

セシウム D_2 線飽和スペクトルの偏光 および磁界依存性

西宮 信夫^{*1} 野村 克貴^{*2} 鈴木 正夫^{*3}

Dependency of Cs D_2 Saturation Spectral Intensity on Configuration of Polarization and Magnetic Field Conditions

Nobuo NISHIMIYA Katsuki NOMURA Masao SUZUKI

The saturated absorption spectrum of Cs D_2 line has been measured by using a diode laser. The anomalies of the line intensities in the closed transitions are detected at several polarization configuration of the pump and probe beams. Weak magnetic fields of parallel and perpendicular to the laser beam are applied to identify the population trapping effect in the closed transition of $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ and $F'' = 4 \rightarrow F' = 5$. In case of the $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ transition, the line intensity is controlled by polarization configuration and external magnetic field.

1 はじめに

飽和スペクトル分光法は、簡便で高分解能分光計測には欠かせない技術である。さらに感度の向上を期待し飽和分光法を発展させた速度選択光ポンピング¹⁾や偏光分光法と組み合わせた光ポンピング法^{2,3)}が考案されている。

アルカリ金属原子の Rb や Cs は近赤外線領域に非常に安定で強い共鳴線を有しレーザ周波数の安定化などの周波数基準として使われている⁴⁻⁹⁾。また、レーザクーリングの対象原子としても非常に扱いやすく、ボーズアインシュタイン凝縮が初めて実現したのも Rb 原子であった¹⁰⁾。

本研究では Cs 原子を対象として励起光と観測光の偏光状態がスペクトル強度に及ぼす影響と、ゼーマン効果によるスペクトルの形状変化を系統的に調べることを目的とする。

2 実験方法

Fig.1 に偏光をコントロールしながら飽和吸収信号を測定するための典型的な光路図を示す。アッテネータで光量を調整し、 $\lambda/2$ 板で偏光の向きを調整している。また、円偏光とする場合は、必要に応じ $\lambda/4$ 板を各光路に挿入する。また、MP(Mirror for Polarization changing)の有無によって Pump 光の偏光の回転方向を逆転できるようにしている。この実験で定義した偏光の向き

^{*1} 東京工芸大学工学部電子機械学科教授/システム電子情報学科教授

^{*2} 林時計工業(株)

^{*3} 東京工芸大学工学部名誉教授

を Fig.2 に示す¹¹⁾。円偏光の場合は、光の進行方向に対して、左回りを σ^+ と記述することとする。同図 (a) は、Pump, Probe 光共 Pump 光の進行方向に対して左回りとなっており、(b) は Probe 光

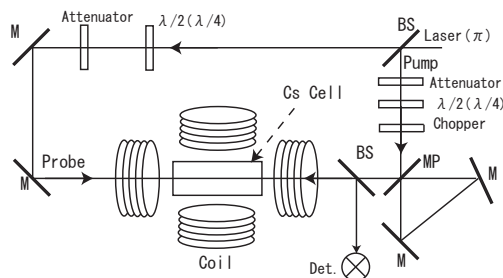


Fig.1 偏光飽和スペクトル観測のための光路図

の回転方向が Pump 光と逆回りとなっている。 $\sigma^+\sigma^-$ と記述した場合は、最初

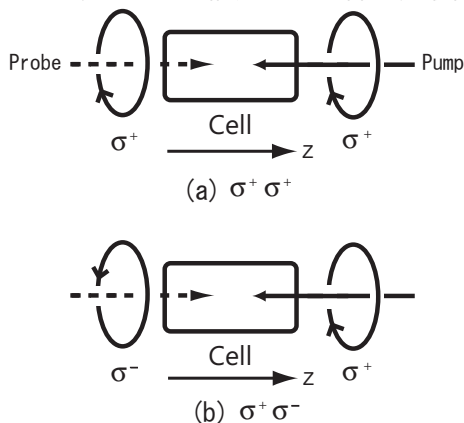


Fig.2 円偏光の場合の偏光の構成例

の σ^+ の記号は Pump 光の偏光状態を表し、2 番目の σ^- の記号は Probe 光の偏光状態を表している。また、直線偏光の場合は記号 π で表す。Pump 光と Probe 光が電気ベクトルを平行とした場合は、 $\pi \parallel \pi$ 、直交する場合を $\pi \perp \pi$ と表す。

