

ナトリウム蒸気におけるコヒーレントポンププローブ分光

梶村祥太、藤田和希、光永正治

熊本大学自然科学研究科

Coherent pump-probe spectroscopy in sodium vapor

S. Sugimura, K. Fujita, and M. Mitsunaga

Graduate School of Science and Technology, Kumamoto University

Coherent pump-probe spectra have been theoretically and experimentally investigated for the $3S_{1/2}$ -to- $3P_{1/2}$ $D1$ transition of a sodium atomic vapor. Probe transmission spectra in the presence of coupling beam exhibit a dramatic change depending on experimental conditions. In the weak-excitation, low-atomic-density limit, the spectra are mainly characterized by electromagnetically induced transparency (EIT) and saturated absorption, but for the strong-excitation, high-density case, parametric amplification (PA) is dominant, featuring high probe gain and Stokes wave generation. A theory has been developed that can explain these two seemingly totally different phenomena (EIT and PA) within the same theoretical framework by manipulating a few experimentally controllable parameters, and the observed spectra have been successfully reproduced by the theoretical simulations.

1. はじめに

Λ 型3準位系において、原子気体中にプローブ光(周波数 ω_p)と強いポンプ(カプリング)光(周波数 ω_c)を入射するとき、さまざまな興味深い光学現象が観測されることが知られている[1,2]。カプリング光が弱く原子密度が低いときには、飽和吸収によるくぼみとピークや非常に鋭いピークである EIT(電磁誘導透過: Electromagnetically Induced Transparency)が観測される[3]。EIT は二光子共鳴条件 ($\omega_p - \omega_c = \pm\omega_{21}$ 、 ω_{21} は基底準位の超微細分裂周波数)を満たすときに観測される。この領域を EIT 領域と呼ぶことにする。また、カプリング光が強く原子

密度が高いとき、二光子共鳴条件に基づき、非常に高い probe 光の増幅が観測される。このとき、運動量保存則を満たす方向にプローブ光とほぼ同じ強度のストークス光が発生する。この領域は PA(パラメトリック増幅: Parametric Amplification)領域と呼んでいる[4,5]。カプリング強度を横軸、原子密度の縦軸に取ったときのこれらの領域の位置を模式的に図 1 に示す。

EIT 領域と PA 領域では、全く異なるスペクトルが観測される。しかし、これらの現象は 1つの統一された理論で説明できるはずである。我々は、このような観点から、カプリン

グ光強度 I_c 、カップリング光周波数離調 δ_c 、原子密度 N を操作するだけで、EIT 領域と PA 領域、さらにその中間領域も説明できる理論を記述することに成功した。

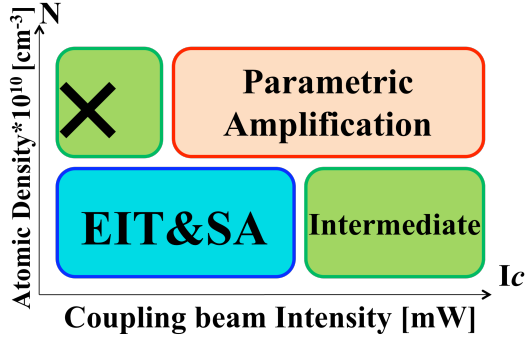


図1 パラメータと領域の関係

2. エネルギー準位

実験としては、ナトリウム原子の D1 線 ($3S_{1/2} - 3P_{1/2}$ 遷移) を用いた。この系は、基底、励起準位ともに超微細分裂を起こしているため、図2のような Λ 型4準位として取り扱うことができる。

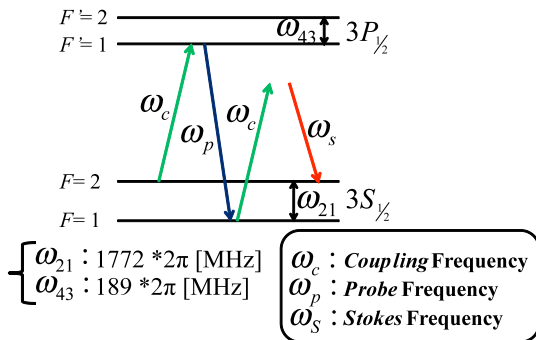


図2 ナトリウム D1 線による Λ 型4準位系

3. Liouville 方程式とレート方程式

この系の $\rho_{13}, \rho_{14}, \rho_{23}, \rho_{24}, \rho_{12}$ に関する Liouville 方程式はそれぞれ以下のように書ける。

