプローブパルスはより原子的になり群速度が遅くなる
- ③ コントロール光をきってしまうとプローブパルスの伝搬は止まってしまう。このときプローブパルスは完全に原子的になり、その情報は原子スピンの情報として書き込まれている
- ④ ふたたびコントロール光を注入することでプローブパルスが光的になり、もととおなじ状態、位相をもつプローブパルス（光）が再生される

というものである。4章ではこの現象の実験的な観測について述べる。

4. コヒーレント光の凍結と再生

この章ではコヒーレント光の凍結と再生の実験について、我々の実験系の詳細と結果を議論する。

まず、実験に用いる原子媒体として純粋な ^{87}Rb を選んだ。実験に用いた Λ 型 EIT の 3 準位であるが、基底状態の 2 準位(前章までの議論では準位 $|b\rangle$ 、 $|c\rangle$ に相当する)を $5S_{1/2}$ の $|F=2, m_F=0\rangle$ 、 $|F=2, m_F=-2\rangle$ にとった。さらに励起状態の 1 準位 (前章までの議論では準位 $|a\rangle$ に相当する) には $5P_{1/2}$ の $|F'=1, m_F=-1\rangle$ をとった。(図 4. 1 参照。 $5S_{1/2}$ から $5P_{1/2}$ の遷移は、 ^{87}Rb の D_1 線と呼ばれる。)

これらの準位を選んだのは、ひとつには様々な準位で試してみてこの準位を使ったときに EIT が一番うまくいったためである。また、つぎのような基準を満たしているからである。

1. 基底準位の Zeeman サブレベルの数に比べて励起準位のそれが多くない (多いと Λ 型の EIT を行なうことが難しい。)
2. 構造がなるべく単純のほうがよい。また、励起準位が他の準位とエネルギーが近くないほうがよい (理想的な 3 準位にならなくなってしまう)。

実験には、図 4. 2 のような光学系を用いた (実験に使う外部共振器型半導体レーザーの波長を制御するための分光系については省略してある)。

実験の手順 (図 4. 2 を適宜参照のこと)

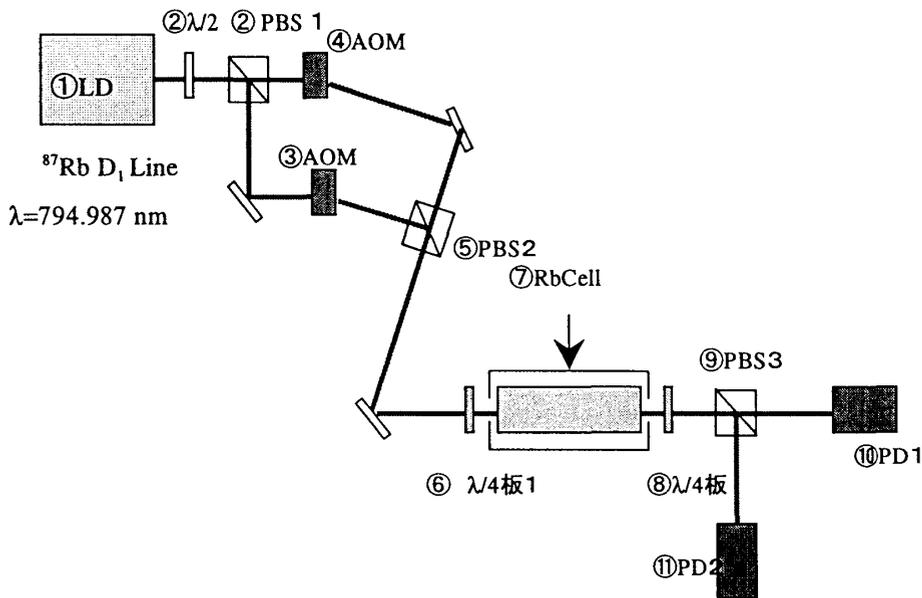


図4.2 光学系(略図)。各光学素子に振った番号が「実験の手順」に対応している

- ①. 外部共振器型半導体レーザーから、 ^{87}Rb の D_1 線に対応する波長 ($\lambda=794.987\text{nm}$) の光を射出する (実際は、あとで $+80\text{MHz}$ の音響光学変調器 (AOM) を通すので、 D_1 線よりも

