

# 光磁共振研究 Rb 同位素光抽运响应\*

李潮锐, 刘小伟

(中山大学物理科学与工程技术学院, 广东 广州 510275)

**摘要:** 光抽运使原子系统偏极化而磁共振则产生退极化, 这一过程是研究 Rb 同位素光抽运响应的基础。通过实验技术改进, 将<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 光磁共振信号完全分离, 并借助简化的三能级模型得到光检测信号与抽运过程物理参数的唯象关系。实验数据分析结果表明, 采用单一弛豫机制很准确地描述<sup>87</sup>Rb 和<sup>85</sup>Rb 光抽运物理现象。弛豫时间部分地反映了<sup>87</sup>Rb 和<sup>85</sup>Rb 能级跃迁几率差异的事实。

**关键词:** 光抽运; 弛豫机制; 极化; 跃迁

**中图分类号:** O482.53 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2008) 01-0029-04

光抽运是通过特定偏振光激发从而打破原子所在研究能级间玻尔兹曼热平衡分布, 同时由于光子角动量传递使原子系统宏观极化。光抽运技术在磁共振、自旋交换、分离或浓缩同位素、原子频标、激光冷却和俘获等研究领域扮演着重要角色<sup>[1-10]</sup>。光磁共振是利用光抽运所形成磁共振跃迁所需的布居数差, 同时也利用抽运光对磁共振吸收信号进行光检测<sup>[11-13]</sup>。本文借助周期性扫场调制的核磁共振达到实验观测目的, 从而研究选定原子体系对光抽运响应特性。

由于 Rb 同位素 (<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb, 分别占 72.15% 和 27.85%) 在外磁场作用下的能级超精细结构不同, 通过实验技术改进可以将两者的磁共振吸收信号完全分离, 达到研究在光磁共振中它们各自对光抽运响应的目的。在物理原理上, 本文提出简化的三能级模型得到光检测信号的理论描述并建立物理参数与抽运过程的唯象关系, 从而获得 Rb 同位素光抽运响应实验结果定量分析。

## 1 原理与技术

Rb 基态为  $5^2S_{1/2}$  而其最低激发态为  $5^2P_{1/2}$  和  $5^2P_{3/2}$  双重态。 $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  跃迁产生波长为 794.8 nm 的  $D_1$  谱线, 而  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  跃迁则产生波长为 780.0 nm 的  $D_2$  谱线。本工作采用干涉滤光片滤去  $D_2$  谱线而仅研究  $D_1$  谱线的泵浦作用。由于 Rb 同位素核自旋量子数不相同:<sup>85</sup>Rb 为  $I=5/2$  而<sup>87</sup>Rb 则  $I=3/2$ , 因此,<sup>85</sup>Rb 基态  $J=1/2$  具有  $F=3$  和  $F=2$

两个能态, 而<sup>87</sup>Rb 基态则具有  $F=2$  和  $F=1$  能级。量子数  $F$  所描述的原子磁矩与弱磁场作用, 形成一系列由  $m_F$  表征的能级超精细结构。

当入射  $D_1\sigma^+$  光作用于<sup>85</sup>Rb 时, 在  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  激发跃迁过程中, 基态中除  $m_F = +3$  之外各子能级的原子可被激发到  $5^2P_{1/2}$  相应子能级上; 与此同时, 被激发至  $5^2P_{1/2}$  原子却通过自发辐射及无辐射跃迁两种过程, 以相等几率回到基态  $5^2S_{1/2}$  各个子能级。经过多次受激 $\rightarrow$ 返回, 基态  $m_F = +3$  子能级上的粒子数只增不减, 即基态中非  $m_F = +3$  子能级上的粒子被抽运到基态  $m_F = +3$  子能级, 从而实现粒子布居数反转或偏极化。同理, 入射  $D_1\sigma^-$  光作用于<sup>85</sup>Rb 时, 则大量粒子将被抽运至基态  $m_F = -2$  子能级上。

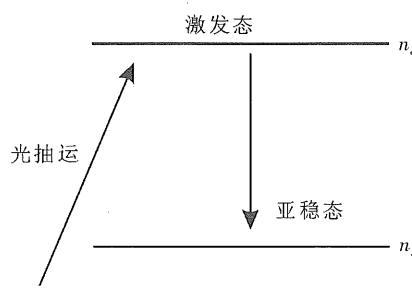


图1 光抽运过程的三能态模型

Fig. 1 Three level model for optical pumping

对于<sup>87</sup>Rb, 入射  $D_1\sigma^+$  光将粒子抽运至基态  $m_F = +2$  子能级, 而入射  $D_1\sigma^-$  光则将粒子抽运至基

