第 31 卷 第 1 期
2004 年 1 月

中 国 激 光
CHINESE JOURNAL OF LASERS

Vol. 31, No. 1
January, 2004

文章编号：0258-7025(2004)01-0025-04

光抽运效应的实验演示

贺凌翔，王育竹

（中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室，上海 201800）

摘要 利用两台不同的激光器，一台作为抽运光源，另一台作为探测光源，抽运光源分别运转于不同的频率，并扫动其频率，得到各磁子能级随抽运光场的扫动而发生的原子重新分布所引起的吸收增强现象。

关键词 量子光学；光抽运；磁子能级

中图分类号 TN 245 **文献标识码** A

A Simple Demonstration of Optical Pumping Effect

HE Ling-xiang, WANG Yu-zhu

(*Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai* 201800, *China*)

Abstract Two sets of laser system are used, one as a probing beam, the other as an optical pumping beam, to analyze the population distribution of the magnetic sublevel. By scanning the frequency of the optical pumping beam at different frequency, the absorption spectrum is got, from which the population variation of some sublevel can be deduced.

Key words quantum optics; optical pumping; magnetic sublevel

1 引 言

光抽运效应基于借助偏振光场改变原子态子能级的布局数，通过光场改变处于平衡态的各磁子能级上的分布，将大量具有相同自旋的原子集聚到某个给定态上，形成非平衡分布。作为一种非常有用的实验手段，对于精确频率测量以及激光俘获和冷却中原子态的转变和积累、核磁共振实验有着重要的意义。这种方法第一次被用于磁共振实验中，用来确定核自旋和超精细分裂常数[1]。利用光抽运的磁共振实验不但可以研究一些基本物理问题，同时可开展原子钟方面的研究工作，而没有原子钟的全球定位系统(GPS)是不可能的。

由于近年来激光冷却和俘获的发展，光抽运获得了极大的应用和发展，可用于测量原子的超精细能级分裂和扰动。通过这种方法可以有目的地提高某个原子态能级上的原子数，而同时抑制其他能级上的原子数，从而获得玻色爱因斯坦凝聚(BEC)[2]；而且对于 Raman 冷却方法获得 nK 量级的超冷原子样品的一种重要手段[3]。同时，可用于获得可存在于磁场极大值的态[4]，对于直接通过光抽运构造原子势阱[5]及原子喷泉方面的工作也有重要意义[6,7]。

光抽运是侧重于研究在光场的作用下，原子布居数与磁场相互作用。这个相互作用可通过 Bloch 方程建立的模型，来描述在磁场存在条件下，具有磁动量 M 的粒子的量子机制演化情况[1]。这个方程类似于在有阻尼的情况下，磁场中具有磁动量为 M 的粒子随时间变化的经典方程。定性地讲，在无阻尼情况下，如果初始磁动量和磁场的方向取向不一致，

收稿日期：2002-07-17；**收到修改稿日期**：2002-11-28

基金项目：国家自然科学基金(19834060，10174086)、中国科学院创新项目 KJCX2-W7 和国家重点基础研究发展规划(973)(00109307)资助项目。

作者简介：贺凌翔(1974—)，男，山西太原人，中国科学院上海光学精密机械研究所博士生，主要从事量子光学和激光冷却。E-mail：heelingxiang@yahoo.com

万方数据

磁动量将以 Larmor 频率绕磁场方向进动，它们之间维持一个固定的角度。阻尼使得这样的运动向一个平衡值衰减。从量子机制方面来考虑，这种阻尼进动是与其他原子碰撞的结果。类似于量子机制，用经典的方法也可以采用旋转坐标系解决，此时的进动磁动量是不旋转的。当系统最初处于平衡态时，系统就不随时间演化了。