3 結果および考察

3.1 飽和吸収信号

理解を容易にするために、基本的な Cs D_2 線スペクトルについてまとめておくこととする¹²⁾。

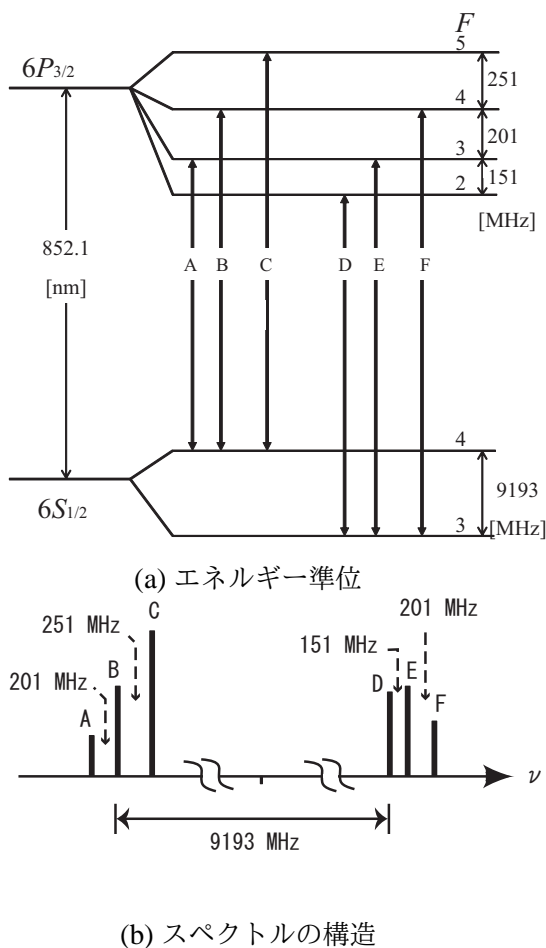


Fig.3 Cs D_2 線のエネルギー準位

Fig.3 に Cs D_2 線 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ スペクトルのエネルギー準位 (a) およびスペクトルの構造 (b) の模式図を示す。例えば、図 (b) において、A は $[F'' = 4] \rightarrow [F' = 3]$ 遷移の相対強度と相対位置を表している。以降、記号 prime は励起状態を、double prime は基底状態を表することとする。超微細構造の遷移確率については、文献¹²⁻¹⁴⁾を参照した。図には示していないがドップラー幅内で各スペクトルの中間にはクロスオーバーレゾナンスが生じる。

Fig.4 と 5 には通常使われる $\sigma^+\sigma^+$ 偏光構成で検出した $6S_{1/2}[F'' = 3] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 2, 3, 4]$ と $\sigma^-\sigma^+$ 偏光構成で検出した $6S_{1/2}[F'' = 4] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 3, 4, 5]$ 飽和吸収スペクトルを示す。

Pump/Probe 光強度は約 $50/20 \mu\text{W}$ で、飽和スペクトルの半値全幅は 5.0MHz であった。図中“CO”はクロスオーバーレゾナンスを示す。すなわち“CO2,3”とは $[F'' = 3 \rightarrow F' = 2]$ と $[F'' = 3 \rightarrow F' = 3]$ との間に現れたクロスオーバーレゾナンスを示している。

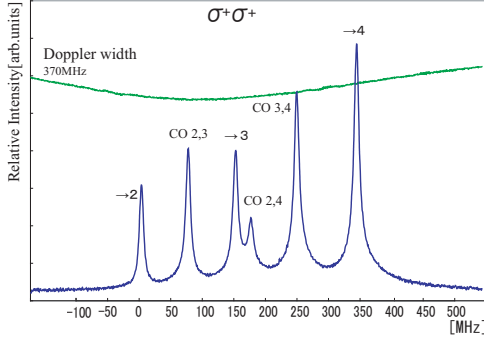


Fig.4 $6S_{1/2}[F'' = 3] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 2, 3, 4]$ 遷移の飽和吸収スペクトル