\* 收稿日期: 2007-08-13

基金项目: 广东省自然科学基金资助项目 (10675175); 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目 (20050558034)

作者简介: 李潮锐 (1962年生), 男, 博士, 副教授; E-mail: zdstlcr@mail.sysu.edu.cn

态  $m_F = -2$  子能级。

在光抽运所涉及能级中,不妨将基态中粒子数只增不减子能级称为“亚稳态”,而  $5^2P_{1/2}$  所有子能级“简并”为“激发态”。因此,上述“受激→返回”过程可被简化为图 1 所示的三能态模型。可以认为,“亚稳态”粒子数  $n_s$  随时间变化主要由“激发态”粒子数  $n_e$  决定,且它们的关系为

$$\frac{dn_s}{dt} = kn_e \quad (1)$$

式中  $k$  为与跃迁几率相关的物理参数。从上述分析可知,对于选定的原子系统,参与“受激→返回”的粒子数为确定量  $n_0$ ,即  $n_s + n_e = n_0$ 。式 (1) 可该写为

$$\frac{dn_s}{dt} = k(n_0 - n_s) \quad (2)$$

对式 (2) 积分,同时假设  $t = 0$  时  $n_s = 0$ ,可得

$$n_s = n_0[1 - \exp(-kt)] \quad (3)$$

由式 (3) 可见,“亚稳态”粒子数  $n_s$  随时间  $t$  按指数增加,直至  $n_s = n_0$  原子系统趋于稳定(饱和)。通过实验观测检验上述模型的合理性并由数据拟合求得物理参数  $n_0$  和  $k$ ,从而理解光抽运微观过程的宏观统计表征。

发生磁共振时,若入射  $D_1\sigma^+$  光作用于  $^{85}\text{Rb}$ ,则处于  $m_F = +3$  “亚稳态”粒子将跃迁至所在基态中非  $m_F = +3$  的其它子能级上,即退极化;与此同时, $D_1\sigma^+$  光的激发作用并通过  $5^2P_{1/2}$  “受激→返回”又将这此粒子抽运到  $m_F = +3$  “亚稳态”能级。同理,入射  $D_1\sigma^-$  光作用于  $^{85}\text{Rb}$  时,上述过程存在于基态  $m_F = -3$  “亚稳态”与  $5^2P_{1/2}$  和基态中非  $m_F = -3$  子能级之间。若入射  $D_1\sigma^+$  光作用于  $^{87}\text{Rb}$ ,磁共振跃迁与光抽运发生在基态  $m_F = +2$  “亚稳态”与  $5^2P_{1/2}$  和基态中非  $m_F = +2$  子能级之间;而入射  $D_1\sigma^-$  光作用于  $^{87}\text{Rb}$ ,磁共振跃迁与光抽运则发生在基态  $m_F = -2$  “亚稳态”与  $5^2P_{1/2}$  和基态中非  $m_F = -2$  子能级之间。

上述过程中抽运光又起着光检测作用,其强度  $I$  与“亚稳态”粒子数  $n_s$  关系为

$$I = A(n_0 - n_s) \quad (4)$$

其中  $A$  为比例常数。利用式 (3) 可得

$$\begin{aligned} I &= An_0 \exp(-kt) = I_0 \exp(-kt) \\ &= I_0 \exp(-t/\tau) \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $I_0$  为  $t=0$  时抽运光强度,而弛豫时间  $\tau = 1/k$ 。

由于 Rb 同位素  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  基态  $F$  量子数不同,它们的朗德因子  $g_F$  差异体现在相同弱磁场作用下超精细结构子能级间隔不相等,因而在同一外

磁场中  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  产生磁共振所对应的射频场频率不同。因此实验观测上,通过适当调节(三角波)扫场强度以免同时覆盖  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  共振吸收所需的磁场范围,从而可将两者的光抽运信号(包括磁共振信号)完全分离。

实验采用北京大华光泵磁共振装置主体设备,样品为 Rb 天然同位素。调节实验系统中相关器件处于最佳工作状态,并消除地磁场垂直分量的影响。使用 Tektronix TDS2024B 数字存储示波器采集扫场(也为同步)信号和抽运光强变化,并通过 USB 接口将数据传输至计算机存储及处理分析。

