

光磁共振实验中弛豫过程与外磁场的关系

周 健, 俞 熹, 王 煜

(复旦大学 物理系, 上海 200433)

摘要: 利用改进后的 DH807 型光磁共振实验装置, 在静态磁场下精确测量了抽运信号的弛豫饱和值与外磁场的关系, 从而得到弛豫速率与外磁场的关系, 并建立模型对其原理进行了探讨.

关键词: 弛豫过程; 异常光抽运信号; 光磁共振实验装置

中图分类号: O 4-33

文献标识码: A

文章编号: 1000-0712(2009)06-0026-04

光抽运 (Optical Pumping) 技术由 Kastler A 等人^[1]于 20 世纪 50 年代提出. 几十年来, 光抽运技术在激光、惰性气体超极化^[2]、电子频率标准和精测弱磁场方面有重要的应用, 尤其是在碱金属原子激发态精细与超精细能级结构的研究中起了巨大的推动作用. 对于光抽运过程中的弛豫机理的研究有着重要的理论和实用价值^[3,4]. 目前对于弛豫过程的研究主要使用激光来直接探测铷蒸气的极化情况^[5], 其装置复杂昂贵. 本文通过对目前国内广泛使用的北京大华无线电仪器厂生产的 DH807 型光磁共振实验仪进行改装, 测量静态磁场下光抽运过程弛豫饱和值, 从而得到了弛豫速率与外磁场的关系, 其结果不仅与理论关系符合得很好, 而且可以作为进一步解释各种复杂异常光抽运信号的基础.

1 光磁共振实验仪的改装

为了测量静态磁场下光抽运过程弛豫饱和值, 我们对目前国内广泛使用的北京大华无线电仪器厂生产的 DH807 型光磁共振实验仪进行了如下几项改装.

1) DH807 型光磁共振实验仪的光电信号放大电路直接用电容截取交流成分, 只能观察动态的光抽运信号而无法得到静态磁场下的弛豫饱和信号. 我们直接取出光电池信号对其进行直流放大, 可同时观察动态的光抽运信号和静态磁场下的弛豫饱和信号并进行精确测量.

2) 仪器本身的信号源只能产生方波和三角形波两种波形, 且周期为 100 ms 和 50 ms 不可调, 我们使用 XFD-8B 超低频信号发生器的功率输出直接控

制水平扫场线圈. 该信号发生器可以输出方波、正弦波、三角波等各种波形, 周期从 0.2 ms 到 100 s 可调, 极大的丰富了实验的内容.

3) 由于仪器本身给出的扫场波形只是信号源的电压波形, 并非铷泡处真实磁场的变化波形, 我们将霍尔传感器直接置于铷泡处, 以便对比观测铷泡处磁场的真实变化同光抽运信号的关系, 见图 1.



图 1 铷泡处的霍尔传感器

4) 通过霍尔传感器直接探测铷泡处的磁场变化, 发现扫场外源信号曲线 (图 2) 与铷泡处磁场的变化曲线 (图 3) 存在很大差异: 信号的前沿和后沿都出现了明显的尖角, 且信号的前沿和后沿都不再垂直变化, 而是有一定的斜率. 其原因为水平扫场线圈电感很大, 外源信号的变化会使其感应很大的反电动势, 从而导致真实磁场值的变化波形与外源的扫场波形有一定的差异. 由于线圈的感抗与频率成正比, $Z = 2\pi fL$, 实验中发现当频率高于 100 Hz 后, 因为阻抗太大, 几乎任何波形都不能生成明显的磁场变化信号. 为了避免动态磁场的畸变对于实验结果的影响, 我们对于抽运信号的弛豫饱和值与外磁场的关系的测量是在静态磁场条件下进行.

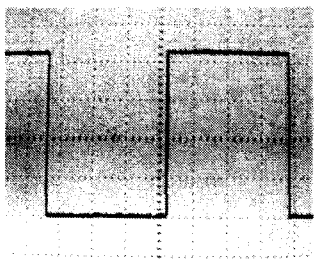
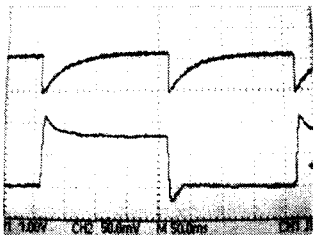


图2 信号发生器产生的理想方波扫场信号

图3 光抽运信号(上)和铷泡处真实的磁场变化信号(下). 扫场半周期 $T = 200$ ms

2 实验过程

光抽运实验中,常常会遇到两个半周期的弛豫饱和值明显不同的情况,结合其磁场零点的位置,我们可以画出如下示意图(见图4).对于这样的异常光抽运信号的合理解释需要我们对弛豫过程的机理有深入的了解,尤其重要的是研究磁场大小与抽运信号弛豫饱和值之间的关系.由于改装后仪器采用直流放大,可以精确显示光电流的绝对值,因此我们可以定量研究这些关系和机理.