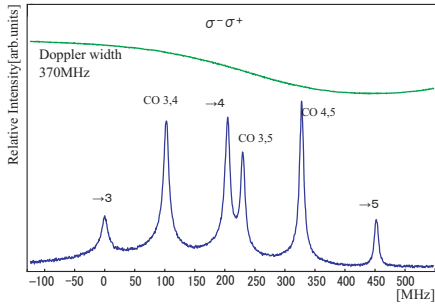


Fig.5 $6S_{1/2}[F'' = 4] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 3, 4, 5]$ 遷移の飽和スペクトル

3.2 偏光状態の組み合わせによるスペクトル形状変化

Fig.6 に $6S_{1/2}[F'' = 3] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 2, 3, 4]$ 遷移における Pump-Probe 光の偏光状態の構成を変えたときに生じるスペクトル形状変化を最上段に示す (a) $\sigma^+\sigma^+$ を基準に、(b) $\sigma^-\sigma^+$ 、(c) $\pi \parallel \pi$ 、(d) $\pi \perp \pi$ 、(e) $\sigma^+\pi$ の 4 つの構成で検出した結果を示す。(b) では $F'' = 3 \rightarrow F' = 2'$ スペクトルおよび $F' = 3'' \rightarrow F' = [2, 3]$ クロスオーバーレゾナンススペクトルが反転し、(c) では $F' = 3'' \rightarrow$

$F' = [2, 3]$ クロスオーバーレゾナンススペクトルが反転する。また、(d) は $F'' = 3 \rightarrow F' = 2'$ スペクトルが反転し、(e) では同スペクトルがほぼ消えた状態となる。

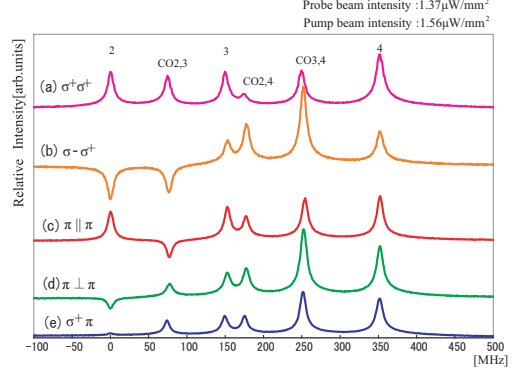


Fig.6 $6S_{1/2}[F'' = 3] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 2, 3, 4]$ 遷移における 5 種類の偏光構成による飽和吸収スペクトルの形状変化

また Fig.7 に $6S_{1/2}[F'' = 4] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 3, 4, 5]$ 遷移における Pump-Probe の偏光状態を変化させたときのスペクトル形状変化を示す。こちらは、

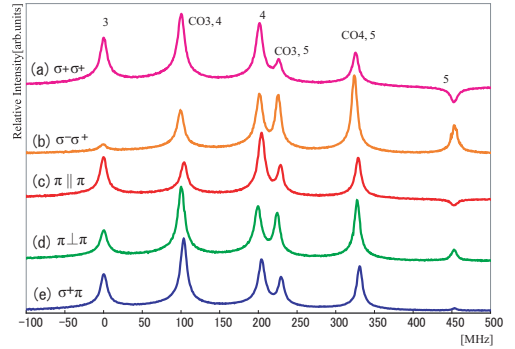


Fig.7 $6S_{1/2}[F'' = 4] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 3, 4, 5]$ 遷移における 5 種類の偏光構成による飽和吸収スペクトル形状の変化

(b) が基準信号となる。(a),(c) において $F' = 4 \rightarrow F'' = 5$ スペクトルが反転する。 $F' = 4 \rightarrow F'' = [4, 5]$ クロスオーバーレゾナンスは偏光の組み合わせにより強度が著しく変化する。また、(e) においては、 $F'' = 4 \rightarrow F' = 5$ 遷移ス

