

铯饱和吸收光谱随抽运光强度的变化^{*}

甘建华 陈徐宗 李义民 吉望西 华景山 姚继良 杨东海 王义道

(北京大学无线电电子学系, 北京 100871)

(1995 年 7 月 20 日收到)

研究了铯饱和吸收光谱随抽运光强度变化的情况, 特别是 $6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$ 的谱线的变化行为. 在线偏振光抽运、线偏振光检测的情况下, 计入所有相关的 Zeeman 子能级之间的跃迁, 考虑光抽运与饱和效应的共同作用, 运用 Runge-Kutta 法则求解粒子数方程, 计算得出的饱和吸收谱与实验结果符合得较好. 还给出了较直观的物理解释.

PACC: 3280; 3220F; 0765G

1 引 言

碱金属气室的饱和吸收光谱被广泛应用于高分辨率光谱学、激光频率稳定等领域. 近年来, 由于铯 D_2 线(852 nm)和铷 D_2 线(780 nm)波长范围的窄线宽半导体激光器的广泛应用, 铯和铷的饱和吸收光谱特别受到科研工作者的注意. 在量子光学的许多分支中都应用碱金属气室, 例如铯原子气室可用于做冷却和囚禁原子的磁光阱的实验. 产生磁光阱的激光频率需要锁定在饱和吸收光谱的某一条谱线上^[1], 因而研究铯的饱和吸收谱是很有意义的. 由于铯原子基态和 D_2 线的激发态有超精细结构, 在饱和吸收光谱实验中, 光抽运起着非常重要的作用, 这使得观察到的谱线与简单地用两能级模型估计的结果不一致.

Nakayama 用简单的一次抽运的四能级模型从理论上得出了弱光抽运情况下铯和铷的饱和吸收谱的主线和交叉线的相对强度, 但没有考虑饱和效应^[2]. Yang 用三次光抽运的模型计算了 Cs 的饱和吸收谱^[3]. 文献[4]的实验发现 $Cs 6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$ 跃迁线的正负随着抽运光强度的变化很敏感, 也就是说当抽运光强度增加时该信号的符号会改变, 但没有给出理论解释. 我们在线偏振光抽运、线偏振光检测的情况下从理论上预言铯饱和吸收谱的形状并给出直观定性的物理解释. 同样的理论分析也适用于其他的碱金属原子跃迁线和其他的偏振组态.

2 实 验 装 置

实验装置见图 1, 使用外腔弱光反馈压窄线宽的半导体激光器(SDL)作为光源, 其线宽小于 1 MHz. 经过偏振棱镜后变为线偏振光, 用一块厚的平板玻璃反射出两束平行的弱