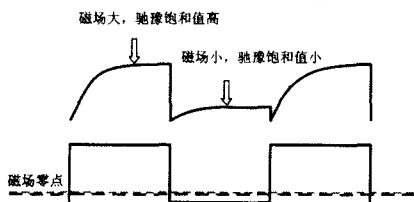


图4 异常光抽运信号与磁场对应关系示意图

实验中,我们仔细调节垂直场线圈的电流,将地磁场的垂直分量完全抵消,此时水平方向的磁场大小就是铷泡感受到的总磁场.关闭扫场,此时光电信号的强度就表示了该磁场强度下抽运信号弛豫饱和值的大小.由于使用的是静态的水平磁场,并且每改变一次磁场值(与水平场电流呈线性关系),都等待足够长的时间使信号饱和,这样就避免了动态扫场时电感对实际磁场的影响,得到水平场电流在0.002

A ~ 0.123 A 之间变化时,弛豫饱和光电信号强度的变化曲线.

图5中纵坐标为弛豫饱和后光电池的输经线性放大后的电压值,横坐标为该弛豫饱和电压值所对应的水平场的电流.由于地磁场的垂直分量被完全抵消,总磁场 B_0 的大小即为水平线圈的磁场 $B_{\text{水平}}$ 与地磁场水平分量 $B_{\text{地}}$ 的叠加:

$$B_0 = B_{\text{水平}} - B_{\text{地}} \quad (1)$$

(此时地磁场水平分量与水平线圈产生的磁场方向相反)

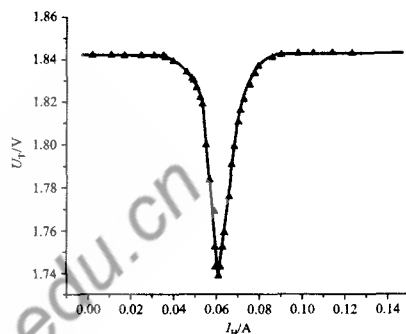


图5 静态磁场下抽运信号弛豫饱和电压值与水平场电流的关系

该曲线关于最低点对称,在最低点水平磁场电流为0.061 A,利用亥姆霍兹线圈的电流与磁场的关系

$$B_{\text{水平}} = \frac{16\pi N}{5^{\frac{3}{2}}} \frac{I_H}{R} \times 10^{-7} \text{ T} \quad (2)$$

将实验室所在位置的地磁场水平分量,及线圈匝数 N ,线圈有效半径 R 代入式(1)、式(2)后得到当水平磁场电流为0.061 A时,正好为总磁场的零点.即说明在总磁场为零时,铷泡对光的吸收最强烈.

当水平场的电流增加到0.100 A以后,再继续增大磁场时,弛豫饱和光电信号强度保持1.843 V几乎不再增加,故可近似认为当弛豫饱和光电信号强度为1.843 V时是铷泡对光吸收的零点,从而得到铷泡对于 $D_1\sigma^+$ 光的吸收强度与总磁场强度的关系,如图6,其中纵坐标代表铷泡对 $D_1\sigma^+$ 光的吸收强度

$$U_A = 1.843 \text{ V} - U_T \quad (3)$$

3 对于光抽运信号弛豫过程与外磁场关系的原理性探讨

伴随光抽运的弛豫过程机理非常复杂,本实验中弛豫的途径主要通过铷原子与容器壁的碰撞(壁

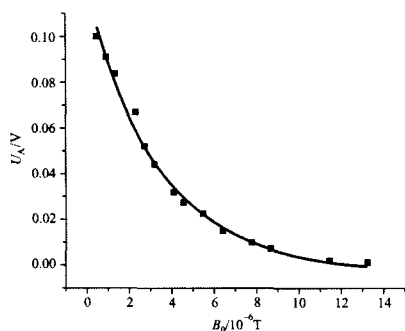


图6 铷泡对光的吸收强度与总磁场大小的关系

弛豫)^[6], Bhouciat 和 Brossel 认为该弛豫过程的机理为偏极化的铷原子在与容器壁碰撞的过程中, 其自旋磁矩与容器壁原子的局域磁场发生作用从而引起塞曼 (Zeeman) 子能级间的跃迁, 即弛豫过程^[7]. Bhouciat 和 Brossel 的讨论非常复杂, 针对本实验的具体情况我们建立了一套新的简化模型以讨论这一过程, 以⁸⁷Rb 为例.