クトルがほぼ消えた状態となる。

これらの異常な振る舞いをする遷移は何れも励起後の緩和過程が閉じた遷移 (closed transition) となっている。すなわち、

$[F'' = 3] \rightarrow [F' = 2]$ の場合:

F レベルの選択律は $\Delta F = 0, \pm 1$ なので、基底状態への緩和は $F' = 2$ から $F'' = 3$ のみ許されており $F'' = 4$ への直接緩和は起こらない。

$[F'' = 4] \rightarrow [F' = 5]$ の場合:

基底状態への緩和は $F' = 5$ から $F'' = 4$ のみ許されている。

一方 $[F'' = 3] \rightarrow [F' = 3]$ など通常の遷移の場合 $F' = 3 \rightarrow F'' = 3$ に加え、 $F' = 3 \rightarrow F'' = 2$ への緩和が許されている。何れも Pump 光と Probe 光の偏光状態に依存する現象でこれは次節で述べるゼーマンサブレベルの選択律が偏光状態により異なることに起因する。そこで、 $\sigma^\pm \pi$ 偏光構成で磁界を作用させて、飽和吸収の挙動を調べることにした。

3.3 弱い外部磁界中の偏光飽和スペクトル

Cs D_2 線においてゼーマン分裂の偏光依存性について、Hirano は $\sigma^+ \sigma^-$ 偏光の条件でスペクトル強度を測定している¹⁵⁾。ここでは、 $\sigma \pm \pi$ の偏光構成において、Cs 原子に弱い外部磁界を印加し、ゼーマン効果によりスペクトルがどのように振舞うかを調べる。はじめにゼーマン効果について概要を簡単に述べ、レーザ光の進行方向と磁界の向きが、平行の場合と垂直の場合に分けて結果を示すこととする。

3.3.1 Cs 原子のゼーマン効果

Cs D_2 線の固有関数は、角運動量 J 、核スピン I 、超微細構造を考慮した全軌道角運動量 F 及びゼーマン効果による磁気量子数 M_F を用いると、 $|JIFM_F\rangle$ と表すことができる。

Cs D 線の磁界が弱い場合のゼーマン効果によるエネルギー分裂は式 (1) で表

され、 g 因子は式 (2) で表される^{12,14)}。

$$\Delta E(F, M_F) = \mu_B g_F M_F H_Z \quad (1)$$

但し、

$$g_F = g_I \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} + g_J \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (2)$$

である。 μ_B はボーア磁子を表し、 H_Z は印加磁界である。また、Cs D_2 線に関わる準位の g 因子の値を Table 1 に示す。

Table 1 Cs D_2 線に関わる g 因子

準位	g_I	g_J
$6S_{1/2}$	-0.0003985	2.0023
$6P_{1/2}$	-0.0003985	0.6659
$6P_{3/2}$	-0.0003985	1.3341

式 (2) の第 2 項は、核スピンによる項で、Table.1 に示す g_I の値より、弱い磁界のもとでは無視できる。ここでは 30 ガウス以下の弱い磁界中の振る舞いについて調べることにしたので、この項を無視して解析した。

Fig.8 には、 $6P_{3/2}$ 準位について、Fig.9,10 には、 $6S_{1/2}$ 準位のゼーマン分裂の計算結果を示す。最大 100MHz 程の分裂を示すが、 $6P_{3/2} F = 3$ については、殆んど分裂しない。

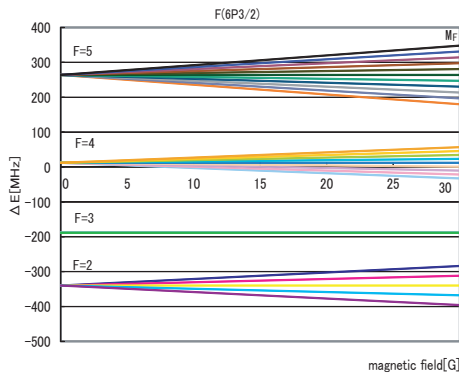


Fig.8 $6P_{3/2} F = 2, 3, 4, 5$ 準位のゼーマン分裂 (Weak Field Case)