## 2 结果及分析

图 2 和 3 分别为外磁场  $B = 0.3215 \text{ mT}$  时入射

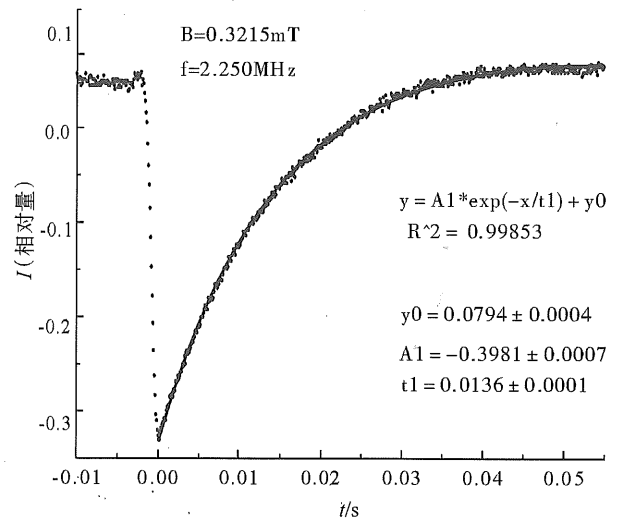


图 2  $D_1\sigma^+$  光作用于  $^{87}\text{Rb}$  的光磁共振信号及数据分析  
Fig. 2 Optical pumping signal and its data analysis on  $^{87}\text{Rb}$  with  $D_1\sigma^+$

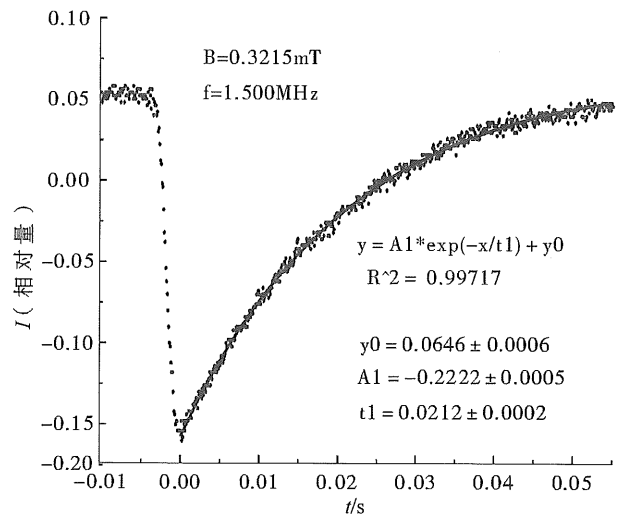


图 3  $D_1\sigma^+$  光作用于  $^{85}\text{Rb}$  的光磁共振信号及数据分析  
Fig. 3 Optical pumping signal and its data analysis on  $^{85}\text{Rb}$  with  $D_1\sigma^+$

$D_1\sigma^+$  光作用于 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  所产生的光泵磁共振信号。由图 2 可见, 抽运光强变化经历了 2 个物理阶段。首先, 磁共振使原处于“亚稳态”粒子跃迁至基态其它子能级, 这些粒子同时被  $D_1\sigma^+$  光抽运至第一激发态  $5^2P_{1/2}$  从而使检测到的  $D_1\sigma^+$  光强开始减弱。由于能级展宽和原子相互作用(弛豫), 随着(三角波)扫场强度增加使磁共振吸收逐渐增强, 实验检测到  $D_1\sigma^+$  抽运光强也随之继续减弱。直至磁共振吸收峰位置,  $D_1\sigma^+$  光强也达到最大变化率。继续增加扫场强度将使磁共振吸收逐渐减弱, 从而  $D_1\sigma^+$  光强变化率也逐渐减小。显然, 在这物理过程中, 磁共振跃迁和光抽运激发同时进行着。当系统随扫场增强而到达图 2 中峰位置时, 磁共振已基本完成, 也即第一物理阶段结束。随后, 系统进入由光抽运占主导作用的第二物理阶段。可以认为, 实验所检测到  $D_1\sigma^+$  光强变化可由式(5)简单描述。本文仅针对第二物理阶段的实验数据进行处理、分析和讨论。