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{13} = (i\omega_{31} - \gamma)\rho_{13} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j31}^* e^{i\omega_j t} n_{13} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j32}^* e^{i\omega_j t} \rho_{12} \\ \dot{\rho}_{14} = (i\omega_{41} - \gamma)\rho_{14} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j41}^* e^{i\omega_j t} n_{14} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j42}^* e^{i\omega_j t} \rho_{12} \\ \dot{\rho}_{23} = (i\omega_{32} - \gamma)\rho_{23} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j32}^* e^{i\omega_j t} n_{23} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j31}^* e^{i\omega_j t} \rho_{21} \\ \dot{\rho}_{24} = (i\omega_{42} - \gamma)\rho_{24} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j42}^* e^{i\omega_j t} n_{24} - \frac{i}{2}\sum_j \Omega_{j41}^* e^{i\omega_j t} \rho_{21} \\ \dot{\rho}_{12} = (i\omega_{21} - \gamma_s)\rho_{12} + \frac{i}{2}\sum_j (\Omega_{j31}^* \rho_{32} + \Omega_{j41}^* \rho_{42}) e^{i\omega_j t} - \frac{i}{2}\sum_j (\Omega_{j32} \rho_{13} + \Omega_{j42} \rho_{14}) e^{-i\omega_j t} \end{cases} \quad (1)$$

ω_{ml} は分裂周波数、 $n_{lm} = n_l - n_m$ は準位 l と準位 m の分布数差、 $\Omega_{jml} = 2p_{ml}\epsilon_j/\hbar$ はラビ周波数を表す。なお ρ_{34} は ρ_{12} に比べ十分に寿命が短いので無視した。

一方で、分布数差は以下のようにレート方程式で得られる。

$$\begin{cases} \dot{n}_1 = -P_{13}(n_1 - n_3) - P_{14}(n_1 - n_4) + \frac{\Gamma}{2}(n_3 + n_4) - \Gamma_t(n_1 - n_0) \\ \dot{n}_2 = -P_{23}(n_2 - n_3) - P_{24}(n_2 - n_4) + \frac{\Gamma}{2}(n_3 + n_4) - \Gamma_t(n_2 - n_0) \\ \dot{n}_3 = P_{13}(n_1 - n_3) + P_{23}(n_2 - n_3) - \Gamma n_3 - \Gamma_t n_3 \\ \dot{n}_4 = P_{14}(n_1 - n_4) + P_{24}(n_2 - n_4) - \Gamma n_4 - C n_4 \end{cases} \quad (2)$$

なお、

$$\begin{aligned} P_{13} &= \gamma |\Omega_{c31}|^2 / 2 / ((\delta_c - \omega_{21})^2 + \gamma^2), \\ P_{14} &= \gamma |\Omega_{c41}|^2 / 2 / ((\delta_c - \omega_{21} - \omega_{43})^2 + \gamma^2), \\ P_{23} &= \gamma |\Omega_{c32}|^2 / 2 / (\delta_c^2 + \gamma^2), \\ P_{24} &= \gamma |\Omega_{c42}|^2 / 2 / ((\delta_c - \omega_{43})^2 + \gamma^2), \quad \delta_c \equiv \omega_c - \omega_{32} \end{aligned}$$

である。

これらを計算していくと、プローブ光とストークス光に関する伝搬方程式

$$\begin{cases} \frac{\partial \epsilon_p}{\partial z} = -\beta_p \epsilon_p + \eta_p \epsilon_s^* \\ \frac{\partial \epsilon_s}{\partial z} = -\beta_s \epsilon_s + \eta_s \epsilon_p^* \end{cases} \quad (3)$$

ここで、

$$\beta_p(\omega_p) = \alpha_p / 2 - C_{pp} |\epsilon_c|^2$$

$$\beta_s(\omega_p) = \alpha_s / 2 - C_{ss} |\epsilon_c|^2$$

$$\eta_p = C_{ps} \varepsilon_c^2 e^{2i\Psi}$$

$$\eta_s = C_{sp} \varepsilon_c^2 e^{2i\Psi}$$

$$\sigma(\omega_p) = (\beta_p + \beta_s^*)/2$$

$$\xi(\omega_p) = \sqrt{(\beta_p - \beta_s)^2 - 4\eta_p \eta_s^*} / 2$$

が得られる。

式(3)に初期条件 $\varepsilon_p(z=0) = A, \varepsilon_s(z=0) = 0$ を

代入して計算すると、

$$\begin{cases} \varepsilon_p(z) = A e^{-\sigma z} \left[\cosh(\xi z) - \frac{\beta_p - \beta_s^*}{2\xi} \sinh(\xi z) \right] \\ \varepsilon_s^*(z) = A e^{-\sigma z} \frac{\eta_s^*}{\xi} \sinh(\xi z) \end{cases} \quad (4)$$

が得られる。我々はこの式(4)を、パラメータを代入して数値計算する。なお、プログラム言語は MATLAB を使用した。

4. 実験装置

今回用いた実験装置の主要な部分を図3に示す。2台のリング色素レーザーを用い、それぞれをプローブ光とカプリング光の光源とした。周波数はプローブ光カプリング光共に、ナトリウムの D1 線(波長 589.6nm)に合わせた。セル通過後に、プローブ光、カプリング光、ストークス光の3本の光をそれぞれ分離させるために、プローブ光はカプリング光に対し 4mrad の角度をつけた。また、プローブ光に対しては、ビーム径をきれいにするために、空間フィルターを通した。なお、カプリング光に対しては、高い強度が必要であるので、空間フィルターは用いていない。