- − 80 MHz だけずらしておく)。
- ②. 半波長板 ($\lambda/2$ 板) と、偏光ビームスプリッター (PBS) によって、レーザー光を2つの光路に分ける。各光路を通過するレーザー光の強度は、 $\lambda/2$ 板を回転させることで、適宜その比率を変えることができる。
 - ③. 片方の光路を通るレーザー光について、音響光学変調器 (AOM) を用いてプローブパルスを作る。
 - ④. もう片方の光路を通るレーザー光について、音響光学変調器 (AOM) を用いてコントロール光を作る。
 - ⑤. プローブパルスとコントロール光は偏光ビームスプリッター(PBS)で重ね合わせられる。プローブパルスとコントロール光の偏光は直交している。
 - ⑥. 45° に傾けた $\lambda/4$ 板を通過するとプローブパルスとコントロール光は各々 σ^+ と σ^- の円偏光にかわる。原子ガスに入る直前の光の強度は、代表的には、プローブパルスはおよそ $50 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ 、コントロール光は $500 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ に調節しておく。
 - ⑦. Rb のセルは 60°C くらいまで温められ、原子密度は $10^{17}/\text{m}^3$ 程度になっている。セルには Rb と共に、代表的には 10 torr の He バッファガスが封入されている。また、セル中の Rb ガスにかかる磁場は DCAC 含め 0.1 mG 以下になるようにする (消磁したパーマロイ容器で蔽う)。このような密な Rb ガスの中を、コントロール光は十分に強度が強いので CW の古典場で、プローブパルスはダークステートポラリトン (量子場) として伝搬する。コントロール光の強度を調節することでプローブパルスの凍結や再生をおこなう。
 - ⑧. セルから出てきたプローブパルスとコントロール光は 45° に傾けた $\lambda/4$ 板を通過するとそれぞれ直交する2つの直線偏光に戻る。
 - ⑨. PBS を通すことで、プローブパルスとコントロール光を分けることができる。
 - ⑩. プローブパルスをフォトダイオード (PD) で検出する。
 - ⑪. コントロール光をフォトダイオード (PD) で検出する。

実験 1 EIT による超低速光伝搬

図 4.3 の左にピークがあるパルスは、⑦の Rb セルが無い状態で $20 \mu\text{s}$ 程度 (真空中で) の幅のプローブパルスを伝搬させた場合の上記⑩での検出結果である。一方右にピークがあるパルスは、⑦の Rb セルがある状態で、Rb のセル中にコントロール光とプローブパルスを共に入れて EIT の条件を満たすようにしてプローブパルスを伝搬させた場合の上記⑩での検出結果である。

プローブパルスは Rb のセル中をダークステートポラリトンとして伝搬する。そのため、セルのない状態で伝搬するプローブパルスに比べ、およそ $10 \mu\text{s}$ 遅れて光検出器 PD 1 に到達する。

このときプローブパルスの群速度は 10 km/s まで落ちている。

実験 2 EIT によるコヒーレント光の凍結と再生

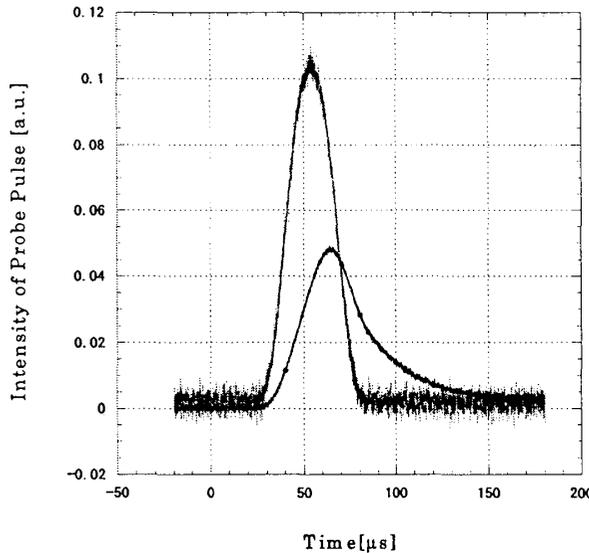
次に、同じ条件でコントロール光の強度を変化させてコヒーレント光の凍結、再生を行った実験例を示す。図 4.4 は上記の手順にしたがい、④でプローブパルスがセルを伝搬してディテクターの 60μ

sの凍結を行い、コントロール光が切れると同時にプローブパルスの伝搬が止まり、再びコヒーレント光の強度をあげていくとプローブパルスの伝搬がはじまるのがわかる。

図 4.5 は凍結時間を 20、40、60、 $80\ \mu\text{s}$ と変えて実験した結果である。再生されるプローブパルスの高さがすこしずつ小さくなっていくのがわかる。