光抽运过程是由基态的原子吸收光子导致原子由基态跃迁到激发态，而自发辐射使原子由激发态返回基态。如果自发辐射光子的偏振与吸收光子的偏振不同，则原子返回基态后的磁子能级 m_F 值将与最初的不同。在最简单的情况下，磁场沿着光的传播矢量方向，σ^+ 偏振光将把所有的原子转移到较高的磁子能级 m_F 上，而在平衡状态下，原子在各子能级态上均匀分布。光抽运优先将原子转移到具有较高磁子能级 m_F 的内态上，最后的平衡态将抵消由于原子和周围环境相互作用引起的磁动量的衰减。

实验中，我们利用一台激光器作为抽运光源，分别在 ^{87}Rb 跃迁 $5S_{1/2}\mid F=2\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=1,2,3\rangle$ 的各吸收峰和交叉吸收峰处运转，探测光频率在 ^{87}Rb跃迁 $\mid F=1\rangle\rightarrow\mid F'=0,1,2\rangle$ 包络上扫频，观察到由于光抽运效应，导致各磁子能级原子数分布发生改变，而引起吸收增强的现象。

2 实验及现象分析

使用一台光栅外反馈激光器，在室温下，可稳定地运转于 780 nm 附近，输出功率最大可达 50 mW，利用它得到饱和吸收光谱来监测激光器的运转频率。同时利用它的输出光作为本实验的探测光场，光功率约为 5 mW。另一台带锥形放大晶体的光栅外反馈式半导体激光器，输出功率最大可达 500 mW，室温附近运转于 780 nm 附近，将其作为光抽运光源。实验中光抽运光源输出功率控制在 200 mW，经一对焦距为 50 mm 的平凸透镜耦合后，导入光纤，经光纤空间滤波整形后(本耦合系统的最佳效率约为 50%)，输出功率约为 100 mW，光斑直径 3 mm，应用于本实验功率约为 30 mW，Rb 泡内仅充有 Rb 蒸气，真空度为 10^{-4} Pa，实验中它工作在室温下。为使磁子能级能进一步分裂，在 Rb 泡上加入一弱磁场，磁场强度约 3×10^{-4} T。最后，光信号由探测器送入示波器。实验装置如图 1 所示。

首先利用小功率激光器作为探测光在 ^{87}Rb 跃迁包络 $5S_{1/2}\mid F=1\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=0,1,2\rangle$ 上扫描，扫描信号源用锯齿波扫描，扫描频率 18 Hz，扫描幅度 5 V，对应频谱范围内扫描 1 GHz 范围，观测作为探测光源的激光器自身的饱和吸收光谱，如图 2 所示，抽运光与探测光来自于同一光源，但具有互相垂直的线偏振，两光束的直径约为 1.5 mm。此时挡掉作为抽运光源的光。