在外磁场存在的条件下, 处在 $D_1\sigma^+$ 左旋圆偏振光照射下的⁸⁷Rb 气态原子通过光抽运过程, 大部分原子处在 $M_F = +2$ 的基态子能级上, 但与此同时, 这些高度偏极化的铷原子的相互碰撞及与容器壁的碰撞而因磁矩相互作用失去偏极化, $M_F = +2$ 能级上的大量原子因此有回到其他基态子能级的趋势. 而回到其他基态子能级的原子又会因光抽运向 $M_F = +2$ 的基态子能级集聚, 如此往复, 最终达到动态平衡.

在光抽运过程中, 每个基态铷原子吸收一个水平定向运动的 $D_1\sigma^+$ 光子, 从基态向激发态跃迁, 但由于其退激发出一个光子时, 此光子方向不确定, 即大部分退激发光的光子被容器壁吸收而不能进入光电管, 因此铷蒸气单位时间吸收的 $D_1\sigma^+$ 光子数正比于光电管输出信号的下降.

在平衡状态 (弛豫饱和) 下, 铷蒸气单位时间吸收的 $D_1\sigma^+$ 光子数等于单位时间 $M_F = +2$ 子能级上因各种碰撞而失去偏极化的原子数.

当温度不变时, 铷原子与容器壁的碰撞速率是不变的, 决定 $M_F = +2$ 子能级上原子失去偏极化的速率主要取决于每次碰撞时的跃迁概率.

作为简化, 将铷原子与容器壁的碰撞看作微扰 (只在离能级简并较远时成立). 设微扰的哈密顿量为 H' , ψ_{+2} 为原子在 $M_F = +2$ 子能级上的波函数, ψ_i 为原子在其他 7 个基态子能级上的波函数.

在非简并情况下, 从 $M_F = +2$ 子能级向其他子

能级跃迁的概率为

$$W = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle l | H' | +2 \rangle e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (4)$$

由于 t 难以确定, 无法计算, 但在绝热近似下 (微扰无限缓慢的加入) 其跃迁概率为

$$W = \left| \frac{\langle l | H' | +2 \rangle}{E_{+2} - E_l} \right|^2 \quad (5)$$

塞曼子能级能量

$$E_l = E^0 + l g_F \mu_B B_0 \quad (6)$$

将式(6)代入式(5)得到

$$W = \frac{|\langle l | H' | +2 \rangle|^2}{(2-l)^2 g_F^2 \mu_B^2 B_0^2} \quad (7)$$

当关注 $M_F = +2$ 能级向某一个子能级跃迁时有

$$W \propto \frac{1}{B_0^2} \quad (8)$$

此关系对于 $M_F = +2$ 能级向任何一个子能级跃迁都成立.

综合以上关系, 铷泡对光的吸收强度 U_A 与 $\frac{1}{B_0^2}$ 成正比, 即

$$U_A \propto \frac{1}{B_0^2} \quad (9)$$

上述计算并没有考虑 $M_F = +2$ 能级上的原子数的变化 (计算过程中假设它因磁场变化变动不大) 并且使用了绝热近似, 当总磁场很接近零时, 按照塞曼子能级间距 $\Delta E = \Delta M_F g_F \mu_B B_0$, 此时碰撞的影响不能作为微扰, 前面计算的条件不再成立. 故选取离总磁场零点稍远的数据点 (总磁场大于 4×10^{-6} T), 对于铷泡对 $D_1\sigma^+$ 光的吸收强度和 $\frac{1}{B_0^2}$ 进行线性拟合, 得到结果如图7.