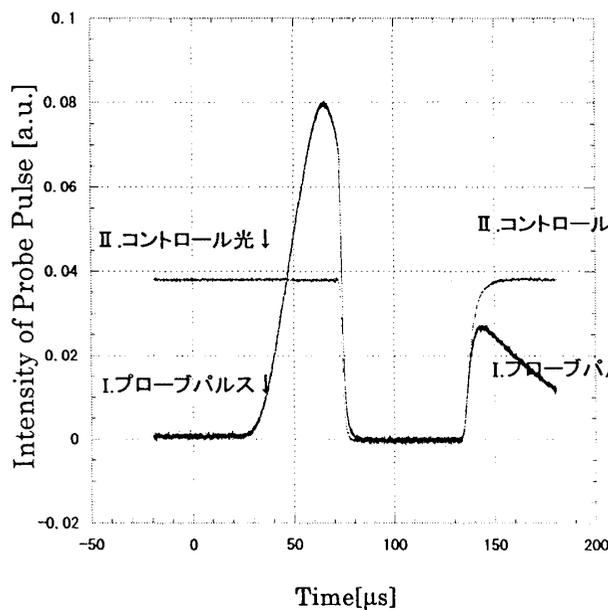
この 4 つについてはプローブパルスが原子的になっている時間以外の条件はまったく同じである。すなわち、ダークステート

ポラリトンが原子的になっているときになんらかの緩和過程がおこなっていると考えられる。これについては次章以後で詳しく議論する。



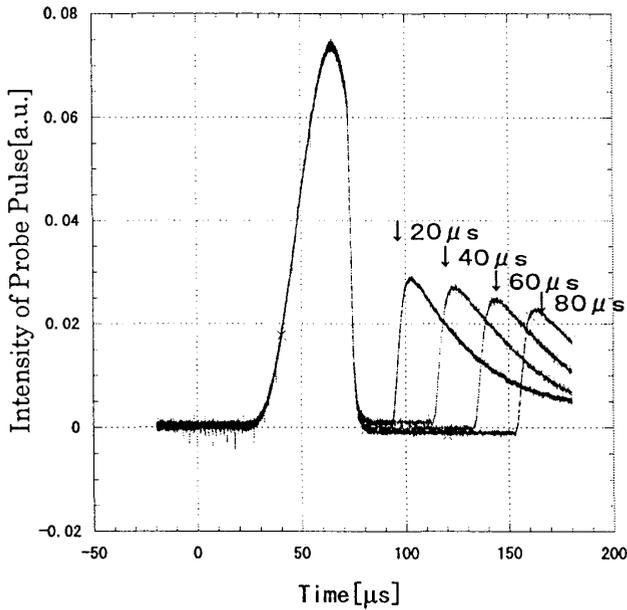
←図4.3

左の大きいピーク: 真空を伝搬するプローブパルスの信号。
右の小さいピーク: Rbセルがあるときのプローブパルス。
EITによってプローブパルスは真空を伝搬するときよりも $10\ \mu\text{s}$ ほど遅れる。この時プローブパルスの群速度は 10km/s 程度まで落ちている。グラフの横軸は時間であり、単位は μs である。



←図4.4

I. プローブパルスの信号と II. コントロール光の信号を同時に表示した。ガウス型のプローブパルスの途中まで PD1で観測されたところで II コントロール光の強度を 0 にすると、プローブパルスは原子的になり動かなくなるので、コントロール光のみならずプローブパルスも観測されなくなる。 $60\ \mu\text{s}$ して再びコントロール光の強度を元に戻すと、プローブパルスの残りの部分が再生される。



←図4.5

凍結時間を、 $20\mu\text{s}$ 、 $40\mu\text{s}$ 、 $60\mu\text{s}$ 、 $80\mu\text{s}$ と変えたときのプローブパルスの信号。凍結時間を長くしていくにつれて凍結後のプローブパルスのピークは小さくなっていく。

5. プローブパルスの緩和の理論

前2章より、光の凍結と再生の手法を用いることによりプローブパルスを原子のコヒーレンスの形で空間中に貯蔵することができることがわかった。

ところで、プローブパルスは様々な緩和の効果で失われていく。本章ではその緩和の効果について理論的な検討を行う。

プローブパルスの緩和による減衰に寄与する原因は主に2つ考えられる。1つは、断熱条件による近似式(3.21)で、 ε の冪の1次以上の項がきいてくることによるものである。もう1つは、後ほど議論するが、プローブパルスが原子的であるときに主に支配的になる、原子の熱運動によるものである。

先ほど導いたダークステートポラリトンの運動方程式

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = - \frac{\partial \theta}{\partial t} \hat{\Phi} - c \sin \theta \cos \theta \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial z} \quad (5.1)$$

の右辺のブライトステートポラリトンの項

$$\hat{\Phi} = \sin \theta \left(\frac{\gamma_{ab} \tan \theta}{g \sqrt{N}} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \tan \theta \left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \right) (\sin \theta \hat{\Psi} - \cos \theta \hat{\Phi}) \quad (5.2)$$