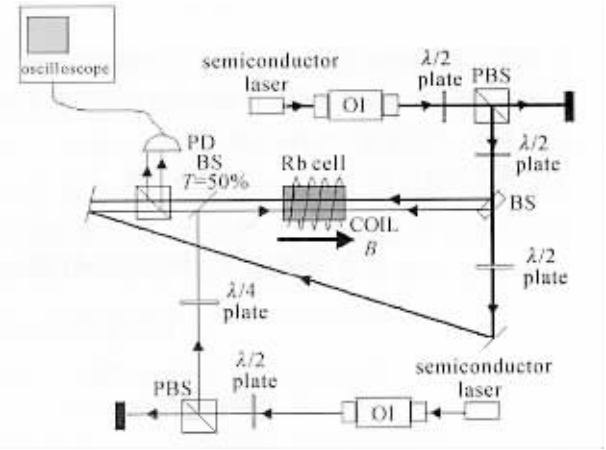

图 1 用于光抽运的实验装置

OI：光隔离器；PBS：偏振分束棱镜；BS：分束镜

Fig. 1 Aparatus for optical pumping

OI: optical isolator; PBS: polarization beam splitter; BS: beam splitter

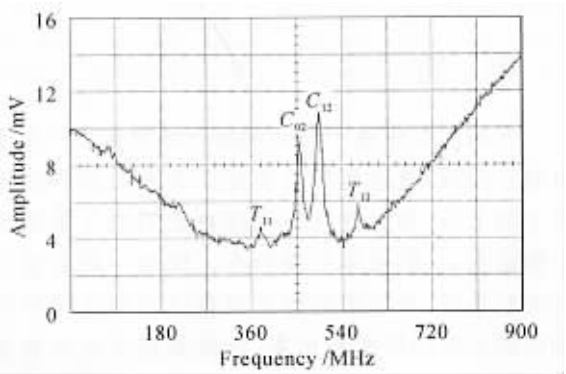

图 2 有 Doppler 包络的跃迁 ^{87}Rb $5S_{1/2}\mid F=1\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=0,1,2\rangle$ 的饱和吸收光谱

Fig. 2 Saturated absorption spectrum for transition ^{87}Rb $5S_{1/2}\mid F=1\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=0,1,2\rangle$ with Doppler envelope

图 2 显示在无抽运光情况下带有 Doppler 包络的 ^{87}Rb 跃迁 $5S_{1/2}\mid F=1\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=0,1,2\rangle$ 的跃迁峰和交叉跃迁峰的饱和吸收光谱，由于此跃迁吸收比较弱和装置不是很优化而且未减掉 Doppler 大包络的原因，只能清晰地看到四个峰 T_{12}，C_{12}，C_{02}，T_{11}，它们分别代表 $5S_{1/2}\mid F=1\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=2\rangle$ 的吸收峰，$5S_{1/2}\mid F=1\rangle\rightarrow 5P_{3/2}\mid F'=1,2\rangle$

万方数据

的交叉吸收峰，$5S_{1/2}|F=1\rangle \to 5P_{3/2}|F'=0,2\rangle$ 的交叉吸收峰和 $5S_{1/2}|F=1\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1\rangle$ 的吸收峰。另外两个峰，交叉跃迁峰 $5S_{1/2}|F=1\rangle \to 5P_{3/2}|F'=0,1\rangle$ 与吸收峰 $5S_{1/2}|F=1\rangle \to 5P_{3/2}|F'=0\rangle$ 在本图中没有明显地显示出来。

此时，引入来自另外一台激光器的抽运光。将抽运光源的频率用相同型号的信号源扫描，频率 18 Hz，幅度 5 V，在实验中当抽运光工作于某一跃迁时，将振幅慢慢降为零，并稳频。本实验中抽运光由一块反射透射比为 50∶50 的分束镜引入，采用 σ^+ 圆偏振光。当分别工作于 ^{87}Rb 跃迁包络 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,2,3\rangle$ 内各跃迁峰和交叉跃迁峰时，得到饱和吸收光谱中由于光抽运引起的吸收信号变化，如图 3 所示。