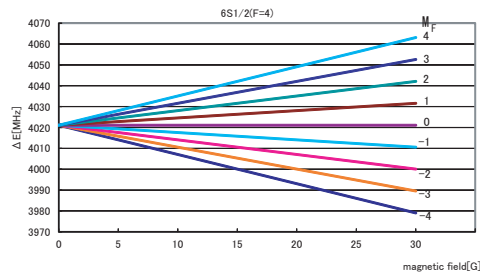


Fig.9 $6_{1/2} F = 4$ 準位のゼーマン分裂 (Weak Field Case)

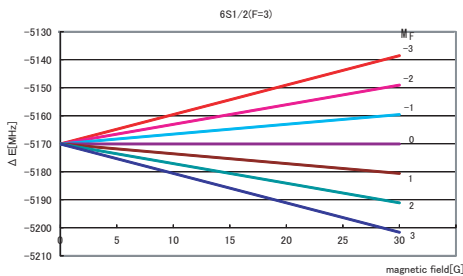


Fig.10 $6S_{1/2} F = 3$ 準位のゼーマン分裂 (Weak Field Case)

基底状態と励起状態間の遷移確率は、Hirano による計算結果を用い、これを Fig.11 に示した^{14, 16)}。

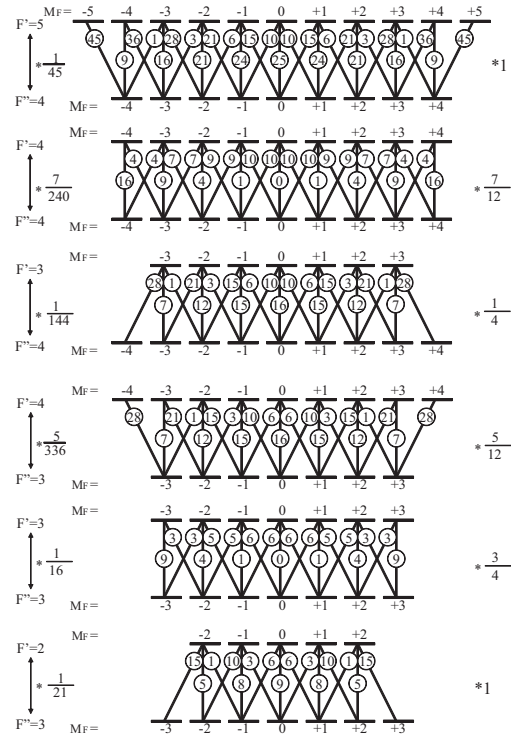


Fig.11 Cs D_2 線の磁気副準位間の遷移確率

ゼーマンサブレベルの選択律は偏光により異なり、磁界に対して偏光の向き (電気ベクトルの向き) が垂直の場合は $\Delta M_F = \pm 1$ となり、平行の場合は $\Delta M_F = 0$ となる。また円偏光の場合は、 σ^\pm に対して $\Delta M_F = \pm 1$ となる。

Fig.11 において、各準位の数字はゼーマンサブレベルを表す。右側の数字は各 $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ 遷移間の自然放出確率の割合を表す。例えば、 $F' = 4$ からは $F'' = 4$ と $F'' = 3$ へ遷移するが、それぞれの遷移の割合は $\frac{7}{12}$ と $\frac{5}{12}$ でその総和は 1 となる。各々の遷移における丸数字はゼーマンサブレベル内の遷移割合を表す。例えば $F' = 4 \leftrightarrow F'' = 4$ では各 M_F の丸数字の総和は 20 となる。さらに各ゼーマンサブレベルの分布数の変化割合は左側の数字 (重み) を掛け合わせるにより決まる。例えば、 $6P_{3/2}[F' = 4, M_F = -4]$ からは、 $6S_{1/2}$ 準位の $[F'' = 4, M_F = -4], [F'' = 4, M_F = -3], [F'' = 3, M_F = -3]$ の 3 つ