について、逐次近似により断熱パラメータ ε の1次までで評価をすると、

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c \cos^2 \theta(t) \frac{\partial}{\partial z} \right] \hat{\Psi}(z, t) = -A(t) \hat{\Psi}(z, t) + B(t) c \frac{\partial}{\partial z} \hat{\Psi}(z, t) + C(t) c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \hat{\Psi}(z, t) - D(t) c^3 \frac{\partial^3}{\partial z^3} \hat{\Psi}(z, t) \quad (5.3)$$

$$A(t) = \left(\gamma_{ab} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\dot{\theta}^2 \sin^2 \theta(t)}{g^2 N} \right) \quad (5.4)$$

$$B(t) = \frac{\sin \theta(t)}{3g^2 N} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sin^3 \theta(t) \quad (5.5)$$

$$C(t) = \left(\gamma_{ab} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\sin^4 \theta(t) \cos^2 \theta(t)}{g^2 N} \quad (5.6)$$

$$D(t) = \frac{\sin^4 \theta(t) \cos^4 \theta(t)}{g^2 N} \quad (5.7)$$

という運動方程式にしたがうことがわかる[15]。 $A(t)$ は自然放出などによる非断熱な原子の遷移による均一な損失をあらわす。 $B(t)$ はダークステートポラリトンの伝播速度に関する補正をあらわす。 $C(t)$ はパルスの空間的な拡散を、 $D(t)$ はポラリトンの変形をあらわす。

さて、これらの補正項はプローブパルスが原子的な時には0になってしまう。我々が前章の最後でおこなった実験ではプローブパルスが凍結されて原子的になっている時間以外はすべておなじなので、これらの効果による損失は一樣であると考えられる。すると、再生される光強度は凍結時間によらず一定になるはずである。

にもかかわらず、前章の最後でみたように凍結時間を長くしていくと再生されるパルスの強度は徐々に小さくなっていく。これは、プローブパルスが原子的になっているときに何らかの緩和がおきていることを示唆している。

この緩和の原因の主な理由は、原子の熱運動によって原子の密度演算子になっているプローブパルスが空間的に拡散してしまうためであると考えた。

一般に、前章までで議論されているような三準位系の原子について、基底状態のスピン偏極の緩和を記述する現象論的な方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) = D \nabla^2 \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) - \Gamma_H \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) \quad (5.8)$$

である[15]。この方程式の第一項が拡散による緩和、第二項が均一な損失による緩和をあらわす。拡散のしにくさを表す D を拡散定数と呼び、一般に実験結果から求められる量である。また、第2項の Γ_H はいくつかの独立におこる緩和の原因の複合効果によっておこる緩和レートであり、緩和の原因ご

とにその緩和レートを $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots$ とすると、 $\Gamma_H = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \dots$ である。

均一な基底状態のスピンの緩和をひきおこす原因としては次の3つが考えられる。

- ① アルカリ原子の電子スピン S と核スピン I の相互作用
- ② 電子スピンとバッファガス原子の軌道角運動量の相互作用
- ③ 電子スピン S とバッファガスの核スピン K の相互作用

付録 C で議論するように、これらによる基底状態スピンの緩和は我々の実験条件、実験のタイムスケールを考えると無視できるほど小さい。すると式の第2項は無視することができて、

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) = D \nabla^2 \tilde{\sigma}_{bc}(z, t) \quad (5.9)$$

なる拡散方程式に帰着する。適当な定数 A_v と密度行列の空間部分を表す関数 f_{K_v} を使って、

$$\langle \tilde{\sigma}_{bc} \rangle = \sum_v A_v \exp(-\Gamma t) f_{K_v}(x, y, z) \quad (5.10)$$

という形の解を仮定してとくと、

$$\left[(-\Gamma) + D \nabla^2 \right] f_{K_v}(x, y, z) = 0 \quad (5.11)$$

となる。我々の場合、実験を行うに当たってガウシアンパルスを用いているので、適当な定数 B を用いて

$$f_{K_v} = B \exp\left(\frac{-x^2 - y^2}{w_0^2}\right) \quad (5.12)$$

の形を考えることができる。ここで、 z 方向については十分ゆっくり変化するものとした。また、 w_0 はビームウエイストである。

すると、

$$\Gamma = D \frac{2}{w_0^2} \quad (5.13)$$

または緩和時間を τ_R とすると、

$$\tau_R = \frac{1}{\Gamma} = \left(D \frac{2}{w_0^2} \right)^{-1} \quad (5.14)$$