理论上, 式(5)中选择不同  $t=0$  位置将直接影响  $I_0$  值, 但不改变参数  $\tau$  取值。基于本文的研究目的, 选取第二物理阶段的起点为  $t=0$  时刻。图 2 和 3 已显示了采用式(5)对 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运曲线拟合分析结果。由图可见, 采用式(5)单一指数函数很准确地描述 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运物理现象。尝试强制同时使用 2 种不同弛豫机制的指数函数进行拟合分析, 但是最终拟合结果也回归为单一指数形式。可以认为, 本文所关注的第二物理阶段仅存在单一弛豫机制, 同时数据分析表明式(5)正确描述了 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运响应。光强信号噪声是曲线拟合相关系数仅略优于 0.99 的主要误差原因。

为了研究 $^{87}\text{Rb}$  或 $^{85}\text{Rb}$  光抽运响应, 技术上通过适当调节扫场强度和周期使 $^{87}\text{Rb}$  与 $^{85}\text{Rb}$  光磁共振信号完全分离, 并且理论上假设 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运响应相互独立(从宏观统计角度)。图 2 和 3 采用单一弛豫机制拟合结果也表明了上述理论假设和实验技术的合理性。

运用相同方法对一系列外磁场作用的 Rb 同位素 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  磁共振光抽运信号进行采集分析, 它们对应的弛豫时间(分别用  $\tau_{87}$  和  $\tau_{85}$  表示)列于表 1 中。

尽管 Rb 同位素 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  的光抽运弛豫时间  $\tau_{87}$  和  $\tau_{85}$  均随外磁场强度变化, 但在本文所观测的弱磁场中  $\tau_{87}$  和  $\tau_{85}$  都存在各自的取值范围。若采用简单平均方法, 则  $\tau_{87}$  和  $\tau_{85}$  分别约为 14.0 ms 和 24.5 ms。可以认为, 弛豫时间与能级跃迁几率成

表 1 不同磁场强度作用下 Rb 同位素的弛豫时间  
Tab. 1 Relaxation of Rb isotope under various magnetic field

(共振)磁场 强度/mT	0.3215	0.2144	0.1429	0.1072	0.0715
$^{87}\text{Rb}$ 弛豫 时间/s	0.0136	0.0137	0.0144	0.0144	0.0139
$^{85}\text{Rb}$ 弛豫 时间/s	0.0212	0.0241	0.0257	0.0261	0.0251
$\tau_{87}/\tau_{85}$	0.6415	0.5685	0.5603	0.5517	0.5538

反比。从 Rb 同位素能级超精细结构可知, $^{85}\text{Rb}$  和 $^{87}\text{Rb}$  由第一激发态  $5^2P_{1/2}$  跃迁至“亚稳态”几率比为  $3/62:3/38=0.613$ 。上述实验结果分析显示, $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运弛豫时间比  $\tau_{87}/\tau_{85}\approx 0.573$ , 它与 $^{85}\text{Rb}$  和 $^{87}\text{Rb}$  跃迁几率比值 0.613 接近。这些实验事实进一步体现了本文所采用的简化理论模型和技术方法用于研究 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运响应的可行性和合理性。

### 3 结 论

上面对实验过程分析中已说明, 所观测到光信号可分为 2 个物理阶段。显然, 第一阶段由原子系统的核磁共振吸收所支配, 但是本文仅研究分析了以光抽运为主导作用的第二阶段。本文借助周期性扫场调制的核磁共振达到实验观测目的, 实验数据分析仅针对 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运响应特性, 并不涉及核磁共振弛豫问题。

利用外磁场中 Rb 同位素能级超精细结构不同所对应朗德因子  $g_F$  差异的特点, 通过设定磁场强度调节射频场频率方法将 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  磁共振及光抽运响应信号完全分离。同时认为, 被分离的光信号仅完整地记录了 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  各自独立的光抽运响应信息, 即: 当 $^{87}\text{Rb}$  处于“磁共振-抽运”时, 宏观上 $^{85}\text{Rb}$  对抽运光不产生影响; 反之亦然。

基于光抽运过程物理原理, 本文采用简化三能级模型并建立物理参数与抽运过程的唯象关系。实验数据拟合分析结果表明, 使用单一弛豫机制可以很准确地描述 Rb 同位素光抽运响应, 从而也进一步验证了本文所采用实验观测方法有效地将 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  光抽运响应分离。由于仅研究光抽运为主导作用的第二物理阶段, 式(1)只考虑“激发态”向“亚稳态”跃迁而忽略了“亚稳态”向基态其它子能级跃迁, 实验数据及结果分析证明了它的合理性。虽然响应弛豫时间随磁场强度变化, 但 $^{87}\text{Rb}$  和 $^{85}\text{Rb}$  对应的  $\tau_{87}$  和  $\tau_{85}$  基本反映了光抽运过程能级跃迁几率事实。