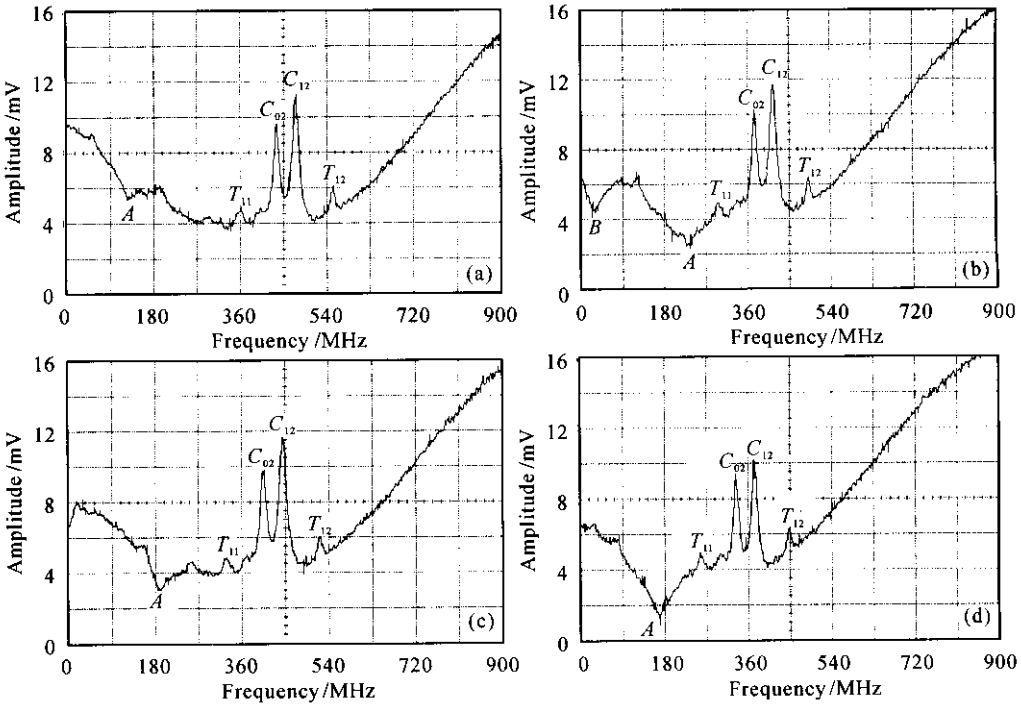

图 3　抽运光分别工作于 ^{87}Rb $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,2,3\rangle$ 跃迁的各吸收峰和交叉吸收峰附近，探测光运转于 ^{87}Rb $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=0,1,2\rangle$ 的饱和吸收光谱

Fig. 3　Saturated absorption spectrum for transition ^{87}Rb $5S_{1/2}|F=1\rangle \to 5P_{3/2}|F'=0,1,2\rangle$ with optical pumping light scanning at transition and crossover transition of ^{87}Rb $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,2,3\rangle$, respectively

图 3 显示抽运光源频率分别工作于 ^{87}Rb 跃迁 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,2,3\rangle$ 三个跃迁峰和交叉吸收峰时，引起图 2 中饱和吸收光谱的变化，其中 A，B 为新出现的吸收信号。图 3(a)为抽运光工作于跃迁 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=3\rangle$ 时的饱和吸收谱，(b)～(d)分别为抽运光工作于 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=2,3\rangle$，$5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,3\rangle$ 和 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=2\rangle$ 时的饱和吸收谱。抽运光工作于 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,2\rangle$ 的饱和吸收谱也有类似现象，但吸收峰较弱，故未给出图。

从图 3 可明显观察到由于光抽运使得各能级粒子数发生重新分布，而使得在频域空间出现新的增强的吸收峰。此实验的结果可解释为：由于光抽运，使得各能级粒子数发生重新分布，探测光和抽运光工作于不同的频率，当部分速度重新分布的原子同时与探测光与饱和光发生共振时，形成新吸收峰的饱和吸收光谱。实验中还观察到一个有趣的现象，当抽运光分别工作于 ^{87}Rb 跃迁 $5S_{1/2}|F=1\rangle \to 5P_{3/2}|F'=0,1,2\rangle$ 和 ^{85}Rb 跃迁 $5S_{1/2}|F=3\rangle \to 5P_{3/2}|F'=2,3,4\rangle$ 时，出现吸收增强的现象；而当抽运光 ^{85}Rb 跃迁 $5S_{1/2}|F=2\rangle \to 5P_{3/2}|F'=1,2,3\rangle$ 时，出现透射增强，对于工作于不同的吸收包络，出现吸收增强或透射增强还未能给出合理的解释。

3　结　论

利用饱和吸收光谱实验装置，改变抽运光源使

万方数据

其运转于不同的超精细跃迁，观测到了新的吸收峰的出现。从实验上简单验证了光抽运效应引起的吸收增强，为进一步能在某确定态上制备较多数目原子的研究工作做了必要的准备。

参 考 文 献

1 T. G. Vold, F. J. Raab, B. Heckel *et al*.. Search for a permanent electric dipole moment on ^{129}Xe atom [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **52**(25): 2229～2232

2 M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews *et al*.. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor [J]. *Science*, 1995, **269**(5221): 198～201