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

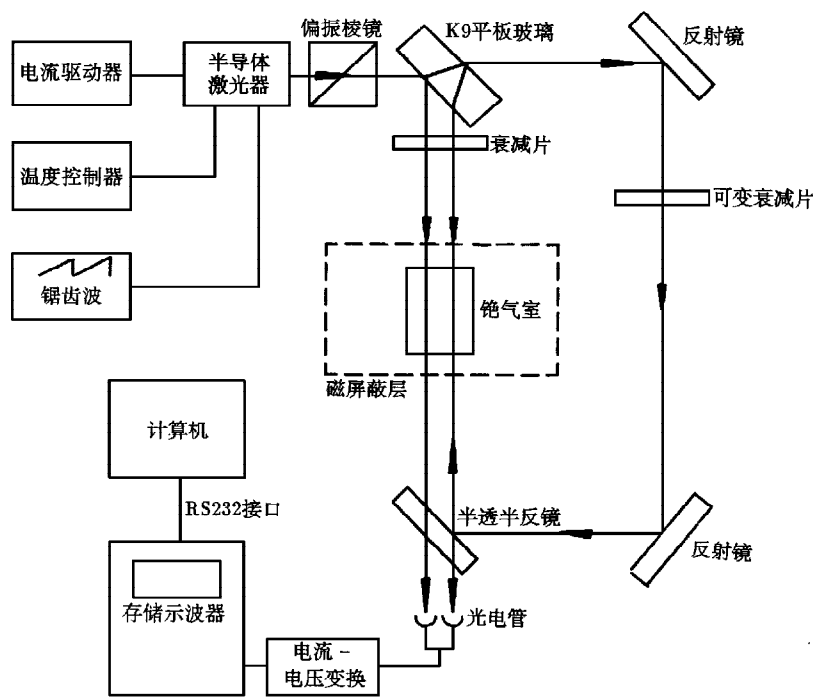


图 1 铯饱和和吸收光谱的实验装置

光束作为检测光,它们经过衰减片、铯气室和一块半透半反镜后到达一对光电管上.透过厚玻璃的强光束经过反射镜、可变衰减片、半透半反镜后作为抽运光,它从相反方向与两束弱光束的其中一束在铯气室内重合.抽运光的光强可以通过衰减片调节.铯气室为直径 20 mm 长 20 mm 的圆柱泡,处于室温 20℃ 的环境下,并被包裹在磁屏蔽层中,以消除外界磁场的影响.一个电流-电压变换放大器把两个光电管的信号相减并放大,以消除多普勒本底,它的输出信号接至存储示波器,可以通过 RS232 接口把饱和吸收谱的数据传送到 PC 机中.

抽运光和检测光都为线偏振且偏振方向平行,取定量子轴方向沿着光的偏振方向,则两束光均为 π 偏振,如图 2 所示.

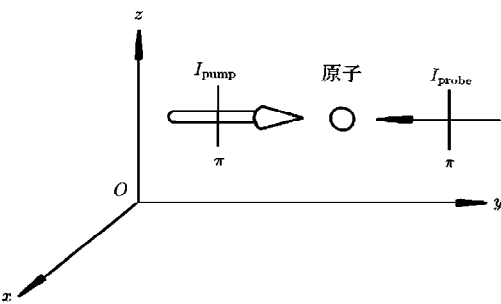


图 2 线偏振光抽运、线偏振光检测示意图

3 理论模型

由于较强的光作用使得一个跃迁产生一定程度的饱和,从而在基态和激发态之间产

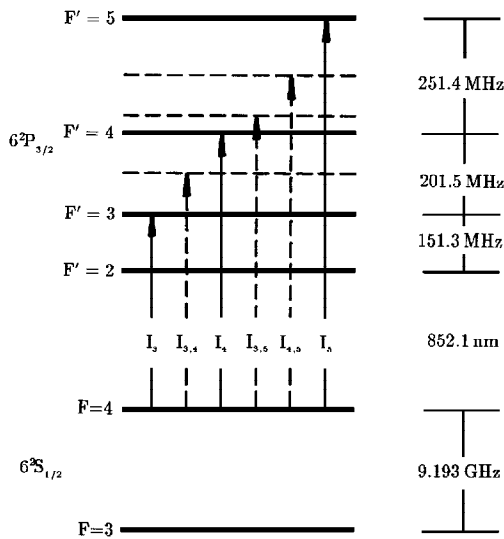


图3 Cs原子 $6^2S_{1/2}$ 和 $6^2P_{3/2}$ 能级的超精细结构及相关的跃迁

生光学相干是饱和光谱的内在特性.但是当基态为多能级时,光抽运变得相当重要^[2],甚至起着决定性的作用,即使在抽运光的光强很弱的情况下,由于光抽运使得我们也能观测到较强的信号.在这种情况下,光学相干可以被忽略,因而可以用速率方程而不是用 Bloch 方程来处理这个问题,用它可以很好地解释弱抽运光情况下的饱和吸收谱的行为.当抽运光变强时,必须考虑到饱和效应,即不再忽略激发态的粒子数,这样就能解释在抽运光变强的过程中饱和效应和光抽运效应的共同作用使得饱和吸收谱信号的表现形式不同的现象.作为近似,我们发现速率方程仍能用于处理抽运光较强的情形.