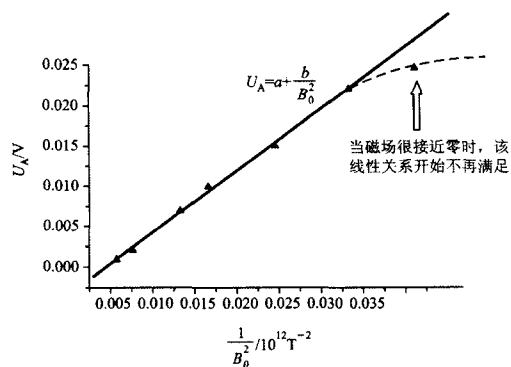


图7 铷泡对 $D_1\sigma^+$ 光吸收强度与 $\frac{1}{B_0^2}$ 拟合曲线

对于离磁场零点稍远的点线性拟合结果为 U_A

$= a + \frac{b}{B_0^2}$, 其线性相关度为 0.998; a 的值为 -0.0033 ± 0.0004 , 为一个理论近似带来的很小的零点偏移, 故除了总磁场非常靠近零时,

$$U_A \propto \frac{1}{B_0^2} \quad (9)$$

这一关系符合得很好, 说明我们做的假设和近似是合理的. 对于总磁场在零点附近的跃迁概率, 由于不再满足微扰近似, 难以给出解析的结果, 可通过实验测量其值.

结合前面的讨论知, 静态磁场下弛豫饱和的光吸收强度正比于该磁场下的弛豫速度, 即

$$\frac{1}{\tau_{\text{sl}}(B)} \propto \frac{1}{B_0^2} \quad (10)$$

其中 $\tau_{\text{sl}}(B)$ 为壁弛豫速度. 对比 Bhouciat 和 Brossel 给出的结果^[7], 有

$$\frac{1}{\tau_{\text{sl}}(B)} = \frac{2}{3} \frac{\gamma^2 \hbar^2 \tau_c^2}{\tau_f} \frac{1}{1 + \frac{e^2 \tau_c^2 B_0^2}{m}} \quad (11)$$

式中 τ_c, τ_f 等值要通过实验测量. 在外磁场离零点稍

远的位置, $\frac{e^2 \tau_c^2 B_0^2}{m}$ 远大于 1, 即可得到

$$\frac{1}{\tau_{\text{sl}}(B)} \propto \frac{1}{B_0^2} \quad (12)$$

二者在非简并时的结果式完全吻合, 再次证实了我们做的假设和近似的合理性.

4 总结

通过对 DH807 光磁共振实验仪的改装, 我们可以直接观察铷泡处实际磁场的变化波形和光抽运信

号之间的关系. 同时由于使用了直流放大电路, 我们可以深入研究并定量测量光抽运信号的弛豫饱和值与外磁场的关系, 最后从理论上建立了近似模型并对其原理进行了较好的解释.

参考文献:

- [1] Kastler A. Quelques Suggestions Concernant La Production Optiques Et La Detection Optique Dune Inegalite De Population Des Niveaux De Quantification Spatiale Des Atoms—Application A l'experience De Stern Et Gerlach Et A La Resonance Magnetique [J]. Journal De Physique Et Le Radium, 1950, 11(6): 255—265.
- [2] Albert M S, Balamore D. Development of hyper polarized noble gas MRI [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1998, 402(2): 441—453.
- [3] Franzen W. Spin Relaxation of Optically Aligned Rubidium Vapor [J]. Phys Rev, 1959, 115(4): 850—856.
- [4] Levy C, Schmor P W, Law W M. Wall relaxation measurements of optically pumped sodium atoms in high magnetic field [J]. Appl Phys, 1988, 63(10): 4819—4822.
- [5] Yonehara K, Yamagata T, Arimoto Y, et al. Relaxation mechanism of optically pumped Rb vapor of high density in strong magnetic fields [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2001, 184(3): 394—405.
- [6] 吴思诚, 王祖铨. 近代物理实验 [M]. 北京大学出版社, 1995.
- [7] Bhouciat M A, Brossel J. Relaxation of Optically Pumped Rb atoms on Paraffin-coated walls [J]. Phys Rev, 1966, 147(1): 41—54.

Relaxation of wall and relation to external magnetic field in optical-magnetic resonance experiment

ZHOU Jian, YU Xi, WANG Yu

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: With the improved DH-807 optical-magnetic resonance apparatus, the relation between the saturated relaxation value of the optical pumping signal and the total intensity of the external magnetic field is measured; a new theoretical model for explaining the results is offered and proved by the experimental results and correlated with other elaborated results.

Key words: wall relaxation mechanism; abnormal optical pumping signal; optical-magnetic resonance experimental apparatus