3 M. Kasevich, Chu. Steven. Laser cooling below a photon recoil with three level atoms [J]. *Phy. Rev. Lett.*, 1992, **69**(12): 1741～1744

4 Lifang Xu, Jianping Yin, Yuzhu Wang. A proposal for ac magnetic guide and trap of cold atoms [J]. *Opt. Comm.*, 2001, **188**(2): 93～98

5 P. Bouyer, P. Lemonde, M. B. Dahan *et al*.. An atom trap relying on optical pumping [J]. *Europhys. Lett.*, 1994, **27**(8): 569～574

6 Mark A. Kasevich, Erling Riis, Steven Chu *et al*.. RF spectroscopy in a atomic fountain [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(6): 612～615

7 A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati *et al*.. Ramsey resonance in a Zacharias fountain [J]. *Europhys. Lett.*, 1991, **16**(2): 165～170

透明陶瓷激光器获得 98.5 mW 连续激光输出

Nd:YAG 陶瓷激光介质相对单晶有以下优点：制作简单，成本低，可以制造大尺寸（目前可达到 ϕ 450 mm×10 mm），高掺杂浓度（>1%），可以制造多层和多功能的陶瓷结构，耗时少，可以大批量生产。这些优点给激光器的设计带来很大的自由度。陶瓷的高掺杂浓度克服了它的吸收截面小的缺点，而且多晶 Nd:YAG 的物理参数如热导率，光学性质如吸收光谱、发射光谱、荧光寿命等都和单晶 Nd:YAG 相似。正是由于多晶 Nd:YAG 陶瓷弥补了单晶 Nd:YAG 的很多不足，因此多晶 Nd:YAG 陶瓷不失为单晶 Nd:YAG 一种强有力的替代者。目前很多研究小组都在致力于陶瓷激光器的研究。最近，我们采用 1 W 半导体激光器为抽运源，通过非球面透镜组准直聚焦后入射到 Nd:YAG 多晶透明陶瓷激光介质上，获得了 98.5 mW 的 1064 nm 连续激光输出，斜率效率为 34.6%。

一个最大输出功率 1 W，发光区域约为 1 μm×400 μm 的高亮度 LD 作为抽运源，抽运光由一对短焦距的非球面透镜准直聚焦后入射到透明陶瓷的一个端面。谐振腔为平凹腔，整个腔长约为 20 mm。掺杂浓度为 1%的直径为 20 mm，厚度为 1.24 mm 的 Nd:YAG 多晶透明陶瓷一个端面镀808 nm 的增透膜，和 1064nm 的高反膜作为谐振腔的后腔镜，另一个端面镀 1064 nm 的减反膜以减少腔损耗。输出镜为一个凹面镜，镀 1064 nm 的高反膜，透过率为 2%。

当输入电流为 1.421 A 时，LD 最大输出功率为 1 W，经过非球面透镜组耦合入射到透明陶瓷端面上的功率为 834 mW，耦合效率为 83.4%（由于透明陶瓷比较薄，吸收抽运光不够充分，因此在实验中我们还测量了透过透明陶瓷后的抽运功率）。透过透明陶瓷后的抽运光功率为 516 mW，因此被陶瓷吸收的抽运光功率仅为 318 mW。这时得到最大激光输出功率为 98.5 mW，光-光转换效率为 31%。抽运阈值功率较低为 36 mW，当增大抽运光功率时，激光输出功率呈线性增加。

实验过程中，透明陶瓷固定在硬铝做的夹具上，置于室温中，通过空气来散热，所测得的激光输出功率与抽运功率成很好的线性关系，没有发现饱和现象，因此采用更高功率的激光二极管作为抽运源，增加抽运光的吸光厚度，通过优化腔结构，陶瓷的激光输出功率会得到进一步提高。

中国科学院上海光学精密机械研究所
上海 201800
楼祺洪，马海霞，孟俊清，陈卫标

收稿日期：2003-12-02

万方数据