の準位への遷移のみ許されそれぞれ、遷移確率は

$$\frac{7}{240} \times 16, \frac{7}{240} \times 4, \frac{5}{336} \times 28$$

となり、総和は 1 となる。

3.3.2 レーザ光の光軸に対して平行な外部磁界の場合

セクション 3.2 では、偏光の組み合わせによるスペクトル形状変化を調べたが、 $\sigma^+\pi$ 偏光状態の場合、closed transition に関わる遷移が消えてしまうことが分かった。ここでは、 $\sigma^+\pi$ 偏光構成において、弱い磁界中によりスペクトルがどのように変化するかを調べることとする。Fig.12 にはレーザ光の進行方向と磁界の向きが平行の場合の光軸図を示す。この場合は Probe の電気ベクトルは磁界 H_z に対して常に垂直となり、 σ^\pm 偏光では選択律は $\Delta M_F = \pm 1$ となる。

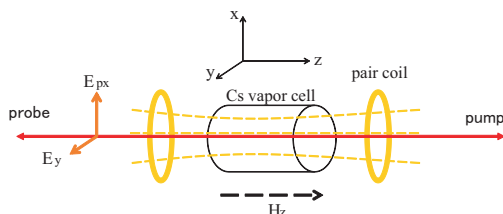


Fig.12 レーザ光と外部磁界が平行の場合の配置

Fig.13 及び 14 に、 $\sigma^+\pi$ 及び $\sigma^-\pi$ 偏光における $6S_{1/2}[F'' = 3] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 2, 3, 4]$ 飽和吸収スペクトルを示す。それぞれ外部磁界を 0 – 20 ガウスまで変化させたときの結果である。磁界の測定には SYPRIS 社製 (Model7030) ガウスメータを使用した。

$\sigma^+\pi$ 偏光において特に顕著だが、閉じた遷移である $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ および閉じた遷移に関わっているクロスオーバーレゾナンス $F'' = 3 \rightarrow F' = [2, 3]$ が異常な振る舞いを示していることが分かる。これは、特定の準位の分布数を偏光状態だけでなく外部磁界を使ってコントロールできることを示している。また、0~0.5 ガウスの微小な磁界変化

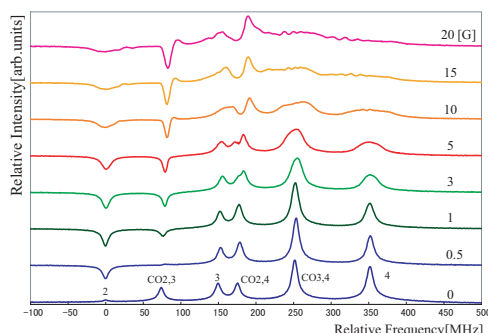


Fig.13 $\sigma^+\pi$ 偏光構成、[外部磁界]/[光軸]

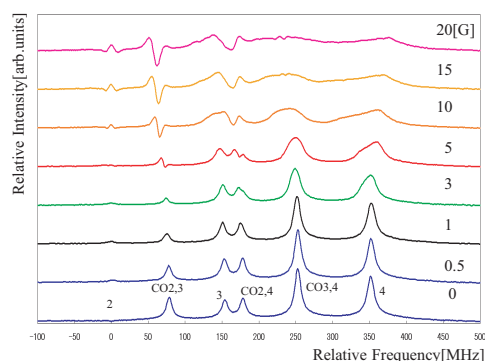
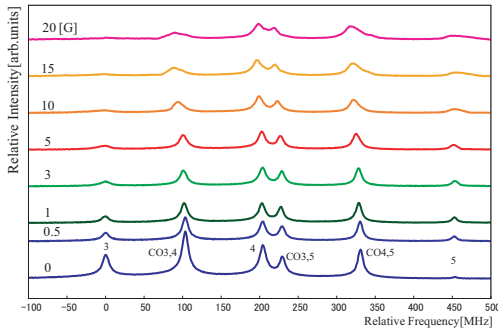


Fig.14 $\sigma^-\pi$ 偏光構成、[外部磁界]/[光軸]