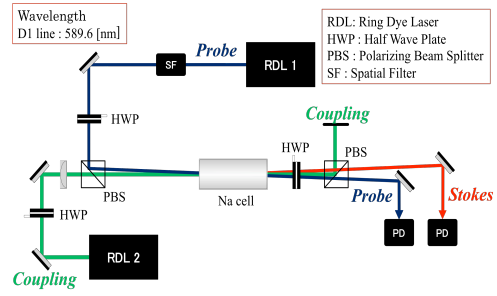


図3 実験装置

5. 実験結果

以下に、3つの領域、EIT 領域(低カプリング強度、低原子密度)、中間領域(高カプリング強度、低原子密度)、PA 領域(高カプリング強度、高原子密度)における実験値と理論値のグラフをそれぞれ示す。

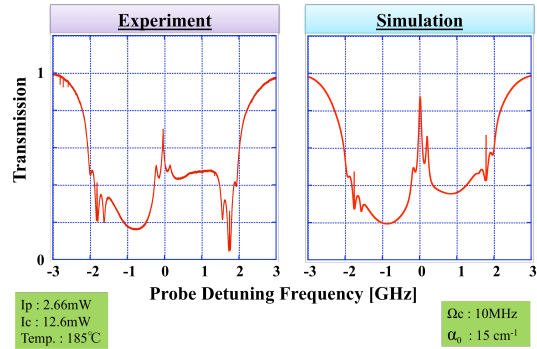


図4 EIT 領域

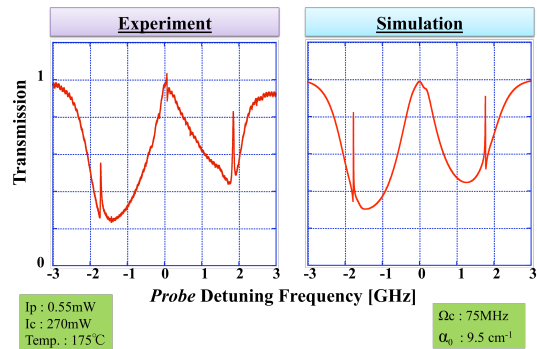


図5 中間領域

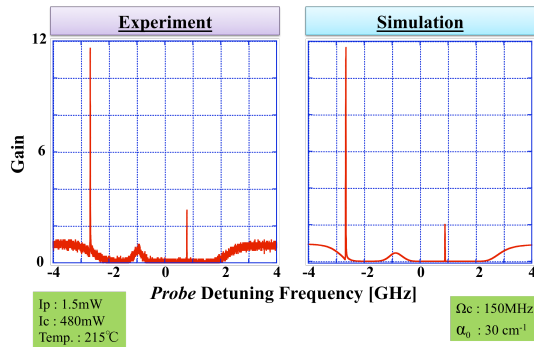


図6 PA 領域 プローブ光

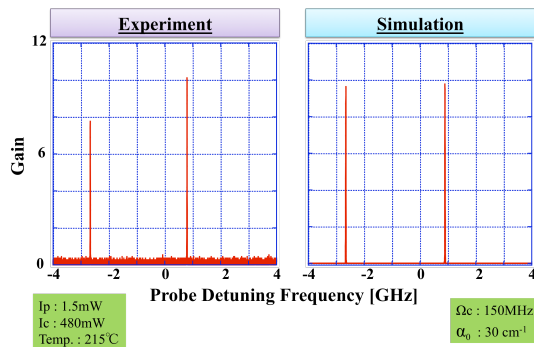


図7 PA 領域 ストークス光

各領域でのグラフをそれぞれ比較するとわかるように、実験、理論とも良好な一致を得ることができた。

6. まとめ

これまで、カップリング光強度の高い領域でナトリウム原子を用いたパラメトリック増幅の研究を行ってきた。今回、カップリング光強度の低い領域で、飽和吸収分光とEIT(電磁誘導透過)との干渉がみられた。そこで、カップリング光強度と原子密度を操作するこ

とで、EIT からパラメトリック増幅への遷移について、EIT 領域、PA 領域、これらの中間領域の3つの領域に分けて詳しく調べた。EIT 領域とは、低いカップリング強度と低い原子密度のときである。中間領域は、高カップリング強度と低原子密度、PA 領域は、高カップリング強度、高原子密度である。また、新たに4準位系における伝搬方程式を記述し、それを用いて数値計算も行った。そして、それぞれの3つの領域において、実験値、理論値共に満足する一致を得ることができた。

参考文献

- [1] K. Harada, K. Mori, J. Okuma, N. Hayashi, and M. Mitsunaga, Phys. Rev. A **78**, 013809 (2008).
- [2] K. Takahashi, N. Hayashi, H. Kido, S. Sugimura, N. Hombo, and M. Mitsunaga, Phys. Rev. A **83**, 063824 (2011).
- [3] K. -J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **66**, 2593 (1991).
- [4] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, and P. D. Lett, Opt. Lett. **32**, 178 (2007).
- [5] J. Okuma, N. Hayashi, A. Fujisawa, M. Mitsunaga, and K. Harada, Opt. Lett. **34**, 698 (2009).