Cs 原子能级如图 3, 考虑 $6^2S_{1/2}$ $F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}$ $F'=3, 4, 5$ 的跃迁, 原子与抽运光的作用用所有相关子能级的粒子数的速率方程来描述^[5]: $6^2S_{1/2}$ $F=4$, $|F, m_F\rangle = |4, -4\rangle, |4, -3\rangle, \dots, |4, 4\rangle$ 上的粒子数记作 $n_1(v, t), n_2(v, t), \dots, n_9(v, t)$; 激发态 $6^2P_{3/2}$ $F'=3$, $|F', m'_F\rangle = |3, -3\rangle, |3, -2\rangle, \dots, |3, 3\rangle$ 上的粒子数记作 $n_{10}(v, t), n_{11}(v, t), \dots, n_{16}(v, t)$; $6^2P_{3/2}$ $F'=4$, $|F', m'_F\rangle = |4, -4\rangle, |4, -3\rangle, \dots, |4, 4\rangle$ 上的粒子数记作 $n_{17}(v, t), n_{18}(v, t), \dots, n_{25}(v, t)$; $6^2P_{3/2}$ $F'=5$, $|F', m'_F\rangle = |5, -5\rangle, |5, -4\rangle, \dots, |5, 5\rangle$ 上的粒子数记作 $n_{26}(v, t), n_{27}(v, t), \dots, n_{36}(v, t)$. 我们考虑的所有 Zeeman 子能级间的相对跃迁几率如图 4 所示.

对于基态各子能级 $6^2S_{1/2}$ $F=4$, $|F, m_F\rangle, m_F = -4, \dots, 0, \dots, 4$ 速率方程具有下列形式^[5],

$$\begin{aligned} \frac{dn_k(v, t)}{dt} = & -n_k(v, t) \sum_{j=10}^{36} W_{kj}^{Fm_F}(\omega, v) \\ & + \sum_{i=10}^{36} n_i(v, t) (W_{ik}^{F'm'_F}(\omega, v) + A_{ik}^{F'm'_F}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $k=1, 2, \dots, 9$.

对于激发态子能级, 速率方程具有下列形式^[5],

$$\begin{aligned} \frac{dn_k(v, t)}{dt} = & -n_k(v, t) \sum_{j=1}^9 W_{kj}^{F'm'_F}(\omega, v) \\ & - n_k(v, t) A_{kg}^{F'm'_F} + \sum_{i=1}^9 n_i(v, t) W_{ik}^{Fm_F}(\omega, v), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $k=10, 11, \dots, 36$; $A_{kg}^{F'm'_F}$ 为激发态子能级 k 到基态 $6^2S_{1/2}$ $F=3, 4$ 所有子能级的自发跃迁几率之和, $A_{ik}^{F'm'_F}$ 为激发态子能级 i 至基态子能级 k 的自发跃迁几率, 它可以表示为

$$A_{ik}^{F'm'_F} = \tau^{-1} (a_{F'm'_F \rightarrow Fm_F})^2. \quad (3)$$

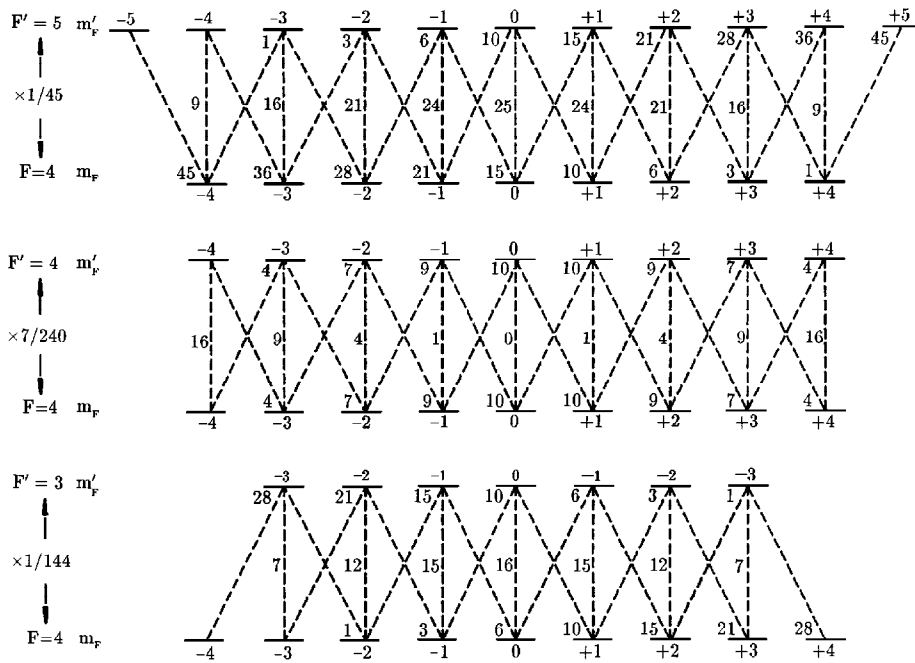


图4 Cs原子 $6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=3, 4, 5$ 跃迁对应的 Zeeman 子能级间的相对跃迁几率