の関係がある。 λ_T が Rb 原子の平均自由行程、 $\langle v \rangle$ が原子の平均の速さであるとすると、古典的には

$$D = \frac{\lambda_T \langle v \rangle}{3} \quad (5.15)$$

の関係があることがわかっている[15]。そのため、バッファガスが入っているような場合、760torr 温

度 273K で実験的に計測された拡散係数 D_0 を用いて、

$$D = \left(\frac{760 \text{ torr}}{P_b [\text{torr}]} \right) \left(\frac{\langle v \rangle_T}{\langle v \rangle_{T=273K}} \right) D_0 = \left(\frac{760 \text{ torr}}{P_b [\text{torr}]} \right) \left(\frac{T[\text{K}]}{273\text{K}} \right)^{\frac{1}{2}} D_0 \quad (5.16)$$

と表される。すなわち、

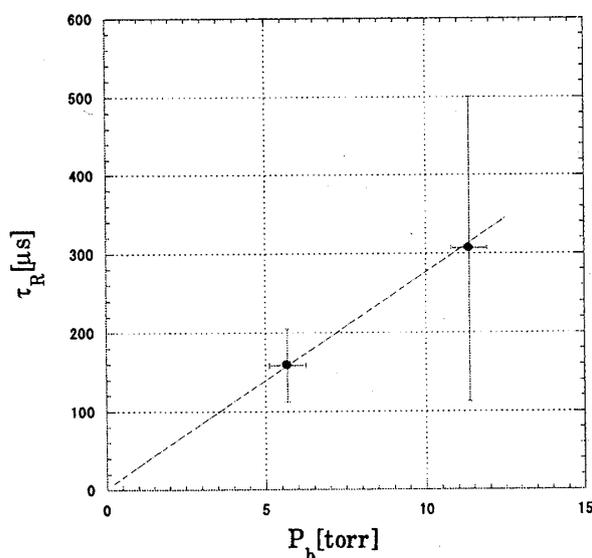
$$\Gamma \propto \frac{T^{\frac{1}{2}}}{P_b} \quad (5.17)$$

$$\tau_R \propto P_b T^{\frac{1}{2}} \quad (5.18)$$

以上より、我々の実験系でプローブパルスが原子的であるときの緩和の主因が拡散であるとするこの式がなりたつはずである。

6. 緩和時間と原子の (バッファガスの) 圧力依存性

この章では、前章の式(5.17-18)で議論したプローブパルスを凍結、再生するときの再生された信号



←図6.1

縦軸に緩和時間、横軸にバッファガスの圧力をとっている。実験に用いるプローブパルスのビーム径を2.0-3.0mmであると仮定すると、 $D_0=0.5-0.7\text{cm}^2/\text{s}$ である。これは過去に求められたルビジウムの拡散係数(例えば、[15]を参照のこと)に近い値である。

が原子媒体の温度、バッファガスの圧力に依存していることを実験的に確認したことについて述べる。

再生された光のピークがどのように減衰していくのかを計測することによって減衰レートを計測し、それと原子媒体の温度、バッファガスの圧力との関係を議論する。

実験の手法は以下のとおりである。

- ① 第3章で議論したコヒーレント光の凍結と再生の実験を凍結時間を 20,40,60,80 μ s と変えて実験をおこなう。Rbガスの温度 T は 333[K]に固定しておく。
- ② 凍結のはじまったところのパルスの高さ（本来緩和がなければ再生されるべき高さ）で規格化したとき、再生されたプローブパルスがどの高さにあるのかを計測する。
- ③ 20,40,60,80 μ s から緩和のレート Γ （または緩和時間 τ_R ）をもとめる。
- ④ そのデータをバッファガスのガス圧 P_b が 5 torr (@ 20°C)、10 torr (@ 20°C) の時について4回ずつ測定して平均した。

図6. 1は実験結果をX軸をバッファガスの圧力 P_b 、Y軸を緩和レートの逆数、すなわち再生光の減衰時間 τ_R にとったものである。X軸のエラーバーは温度測定器の公差、Y軸のエラーバーは測定の統計誤差である。

この2点について原点を通るような直線でフィッティングを行ったところ、非常にきれいに直線にのった。また、実験に用いたプローブパルスのビーム径を（正確に求めることはできないが）2.0–3.0mm と見積もり、0°C、760torr での拡散係数 D_0 を求めたところ、 $D_0=0.5-0.7\text{cm}^2/\text{s}$ であった。これは、例えば[15]にのっているルビジウムの熱拡散の拡散係数とほぼ一致している。

結論

以上より、コヒーレント光の凍結及び再生を行った際に再生されるプローブパルスの減衰時間 τ_R と原子ガスの温度 T 、バッファガスの圧力 P_b との間には

$$\tau_R \propto P_b \quad (6.1)$$

という関係があることがわかった。

これによって、我々の実験系ではプローブパルスが原子的であるときの緩和は主に原子の熱運動による拡散であると推測される。

7. まとめと今後の展望

以上、本修士論文の成果をまとめると、

- ① 光の凍結と再生の実験について温めた ^{87}Rb 原子を媒体として成功した。
- ② プローブパルス（ダークステートポラリトン）が原子的なときにおきている緩和は、我々の実験系に限って言えば拡散の効果が大きいことをたしかめた。

