

双频激光器中的塞曼效应

巴恩旭 刘玉照

(南开大学)

提 要

本文计算了双频激光器中氖原子 $3S_2 \rightarrow 2P_4$ 跃迁的复杂塞曼分裂,并分析了左旋和右旋圆偏振光拉姆下陷产生的条件。

Zeeman effect in the two frequency laser

Ba Enxu Liu Yuzhao

(Nankai University)

Abstract

This work deals with the calculations on complicated Zeeman splittings of the $3S_2 \rightarrow 2P_4$ transition in Ne atoms and also with analysis on the conditions for producing Lamb dip for left- and right handed circular polarized light.

一、引 言

双频激光器的原理基于塞曼效应,其输出特性和稳频特性受塞曼效应影响。因此搞清双频激光器中的塞曼效应乃是必要的。

塞曼分裂的矢量模型理论已为实验很好地证实。文献[1]第一次给出了不同于“ L, S ”和“ j, j ”耦合的“ j, l ”耦合,即拉卡(Racah)矢量模型。但未运用于氖的塞曼分裂。文献[2]报导了这方面的工作,但只给出了朗德因子的计算值,而未给出计算公式。此后也未见报导。为此我们采用拉卡模型计算了氖原子 $3S_2 \rightarrow 2P_4$ 跃迁的复杂塞曼分裂。计算得到:

g 分别等于 $4/3(3S_2)$ 和 $7/6(2P_4)$ 。这里,对于 $2P_4$ 能级的 g 因子,我们得到的值与[2]给出的值不同,后者给出为 $4/3(j, l$ 耦合)。

根据计算,我们从理论上指出了双频激光器中拉姆下陷产生的条件。理论分析与实验观察相符。

二、计 算

① 塞曼分裂

原子磁矩 μ 与外磁场 H 相互作用,原子获得附加能量 ΔE ,

$$\Delta E = \mu H \cos(\mu, H) \quad (1)$$

收稿日期: 1979年7月5日。

ΔE 产生频移 $\Delta\nu$,

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_2 - \Delta E_1}{h} \quad (2)$$

h 为普朗克常数, “2”、“1”为上、下能级的脚码。

电子的轨道磁矩和自旋磁矩由量子力学的下列公式给出:

$$\mu_L = \sqrt{l(l+1)} \mu_B \quad (3)$$

$$\mu_S = 2\sqrt{S(S+1)} \mu_B \quad (4)$$

式中 μ_B 为玻尔磁子, l, S 分别为轨道量子数和自旋量子数。

在弱磁场中 (双频激光器中 $H \sim 200$ 高斯, 属弱磁场), 原子本身各力学矩间的耦合大于外磁场对它们的作用。此种情况下产生复杂塞曼分裂。

对氦原子来说, 拉卡矢量模型是最好的近似。它给出如下的耦合方式:

$$\left. \begin{aligned} J_C &= L_C + S_C \\ K &= J_C + l \\ J &= K + S \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中 L_C 和 S_C 分别为原子实 ($1S^2 2S^2 2P^5$) 的轨道矩和自旋矩; l, S 分别为最外层电子的轨道矩和自旋矩。 J_C, K, J 的磁矩由下式给出:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{J_C} &= \mu_{L_C} + \mu_{S_C} \\ \mu_K &= \mu_{J_C} + \mu_l \\ \mu_J &= \mu_K + \mu_S \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

由公式 (3)、(4)、(5)、(6), 并运用矢量加法, 即得到:

$$\mu_{J_C} = g_{J_C} \sqrt{J_C(J_C+1)} \quad (7)$$

$$\mu_K = g_K \sqrt{K(K+1)} \quad (8)$$

$$\mu_J = g_J \sqrt{J(J+1)} \quad (9)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} J_C, K, J & \text{ 为相应力学矩的量子数, 而} \\ g_{J_C} &= 1 + \frac{J_C(J_C+1) + S_C(S_C+1) - L_C(L_C+1)}{2J_C(J_C+1)} \\ g_K &= \frac{(g_{J_C}+1)K(K+1)(g_{J_C}-1) \times J_C(J_C+1) - (g_{J_C}-1)l(l+1)}{2K(K+1)} \\ g_J &= \frac{(g_{K+2})J(J+1) + (g_{K-2}) \times K(K+1) - (g_{K-2})S(S+1)}{2J(J+1)} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

将 (9) 式代入 (1) 和 (2), 得到:

$$\Delta E = g_J m \mu_B H \quad (11)$$

$$\Delta\nu = [(g_J m)_2 - (g_J m)_1] \frac{\mu_B}{h} H \quad (12)$$

式中 m 为 J 的磁量子数, $m = J, J-1, \dots, -J$ 。

对于氦原子 $L_C=1, S_C=1/2, J_C=1/2, 3/2$ 。再由 (5) 式可以求出其他几个量子数。将以上各值代入 (10) 式, 又可求出 g_{J_C}, g_K, g_J 。以上计算结果一并列成下表。