$W_{ik}^{F'm'_F}(\omega, \nu)$ 为在 π 偏振光作用下激发态子能级 i 至基态子能级 k 的受激发射跃迁几率

$$W_{ik}^{F'm'_F}(\omega, \nu) = \frac{3\pi c^2 I}{h\omega^3} (a_{F'm'_F \rightarrow Fm_F})^2 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_{ik} - \mathbf{K}\nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 (1 + s)}, \quad (4)$$

$W_{ik}^{Fm_F}(\omega, \nu)$ 为在 π 偏振光作用下基态子能级 i 至激发态子能级 k 的受激吸收跃迁几率

$$W_{ik}^{Fm_F}(\omega, \nu) = \frac{3\pi c^2 I}{h\omega^3} (a_{Fm_F \rightarrow F'm'_F})^2 \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_{ik} - \mathbf{K}\nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 (1 + s)}, \quad (5)$$

$(a_{F'm'_F \rightarrow Fm_F})^2$ 为 $|F', m'_F\rangle \rightarrow |F, m_F\rangle$ 跃迁的相对跃迁几率, I 为抽运光的光强, $s = I/I_0$ 为饱和参数, I_0 为饱和光强 ($I_0 = 11 \text{ W/m}^2$), ω 为激光的角频率, ω_{ik} 为 $|i\rangle \rightarrow |k\rangle$ 跃迁的角频率, τ 为铯原子 $6^2P_{3/2}$ 能级的寿命, c 为光速, h 为 Planck 常数, $\mathbf{K}$ 为抽运光的波矢量, ν 为原子沿 $\mathbf{K}$ 方向的速度分量, γ 为谱线的线宽, 包括自然线宽、激光线宽、碰撞增宽、渡越时间增宽的贡献. 至此我们建立了包括基态 $F=4$ 和激发态 $F'=3, 4, 5$ 所有子能级在内的速率方程, 由于未受激光作用时原子处于热平衡分布, 所以初始条件为 $n_i(\nu, 0) = n_0$ ($i=1, \dots, 9$); $n_k(\nu, 0) = 0$ ($k=10, \dots, 36$). 运用 Runge-Kutta 法则可以对这 36 个线性微分方程组成的方程组进行数值积分, 积分时间选为 $\frac{d}{v_a}$ (d 为抽运光束直径, 在实验中抽运光束与检测光束重合, v_a 为铯原子的横向平均速率), 得出 $n_i(\nu, t)$, ($i=1, 2, \dots, 36$). 检测光很弱, 它检测上下能级的

粒子数差,对于检测光吸收的改变即我们所得到的饱和吸收谱信号 $S(\omega, v)$ (对于检测光的吸收减小时信号为正,对于检测光的吸收增大时信号为负)

$$S(\omega, v) = C_1 \sum_{i=1}^9 \sum_{k=10}^{36} [n_i(v, t) - n_k(v, t) - n_i(v, 0)] \times \frac{3\pi C^2}{h\omega^3} (a_{i \rightarrow k})^2 \times \frac{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}{(\omega - \omega_{ik} + \mathbf{K}v)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (6)$$

其中 C_1 为一负的系数,它与检测光的光强有关, i 为基态子能级, k 为激发态子能级, $n_i(v, 0)$ 为没有光的作用时基态子能级上的粒子数. 由于检测光波矢为 $-\mathbf{K}$, 所以最后一项的分母中一因子成为 $(\omega - \omega_{ik} + \mathbf{K}v)$. 在光波矢方向上铯原子的速度分布为 **Maxwell** 分布,

$$f(v) = \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right), \quad (7)$$

其中 m 为铯原子质量, k_B 为 Boltzmann 常数, T 为铯原子所处环境的绝对温度.