の2点である。

今後の研究の方向としては、BECを原子媒体として光の凍結及び再生を実現することがのぞまれる。BECで光の凍結および再生の実験をおこなうことは原子の拡散の効果をおさえ、光の凍結時間を長くするばかりではない。本修士論文でもみてきたように、光の凍結には光の情報を原子にうつしとるというもう一つの側面がある。これまでBEC（原子波）のミラーが光によるブラッグ散乱で実現したように、BECをはじめとする原子になんらかの作用をさせようとおもったら光と原子の相互作用をつかうのがもっともよいであろう。もし仮にBECをもちいた原子レーザーが実現すれば、それによるさまざまな原子光をつくるためのデバイスとして光の凍結の手法が使える可能性が十分にあるといえる。

付録 A SVAP 近似

ここでは電磁場や分極場が時間的、空間的にゆっくり変化する場合の Maxwell 方程式の近似式 (Slow Varying Amplitude Approximation、SVAP 近似) を導く。

簡単のため、電磁場が z 軸の 1 次元方向に伝搬している場合を考える。

Maxwell 方程式から導かれる物質中における電磁場の伝搬の式は、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \hat{E}(z, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{P}(z, t) \quad (\text{A.1})$$

である。ここで、 $\hat{E}(z, t)$ は電磁場の演算子、 $\hat{P}(z, t)$ は分極場の演算子とする。電磁場の振幅部分を $E_0(z, t)$ 、分極場の振幅部分を $P_0(z, t)$ とする。簡単のため、電磁場をシングルモード (単一周波数) とし、その周波数を ω とすると、次の式が成り立つ。

$$\langle \hat{E} \rangle = E_0(z, t) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \quad (\text{A.2})$$

$$\langle \hat{P} \rangle = P_0(z, t) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \quad (\text{A.3})$$

ただし、 $h.c.$ は複素共役を表す。

これより、式(A.1)の各項は、次のようになる。

$$\left\langle \frac{\partial^2 \hat{E}}{\partial z^2} \right\rangle = \left(\frac{\partial^2 E_0(z, t)}{\partial z^2} + 2i \frac{\omega}{c} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial z} - \frac{\omega^2}{c^2} E_0(z, t) \right) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \quad (\text{A.4})$$

$$\left\langle \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \hat{E}}{\partial t^2} \right\rangle = \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_0(z, t)}{\partial t^2} - 2i \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial E_0(z, t)}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} E_0(z, t) \right) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \quad (\text{A.5})$$

$$\left\langle \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \hat{P}}{\partial t^2} \right\rangle = \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P_0(z, t)}{\partial t^2} - 2i \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial P_0(z, t)}{\partial t} + \frac{\omega^2}{c^2} P_0(z, t) \right) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \quad (\text{A.6})$$

ここで、電磁場、分極場の振幅部分 $E_0(z, t)$ 、 $P_0(z, t)$ が時間的、空間的に十分ゆっくり変化するとする。すなわち、次のような近似式が成り立つとする。

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial z^2} \approx 0 \quad \frac{\partial^2 E_0}{\partial t^2} \approx 0 \quad \frac{\partial^2 P_0}{\partial t^2} \approx 0 \quad (\text{A.7})$$

この時、物質中の電磁場の伝搬の式は、

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(E_0(z, t) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(P_0(z, t) \exp\left(i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right) + h.c. \right) \quad (\text{A.8})$$

または、

$$\left(c \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t}\right) \hat{E}(z, t) = \frac{\partial}{\partial t} \hat{P}(z, t) \quad (\text{A.9})$$

である。(A.6)がSVAP近似における電磁場の伝搬の式(3.9)に対応している。実験に用いられたプローブパルスの幅は時間(真空中)で $20 \mu\text{s}$ 程度であり、電磁場よりもゆっくり変化する。よって、(A.4)の近似が正当化され、(A.6)の式が成り立っていると考えてよい。

付録 B Dicke 状態

我々の実験では、原子数密度は $10^{15} - 10^{16} / \text{m}^3$ 程度なので、全原子数は、ビーム径を5mm程度と考えると、プローブ光と相互作用している原子数は、 $10^{10} - 10^{11}$ くらいであることがわかる。