能级	计 算 值									
	L_C	S_C	J_C	l	K	S	J	g_{J_C}	g_K	g_J
$3S_2$	1	1/2	1/2	0	1/2	1/2	1	2/3	3/2	4/3
$2P_4$	1	1/2	1/2	1	3/2	1/2	2	2/3	8/9	7/6

根据选择定则, $\Delta m = \pm 1, 0, \Delta m = \pm 1$ 产生 σ_+ 和 σ_- 成份 (即偏振方向垂直于磁场)。将上、下能级的 $g_J m$ 值代入 (12) 式, 得到塞曼分裂的最后结果:

$$\Delta\nu = \pm 4/3, \pm 7/6, \pm 1 \cdot \left(\frac{\mu_B}{h} H \right) \quad (13)$$

“+”和“-”分别代表两种偏振成份: 左旋圆偏振 (σ_+) 和右旋圆偏振 (σ_-)。

(13) 式表明, 塞曼分裂产生的左旋圆偏振光与右旋圆偏振光各由三条谱线组成; 三条谱线中相邻谱线的频差为:

$$|\delta| = 1/6 \frac{\mu_B}{h} H \quad (14)$$

而 σ_+ 和 σ_- 的增益线应分别为各自所属三条谱线增益线的迭加。两种偏振成份的增益线的中心频率的频差, 定义为塞曼分裂距离, 即:

$$\Delta\nu_Z = 2 \times 7/6 \frac{\mu_B}{h} H \quad (15)$$

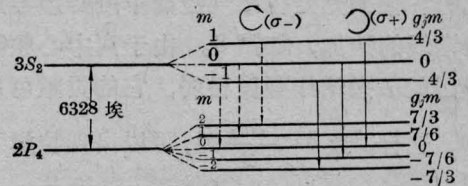


图 1 $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ 的塞曼分裂 (σ 成份)
(观测者面对磁场方向)

图1表示 $\lambda=6328\text{\AA}$ 的塞曼分裂。 $\Delta m=0$ 的 σ 成份(偏振方向平行于磁场)在双频激光中不出现,故未画出。

② 谱线强度

σ_+ 和 σ_- 各自的三条谱线强度并不相等,并且谱线强度与耦合方式无关,只决定于量子数 J 和 m_0 。前面我们所讨论的 $3S_2 \rightarrow 2P_4$ 的跃迁是:

$$J \rightarrow J+1$$

$$m \rightarrow m \pm 1$$

这时每条谱线的强度由下式给出^[3]:

$$I = B(J \pm m + 1)(J \pm m + 2) \quad (16)$$

其中 B 为比例常数。因为我们只需要知道谱线的相对强度就够了,因而不必具体知道 B 的值。将每条谱线所对应的 J 和 m 代入(16)式,计算结果表示在图2。

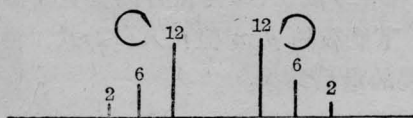


图2 谱线相对强度

讨 论

塞曼分裂对拉姆下陷产生什么影响是我们所关心的。因为如果存在拉姆下陷,将会出现多个频率稳定点*,如果选择不当(不是每次都锁定在中心频率 ν_0),就会严重影响频率复现性^[5]。因此搞清楚双频激光器中拉姆下陷产生的条件是很必要的。

① 均匀磁场

前面的计算给出,在轴向分布均匀的磁场下, σ_+ 和 σ_- 各由三条不等强的谱线组成。因此每种偏振光是否出现拉姆下陷必须考虑三条谱线的迭加,如图3。由于离中心频率 ν_0 最远的一条谱线强度很弱,它的贡献可以忽略。这样,当 $\delta < \frac{\Delta\nu_h}{2}$ 时,可以出现拉姆下陷(见图3)。 δ 由(14)式给出, $\Delta\nu_h$ 是烧孔宽度,总气压为3托时, $\Delta\nu_h \approx 240$ 兆赫。在双

频激光器使用的磁场范围内(200高斯左右), δ 很小,满足上述条件,因此可出现拉姆下陷。但“下陷”不很对称;磁场越大,越不对称。

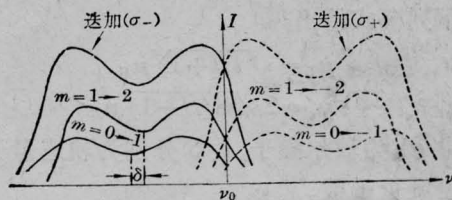


图3 均匀磁场下的功率调谐曲线

当磁场加大,达到 $\Delta\nu_h/2 < \delta < \Delta\nu_h$ 时(H 在500高斯左右),拉姆下陷消失。磁场进一步加大,拉姆下陷重又出现。但此时磁场已远超出使用范围,不予详细讨论。