实际观察到的饱和吸收谱信号 $S(\omega)$ 应为 $S(\omega, v)$ 对所有速度求积分,

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega, v) f(v) dv. \quad (8)$$

4 实验观察和物理解释

实验中用锯齿波扫频,使激光频率扫过 $6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=3, 4, 5$ 跃迁线,可以

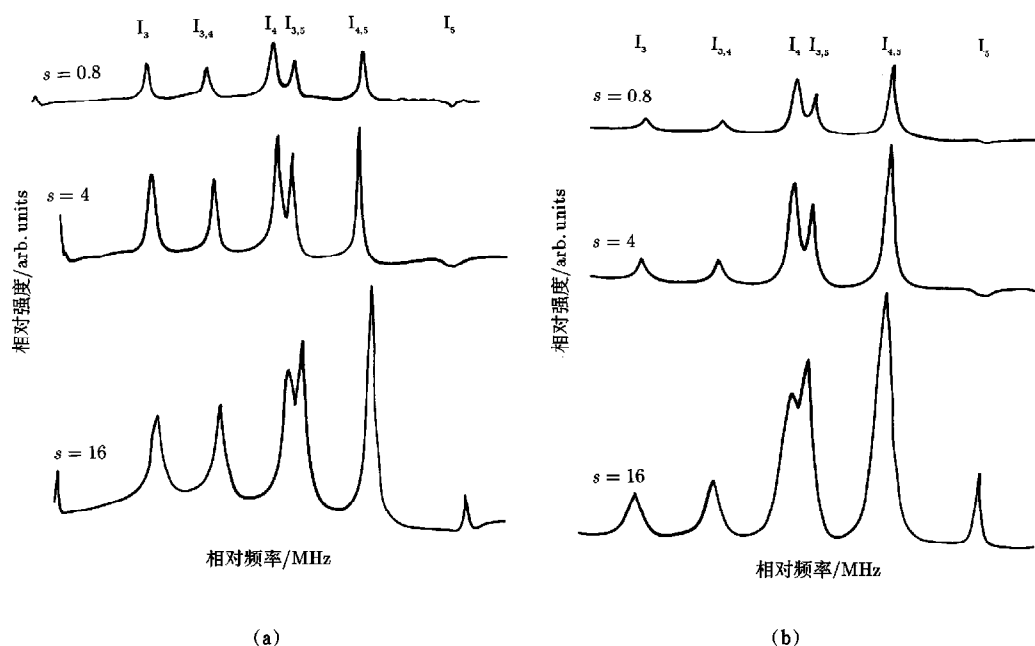


图 5 $Cs 6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=3, 4, 5$ 的饱和吸收谱线 (s 为饱和参数) (a) 实验得到的谱线, (b) 理论计算得到的谱线