内で、強度の符号反転が起こっている。

この異常な振る舞いについて Fig.11 を用いて説明すると、 σ^+ Pump により最下段の $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ 遷移において $\Delta M_F = +1$ が励起され、緩和により下準位 $\Delta M_F = +2, +3$ の分布数が増加すると考えることができる。その結果、観測遷移である $\Delta M_F = -1$ においてスペクトルが反転する。比較のため Fig.15 には、 $\sigma^+\pi$ 偏光における $6S_{1/2}[F'' = 4] \rightarrow 6P_{3/2}[F' = 3, 4, 5]$ 飽和吸収スペクトルを示す。こちらは遷移の様子は Fig.13, 14 とよく似ているのだが、励起状態の $F' = 3$ から基底状態の $F'' = 3$ への緩和が許されているので遷移が閉じておらず、異常な振舞いはせず、一般的な飽和吸収となる。

Fig.15 $\sigma^+\pi$ 偏光構成、[外部磁界]//[光軸]

3.3.3 レーザ光の光軸に対して垂直な磁界の場合

Fig.16 には、レーザ光の進行方向と外部磁界が垂直の場合の光軸図を示す。Probe 光を直線偏光とすると Probe 光の偏光の向き (電気ベクトルの向き) は、磁界 H_Z に対して垂直の場合と平行の場合の二種類に分ける必要がある。すなわち垂直の場合の選択律は $\Delta M_F = \pm 1$ 、平行の場合は $\Delta M_F = 0$ となる。

以下に、「Probe 光の電気ベクトルに平行な外部磁界」の場合と「Probe 光の電気ベクトルに垂直な外部磁界」の場合に分けて結果を示す。測定は何れも、 $6S_{1/2}F'' = 3 \rightarrow 6P_{3/2}F' = 2, 3, 4$ を対象に行った。

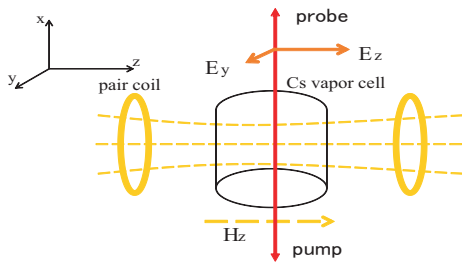
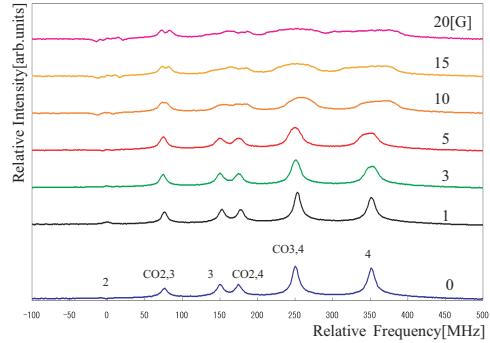
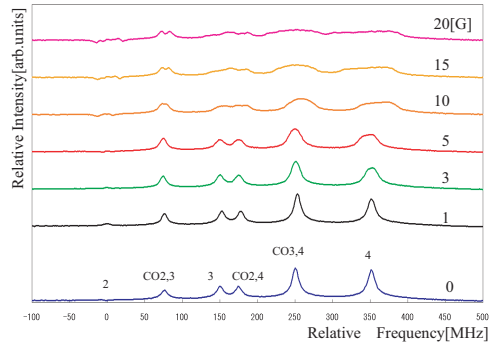


Fig.16 レーザ光と外部磁界が垂直の場合の光軸

(a) Probe 光の電気ベクトルに平行な外部磁界

Fig.17,18 に観測光の偏光の向き (電気ベクトルの向き) が外部磁界と平行な場合の結果を示す。磁界を印加することで、わずかだが $F'' = 3 \rightarrow F' = 2$ 遷移スペクトルが生じる。

Fig.17 $\sigma^+\pi$ 偏光構成、[外部磁界]//[レーザ光軸]Fig.18 $\sigma^-\pi$ 偏光構成、[外部磁界]//[レーザ光軸]