② 非均匀磁场

只在某些特殊研究中,双频激光器才使用均匀磁场。在一般应用中多采用永久磁铁。永久磁铁的轴向分布是不均匀的,因此处于轴向不同位置的原子的塞曼分裂不同,所以 σ_+ (或 σ_-)是由若干组谱线组成的。每组谱线与中心频率 ν_0 的距离不同,并且 δ 也不同。图4中画出了对应磁场最强和最弱的两组谱线($\sigma_+, \sigma'_+; \sigma_-, \sigma'_-$)。

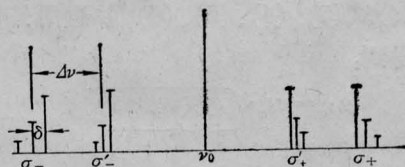


图4 非均匀磁场下的塞曼分裂 $\nu_{\sigma_+} - \nu_{\sigma'_+} = \Delta\nu$

总的功率调谐曲线应为各组功率调谐曲线的迭加。由图5,仅当 $\Delta\nu \leq 1/2(\Delta\nu_h - \delta)$ 才会出现拉姆下陷。由(13)式,

$$\Delta\nu = 7/6 \frac{\mu_B}{h} \Delta H \quad (17)$$

所以,非均匀磁场下产生拉姆下陷的条件是:

* 这不是唯一的原因,多纵模的出现(只要满足左旋光与右旋光强度相等),也会产生多个稳频点。

$$\Delta H \leq 3/7 \frac{h}{\mu_B} (\Delta\nu_h - \delta) \quad (18)$$

将有关各值代入(18)式,当 $H=200$ 高斯时,则:

$$\Delta H \leq 60 \text{ 高斯} \quad (19)$$

一般永久磁铁不满足(19)式条件。因此使用永久磁铁时一般看不到拉姆下陷。

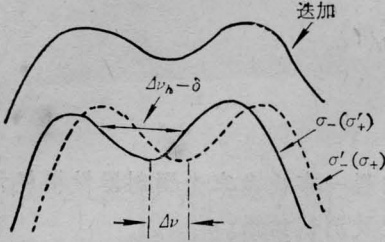


图5 非均匀磁场下左旋(或右旋)偏振光功率调谐曲线的合成

③ 在模竞争作用较强的情况下,功率调谐曲线会发生“畸变”。在均匀磁场下,畸变后的功率曲线仍有明显的下陷。但这不是拉姆下陷,我们称它为“磁下陷”。在非均匀磁场中,磁下陷变得不明显。磁下陷一般是不对称的,只在某些特殊条件下才是对称的。

参 考 文 献

- [1] G. Racah; *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 537.
- [2] W. Culshaw, J. Kannelud; *Phys. Rev.*, 1964, **133**, A 691.
- [3] H. E. White; *Introduction to atomic spectrum*, McGraw-Hill, New York (1934).
- [4] 赵克功,《物理》, 1977, **6**, No. 2, 75.
- [5] 张培林等,《激光》, 1978, **5**, No. 3, 1~8.

礼 记

简并的四波混频后向波参量振荡

徐 雄

(美国俄亥俄州立大学)

吴存恺 范琦康 范俊颖 毛为民 王志英 柳月英

(中国科学院上海光机所)

普通的简并的四波混频作用都是获得后向波参量放大作用,即有一定强度的物波输入,观察此物波的位相复共轭的后向反射波,后向反射波与物波强度之比称为非线性反射率,对于参量放大作用,此非线性反射率小于1。本文报道了在共线和非共线抽运情况下,用硝基苯作非线性介质,观察到简并的四波混频后向波参量振荡作用,即在没有物波输入时,由于自发发射的放大而产生的后向波参量振荡作用。显然此时非线性反射率大于1。我们用半最大全宽度约为7毫微秒,波长为5320埃激光作抽运光,在共线抽运下,当介质有效长度为200毫米,抽运能量为0.4毫焦耳时,就观察到振荡信号。我们观察到了振荡输出远场花样,如图1所示。测量了抽运强度与参量振荡输出强度间的关系曲线。测量了后向振荡信号的脉冲波形。振荡信号脉冲前沿变陡,脉冲被压缩。

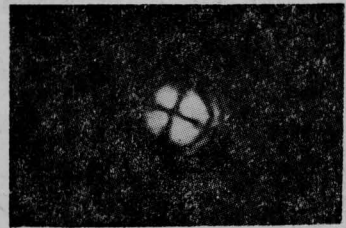


图1 后向波参量振荡输出远场花样

在非共线抽运条件下,当抽运光束与振荡光束夹角为 4×10^{-2} 弧度,取样输出镜的反射率为50%,抽运光束能量为20毫焦耳时,观察到振荡信号。

最近 H. Hsu 提出了简并的四波混频后向波大信号理论,我们实验发现,在强抽运情况下各种受激散射,特别是受激喇曼散射过程将与四波混频过程竞争,从而使抽运辐射抽空,因此应对大信号理论作很大修正。

收稿日期: 1979年9月28日。