得到三条主线 I_3, I_4, I_5 及三条交叉线 $I_{3,4}, I_{3,5}, I_{4,5}$, 检测光强为 $40 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, 取 $s=0.8, 4, 16$ 等值, 得到的谱线如图 5(a) 所示(由于实验中扫频锯齿波的变化, 不同 s 值的谱线频率位置不能严格对齐). 用这些参数进行理论计算, 得到的结果如图 5(b) 所示, 可以看到理论计算结果与实验符合得相当好, 随抽运光强变大, 各线的强度均有变化. 跃迁信号的线形和相对高度都与抽运光光强有关, 这进一步证实了信号的形状与光抽运的强弱有关. 只有 $6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$ 跃迁信号(I_5)的符号会改变, 其他跃迁信号($I_3, I_4, I_{3,4}, I_{3,5}, I_{4,5}$)的符号总是正的. 在抽运光光强小的时候, $6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$ 跃迁对应的饱和和吸收信号为负, 负的信号代表对检测光吸收的加强. 因为在多能级系统中有效的光抽运需要多个自发辐射周期, π 偏振抽运光较弱时, 在一定的作用时间内, 光抽运的结果使得原子在基态 $F=4$, $|m_F|$ 小的态聚集, 而对于 π 偏振的检测光, $F=4$, $|m_F|$ 小的态具有较大的受激吸收跃迁几率, 这导致了在该跃迁频率处对于检测光的吸收变强, 表现为负的信号. 当抽运光光强大的时候, 饱和效应变得突出, 上能级 $F'=5$ 的粒子数增加, 受激发射使检测光变强; 下能级 $F=4$ 的粒子数减少, 对于检测光的受激吸收减小, 总的效果为对于检测光的吸收减小, 表现为正的信号. 特别有趣的是在适当的抽运光光强情况下, $F=4 \rightarrow F'=5$ 跃迁线表现为在一个较宽凹陷的中间有一个向上窄的尖峰. 这可以作如下解释: 当激光频率偏离共振中心频率时, 光抽运的效果仍较强, 但是在上能级的粒子数则不多, 即饱和不明显, 这与共振时但抽运光光强小时的光抽运效果是一样的, 导致对检测光的吸收加强, 因而在 $F=4 \rightarrow F'=5$ 的共振线中心两侧的信号为负; 当激光频率更加靠近中心时, 跃迁几率变大, 上能级粒子数增加, 饱和效应显著, 使得对于检测光的吸收减小, 表现为向上的尖峰. 这个尖峰的中心并不与宽的凹陷中心即 $F=4 \rightarrow F'=5$ 跃迁线的中心重合, 这个偏移是由于抽运光的光压引起的^[6]. 抽运光的光压改变了原子的速度分布, 检测光感受到这个速度变化从而导致了这个偏移. 由于 $F=4 \rightarrow F'=5$ 跃迁是一个封闭的系统, 因而光压的影响得以表现^[7].

5 结 论

本文研究了 $\text{Cs } 6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=3, 4, 5$ 的饱和吸收谱线随抽运光光强变化的情况. 光抽运效应、饱和效应的竞争导致了这些变化, 光抽运引起粒子在基态各子能级的重新分配和计入上能级的粒子数的存在, 是理论分析的关键. 对于 $F=4 \rightarrow F'=5$ 跃迁信号的行为进行了解释, 抽运光弱时, 光抽运起主导作用, 信号为负; 抽运光较强时, 光抽运和饱和效应的作用大致相当, 因而在凹陷中间又出现了一个向上的尖峰; 当抽运光进一步变强时, 饱和效应占主导地位, 表现出的信号为正. 用速率方程对于不同抽运光强下的饱和和吸收谱进行了计算, 所得结果与实验符合得相当好, 同样的理论分析也适用于其他的跃迁线和其他偏振组态的饱和吸收谱.

感谢与郑乐民教授的有益讨论.

[1] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, W. D. Phillips, *Europhys. Lett.*, **16**(1991), 165.

- [2] S. Nakayama, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **24**(1985), 1.
- [3] D. H. Yang, Y. Q. Wang, *Opt. Commun.*, **74**(1989), 54.
- [4] H. S. Lee, S. E. Park, J. D. Park, H. Cho, *J. Opt. Soc. Am.*, **B11**(1994), 558.
- [5] V. I. Balykin, *Opt. Commun.*, **33**(1980), 31.
- [6] R. Grimm, J. Miynek, *Appl. Phys.*, **B49**(1989), 179.
- [7] O. Schmidt, K. M. Knaak, R. Wynands, D. Meschede, *Appl. Phys.*, **B59**(1994), 167.

THE DEPENDENCE OF Cs SATURATED ABSORPTION SPECTRA ON THE INTENSITY OF PUMPING LIGHT

GAN JIAN-HUA CHEN XU-ZONG LI YI-MIN JI WANG-XI
HUA JING-SHAN YAO JI-LIANG YANG DONG-HAI WANG YI-QIU

(Department of Radio Electronics, Peking University, Beijing 100871)

(Received 20 July 1995)

ABSTRACT

The dependence of Cs saturated absorption spectra on the intensity of pumping light, especially that of the spectrum of $6^2S_{1/2} F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2} F'=5$, was measured and calculated. When the pumping light and probing light were linearly polarized, the relative magnitudes of the resonance signals were calculated by solving a set of rate equations with Runge-Kutta algorithm, taking into consideration the optical pumping process and the saturation in the Zeeman sublevels of the hyperfine structure. The theoretical calculations were in good agreement with the experimental results.

PACC: 3280; 3220F; 0765G