## 参考文献:

- [1] KASEVICH M, CHU Steven. Laser cooling below a photon recoil with three level atoms [J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(12): 1741 - 1744.
- [2] KASEVICH Mark A, RIIS Erling, Chu Steven et al. RF spectroscopy in a atomic fountain [J]. Phys Rev Lett, 1989, 63(6): 612 - 615.
- [3] BOUYER P, LEMONDE P, DAHAN M B, et al. An atom trap relying on optical pumping [J]. Europhys Lett, 1994, 27(8): 569 - 574.
- [4] VOLD T G, RAAB F J, HECKEL B, et al. Search for a permanent electric dipole moment on  $^{129}\text{Xe}$  atom [J]. Phys Rev Lett, 1984, 52(25): 2229 - 2232.
- [5] SKALLA J, WAKERLE G, MEHRING M. Coherence transfer between atomic transitions of different  $g$ -factor by modulated optical excitation [J]. Optics Communications, 1996, 127: 31 - 36.
- [6] 汪盛烈, 赵明信, 孙献平等. 光抽运自旋极化固态  $^{129}\text{Xe}$  [J]. 激光技术, 1999, 23(3): 186 - 188.  
WANG Shenglie, ZHAO Mingxin, SUN Xianping et al. Nuclear polarized solid  $^{129}\text{Xe}$  by laser pumping [J]. Laser Technology, 1999, 23(3): 186 - 188.
- [7] 李森麟, 唐天容, 孙献平等. 在  $^{87}\text{Rb}$  原子中  $^{129}\text{Xe}$  核自旋弛豫的研究 [J]. 科学通报, 1987(23): 1780 - 1783.
- [8] 魏石岗, 邱元武, 杨昆, 等. 惰性气体核的自旋交换光抽运中的物理 [J]. 激光与光电子学进展, 2006, 43(2): 63 - 67.
- WEI Shigang, QIU Yuanwu, YANG Kun, et al. Physics in the spin - exchanging optical pumping of noble gas nuclei [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2006, 43(2): 63 - 67.
- [9] 张萍, 张迅, 黄晓, 等. 缓冲气体对光抽运远红外激光器频谱特性的影响 [J]. 中国激光, 2004, 31(7): 780 - 784.  
ZHANG Ping, ZHANG Xun, HUANG Xiao, et al. Effects of buffer gas on the spectrum characteristics of optically pumped miniature cavity far - infrared laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(7): 780 - 784.
- [10] 保延翔. 缓冲气体对超辐射光抽运远红外激光器的影响 [J]. 中国激光, 2003, 30(2): 117 - 119.  
BAO Yanxiang. Effects of buffer gas on superradiant optically pumped far - infrared laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2003, 30(2): 117 - 119.
- [11] SKALLA J, WAKERLE G, MEHRING M, et al. Optical magnetic resonance imaging of Rb vapor in low magnetic fields [J]. Physics Letters A, 1997, 226: 69 - 74.
- [12] ZHAO K, WU Z. Atomic resonance behavior in laser - induced Rb atom desorption - the effect of ambient gas atoms and molecules [J]. Physics Letters A, 2002, 299: 73 - 78.
- [13] DANCHEVA Y, ALZETTA G, Cartaleva S, et al. Coherent effects on the Zeeman sublevels of hyperfine states in optical pumping of Rb by monomode diode laser [J]. Optics Communications, 2000, 178: 103 - 110.

## Responsibility to Optical Pumping for Rb Isotope with Magnetic Resonance

LI Chao-ru, LIU Xiao-wei

(School of Physics & Engineering, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

**Abstract:** Optical pumping makes atom system be partial polarization but magnetic resonance produces depolarization, which is the basic process for investigation of the responsibility to optical pumping for Rb isotope. With improvement on experimental technology, the magnetic resonance signal, also with optical pumping signal, from  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$  can be completely separated. The relation between detecting signal and physics parameters for optical pumping is drawn out by assuming a model of three energy levels. Results from data analysis indicate the responsibility to optical pumping for  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{85}\text{Rb}$  will be accurately described with unitary relaxation mechanism, respectively. The relaxation time has partly reflected the difference of transition probabilities between energy levels of  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{85}\text{Rb}$ .

**Key words:** optical pumping; relaxation mechanism; polarization; transition