このような場合、1個の光子を多数の原子がたらいまわしにしている、あるいは光子がどの原子と相互作用しているか区別がつかないと考えられる。すなわち、多数個の原子がひとつの状態をとっていると考えるとよい。このような状態はDickeによってはじめて議論されたので、Dicke状態と呼ばれる[16]。

具体的には、図のような3準位系で N コの原子のうちすべてが状態 $|b\rangle$ をとっているときに、原子に $1, 2, \dots, N$ と番号をつけ、

$$|b^N\rangle = |b_1, b_2, \dots, b_N\rangle \quad (\text{B.1})$$

とあらわすことにしよう。ここで、状態 $|b\rangle$ にある N コの原子のうちどれか1個が何らかの方法で状態 $|c\rangle$ に遷移したとすると、どの原子が遷移したか区別がつかないため、

$$|b^{N-1}c^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N |b_1, b_2, \dots, b_{j-1}, c_j, b_{j+1}, \dots, b_N\rangle \quad (\text{B.2})$$

という量子力学的な重ね合わせ状態で表される。 N コのうちのどの原子が励起したのか区別がつかないからである。同様に、2コ遷移すると

$$|b^{N-2}c^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{N(N-1)}} \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^N |b_1, b_2, \dots, b_{j-1}, c_j, b_{j+1}, \dots, b_{l-1}, c_l, b_{l+1}, \dots, b_N\rangle \quad (\text{B.3})$$

$(j \neq l)$

になると考えられる。

以上のようなDicke状態の表記と、モードに存在する光子数を表す $|n\rangle (n=0, 1, 2, \dots)$ を組み合わせ、本論文の議論では、モード k の光子数 n コで N コの原子がDicke状態 $|b^{N-m}c^m\rangle$ をとっている場合を

$$|n\rangle_k |b^{N-m} c^m\rangle \quad (B.4)$$

と表記することにする。

付録 C 拡散以外の緩和の効果

ここでは拡散を除くもっとも重要な基底状態スピン偏極の緩和の効果である境界衝突について考察する。境界衝突は原子同士が衝突し相互作用することによって緩和がおこる。

相互作用が弱くて摂動論で扱える場合、相互作用表示における密度行列 σ の時間発展は、

$$\frac{d}{dt}\sigma = -\left\langle \int_0^\infty d\tau [V(t), [V(t-\tau), \sigma(t)]] \right\rangle \quad (C.1)$$

で求めることができる[17]。すなわち、相互作用ハミルトニアン V がどういう形をしているか、ということによって密度行列の時間発展が特徴付けられる。バイナリ衝突の場合、次の3つが考えられる。

1つは、アルカリ原子の電子スピン S と核スピン I の相互作用で、

$$\hat{V} = \delta A(r) I \cdot S \quad (C.2)$$

である[18]。 $\delta A(r)$ は衝突するペア同士の距離 r に依存するような係数である。 r が大きいときには周囲のバッファガスとの Van der Waals 相互作用による電子を核から押しつける効果が支配的になり、 $\delta A(r) < 0$ となる。一方、 r が小さい時には交換相互作用が支配的になり、 $\delta A(r) > 0$ となる。磁場の大きさが 100G 程度以上に大きくない限り、この相互作用は緩和にほとんど寄与しない。しかし、バッファガスによる共鳴線のシフト δv はこのポテンシャルによっておこると考えられる。

$$\delta v = \langle \delta A \rangle \left(I + \frac{1}{2} \right) \frac{\tau_c}{\tau_v} \quad (C.3)$$

ここで、 $\tau_c \cong 10^{-12} s$ は衝突している時間で、 τ_v は衝突からつぎの衝突までの平均時間である。よっ

て、バッファガスによる共鳴線のシフトはバッファガスの圧力に比例すると考えられる。バッファガスがキセノンやクリプトンのような重い気体の場合、たかい分極をおこすので、Van der Waals 相互作用が大きくなる。よって、 $\langle \delta A \rangle < 0$ となり、結果的に共鳴線が負の周波数の方へシフトする。一方、

ヘリウムのような軽い気体の場合、分極が小さいので、 $\langle \delta A \rangle > 0$ となる。

よって、共鳴線が正の周波数へシフトする。

2つめの相互作用は、電子スピンと原子バッファガスの軌道角運動量の相互作用で、

$$\hat{V} = \eta(r) N \cdot S \quad (C.4)$$

である[19]。これは2つの起源が考えられる。一つは、電子のスピンとバッファガスの作る実効的な電場との相互作用である。もう一つは、原子とバッファガスを構成する原子がダイマーをつくり、電子

が仮想的な π 状態に励起することによるものである。実際には $\eta(r)$ の値を見積もるのは難しいため、実験的に求められた散乱断面積から緩和レートを求めた。