(b) Probe 光の電気ベクトルに垂直な外部磁界

Fig. 19, 20 に観測光の偏光の向きが外部磁界と垂直な場合のスペクトル例を示す。

Fig.17,18 に比較して Fig. 19, 20 の方が磁界が強くなると分裂がくっきりしているように見える。Fig.20 では $\Delta M_F = -1$ の準位の Pump に対して Probe を $\Delta M_F = \pm 1$ で行っており、分布のホールがそのまま観測できるが、Fig.18 の水平磁界のときは $\Delta M_F = 1$ の Pump に対して $\Delta M_F = 0$ で Probe しているの、Pump 準位と Probe 準位が一致しておらず、観測準位の分布に明確なホールが現れにくくなっていると解釈できる。

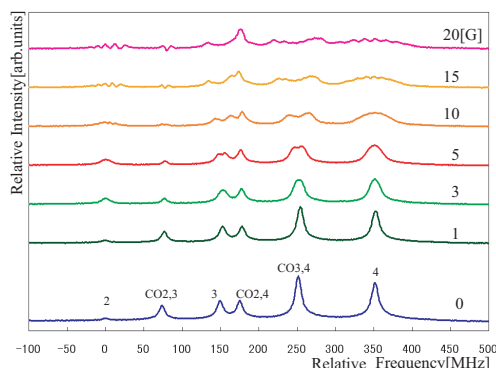


Fig.19 $\sigma^+\pi$ 偏光構成、[外部磁界] \perp [レーザ光軸]

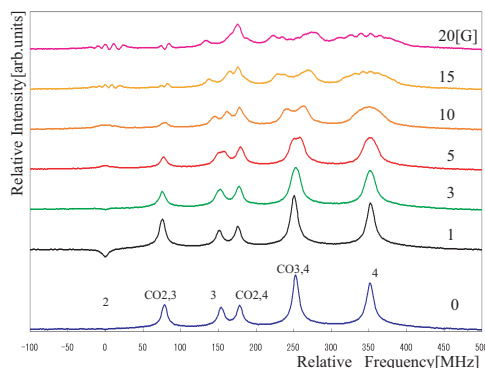


Fig.20 $\sigma^-\pi$ 偏光構成、[外部磁界] \perp [レーザ光軸]

4 まとめ

5 種類の代表的な偏光構成における Cs D_2 線スペクトルの形状変化を測定した。レーザの偏光や磁界をコントロールすることにより各エネルギー準位の分布数をコントロールすることができたことが分かった。また、closed transition に関わる遷移はその強度が磁界に対して敏感に反応し、変化することから、極微細な磁界変化を検出する磁気センサとして応用できる。今後 Pump-Probe パワーに対する分布数の変化を調べる予定である。また、ゼーマン分裂時における遷移強度に対する定量的な解釈を試みる予定である。

References

- 1) C. G. Aminoff and M. Pinard, *J.Phys.* **43**, 263–277 (1982).
- 2) S.Nakayama, *J.J.Appl.Phys.* **24**, 1–7 (1985).
- 3) C.H.Oh and S.Ohshim, *J.J.Appl.Phys.* **33**, 6350–6354 (1994).
- 4) M. Suzuki and S. Yamaguchi, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 2392–2399 (1988).
- 5) T. Yabuzaki, A. Ibaragi, H. Hori, M. Kitano, and T. Ogawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, L451–L454 (1981).
- 6) Th. Udem, J. Reichert, T.W. Hänsch and M. Kourogi, *Phys. Rev. A* **62**, 031801–1–031801–4 (2000).
- 7) Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3568–3571 (1999).
- 8) F. Nez, F.Biraben, R. Felder and Y. Millerioux, *Optics Comm.* **102**, 432–438 (1993).
- 9) T. Ohtsuka, N. Nishimiya, T. Fukuda, and M. Masao, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**(9), 2487–2491 (2005).
- 10) M. H. Anderson, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198–201 (1995).
- 11) H. S. Lee, S. E. Park, J. D. Park, and H. Cho, *J. Opt. Am.* **11**, 558–563 (1994).
- 12) D. A. Steck, <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/>. (2010). University of Oregon.
- 13) A.L. Shawlow and C.H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940–1949 (1958).
- 14) 平野 功, 原子スペクトル入門 (技報堂出版). (2000).
- 15) I. Hirano, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **43**, 303–309 (1990).
- 16) I. Hirano, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **46**, 151–158 (1991).