バッファガスとして、5 torr のヘリウムを用いた場合、 $S_k = 6.2 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ で、我々の測定につかう温度では、 $\Gamma_{He} \approx 0.002/s$ 、 $\tau_{He} = 500s$ 程度と見積もられる。よって、この緩和は我々の実験では 0 と考えてよい。ちなみに、5 トールのクリプトンを使った場合、 $S_k = 2.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ で $\Gamma_{He} \approx 100/s$ 、 $\tau_{He} = 10ms$ なのであまりよくない。やはり、散乱断面積の小さいヘリウムを使うのがよいといえるだろう。

3 つめは、電子スピン S とバッファガスの核スピン K の相互作用で、

$$V = -2g_n \mu_n \mu_B \left(\frac{S \cdot K}{r^3} - 3 \frac{(K \cdot r)(S \cdot r)}{r^5} - \frac{8\pi}{3} \delta(r) K \cdot S \right) \quad (C.5)$$

である[20]。ここで、 g_n は電子スピンの Lande の g 因子、 μ_n は電子スピンの磁気モーメント、 μ_B は核スピンの磁気モーメント、 $\delta(r)$ は Dirac のデルタ関数である。

我々はバッファガスとしてヘリウムを選んでおり、その 99.999% は $K = 0$ のヘリウム 4 である。したがって、これによる緩和は無視できると考えてよい。

以上のように、我々の実験系の場合にはこれらの効果が全て無視できると考えてよい。

謝辞

指導教官として2年間ご指導いただいた久我隆弘先生に感謝します。様々な装置をつかって実験ができたのは久我先生のおかげです。

また、昨年9月まで久我研の助手でいらっしゃった上妻幹男先生には基礎的な様々なことをおしえていただきました。本論文の実験の立ち上げにも強力にサポートしていただきました。ここに記して感謝します。

杉浦俊昭さん、川崎岳さんには同じ実験グループの人間として様々なことで助けていただきました。ありがとうございました。

その他、清水由公子さん、佐中薫さん、山元規彰さん、川原果林さん、高峰愛子さんにもお世話になりました。

外記電子(株)、中野パーマロイ(株)には実験に必要な Rb ガスセル、パーマロイ容器の製作でお世話になりました。

付記

この修士論文が書かれた当時、光の凍結と再生の研究はまだはじまったばかりでした。大学院を卒

業して半年たった今、研究の進歩は非常に早く、この修士論文に書かれた内容はもはや古いものとなりつつあります。今回、縁あって物性研究に当修士論文をのせていただくことになりましたが、「研究がはじまったころはこんなだったんだなあ」という参考として読んでいただけるとありがたいと思います。

なお、私の現在の連絡先を下記に記しておきます。

特許庁特許審査第1部 経済産業技官 東松修太郎

Email : tomatsu-shutaro@jpo.go.jp

参考文献

- [1] D.F.Phillips , A.Fleischhauer , A.Mair , R.L.Walshworth and M.D.Lukin
Phys.Rev.Lett. **86**, 783(2001)
- [2] C.Liu , Z.Dutton , C.H.Pehroozi and L.V.Hau
Nature **409**, 490(2001)
- [3] L.Brillouin “Wave Propagation and Group Verocity”
Academic(1960)
- [4]C.G.B.Garrett and D.E.McCumber
Phys. Rev. A. **1** ,305 (1970)
- [5]S.Chu and S. Wong
Phys.Rev.Lett. **48**, 738(1981)
- [6]L.J.Wang, A.Kuzmich and A.Dogariu
Nature **406** , 277(2000)
- [7] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi,
Nature **397**, 594(1999)
- [8] 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
Phys.Rev.Lett. **82**, 5229(1999)
- [9] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk
Phys.Rev.Lett. **83**, 1767(1999)
- [10]S.E.Harris
Phys.Rev.Lett. **62**, 1033(1999)
- [11] M Fleischhauer, M D Lukin
Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000)
- [12]P.Meystre and M.SargentIII, “Elements of Quantum Optisc”
Springer-Verlag (1990.)
- [13] M.O.Scully and M.S.Zubairy “Quantum Optics”
Cambridge (1997)
- [14] M. Fleischhauer and M. D. Lukin
quant-ph/0106066
- [15]W.Happer
Rev. Mod.Phys. **44** 169 (1972)

- [16]R.H.Dicke
Phys.Rev. **93**, 99 (1954)
- [17]A.Abragam “The Principle of Nuclear Magnetism”
Clarendon Press (1961)
- [18]F. J. Adrian,
J. Chem. Phys. **32**, 972 (1960)
- [19]R.A. Bernheim
J. Chem. Phys. **36** 135 (1962)
- [20]R. M. Herman
Phys. Rev. **137** A1062 (1965)