

腔内单原子光学研究的实验进展及其应用*

陆俊发^{1, 2} 潘小青¹ 印建平^{2, †}

(1 东华理工学院物理系 江西抚州 344000)

(2 光谱学与波谱学教育部重点实验室 华东师范大学物理系 上海 200062)

摘要 文章综述了腔内单原子光学的实验研究及其最新进展,主要介绍了腔内单原子的激光冷却与囚禁的最新实验结果及其在单光子源、单原子激光和量子信息处理等研究中的应用。

关键词 单原子,激光冷却,激光囚禁,单光子源,单原子激光

Progress in the experimental studies of single-particle atom optics in a cavity and its applications

LU Jun-Fa^{1, 2} PAN Xiao-Qing¹ YIN Jian-Ping^{2, †}

(1 Department of Physics, East China Institute of Technology, Jiangxi Fuzhou 344000, China)

(2 Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Ministry of

Education, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract Recent experimental studies on the laser manipulation and control of a single atom in a cavity are reviewed, focusing on the latest results of laser cooling and trapping of a single atom in a cavity and its applications in single photon sources, one atom lasers, and quantum information processing.

Keywords Single atom; laser cooling; laser trapping; single photon source; one atom laser

1 引言

近年来,随着原子光学和量子信息光学的快速发展,一门基于腔内量子电动力学效应的腔内单原子的激光冷却、囚禁与操控及其应用的新兴分支学科——“腔内单原子光学”正在逐步形成。单原子激光和单光子源的实现可研究光与物质相互作用中的丰富的基本物理问题,可为量子通信、量子计算与量子信息处理、分布式量子网络等量子信息科学的实验研究提供有力的工具,可实现量子信息处理的基本功能即量子纠缠态的制备、两个量子比特间的信息交换和量子门,产生的单光子可作为飞行量子比特实现量子信息的远距离传播。为了实现单原子激光和单光子源,人们必须首先解决腔内单原子的激光冷却、囚禁与操控问题。为此人们就腔内单原子光学作了大量的理论研

究工作,特别就单原子的激光冷却、囚禁与操控的基本原理与技术方案进行了大量的实验研究,并取得了一系列重大的实验进展,而单原子激光与单光子源的实验成功为量子通信、量子计算与信息处理和量子网络的实现迈出了重要的一步。本文综述了腔内单原子的激光冷却与囚禁的原理、实验方案与结果及其最新进展,并简单介绍了腔内单原子光学技术在单光子源的实验制备、单原子激光的实验产生和量子信息科学研究中的应用,以便读者对腔内单原子光学的实验进展有所了解。

* 国家自然科学基金(批准号:10174050,10374029)、国家自然科学基金重点基金(批准号:10434060)、上海市重点学科及教育部 211 专项基金资助项目

2005-07-07 收到初稿,2005-12-08 收到修改稿

† 通讯联系人, Email: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

2 腔内单原子的激光囚禁

当一个中性原子在一个与原子共振频率大失谐的非均匀激光场中运动时,由于交流 Stark 效应,它将受到光场偶极力 $F_{\text{dip}}(r)$ 的作用^[1],

$$F_{\text{dip}}(r) = -\nabla U_{\text{dip}}(r) = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla \mathcal{K}(r), \quad (1)$$

式中 α 是原子极化率,由经典的洛伦兹谐振子模型给出:

$$\alpha = \frac{e^2}{m_a [(\omega_c - \omega_a)^2 + \omega_0^2 \Gamma_\omega^2]} [\omega_a^2 - \omega_0^2 + i\omega_0 \Gamma_\omega], \quad (2)$$

式中 $\Gamma_\omega = [\omega_0/\omega_a]^2 \Gamma$, Γ 为原子衰减率, ω_0 为激光频率, ω_a 为原子共振频率. 将(2)式代入(1)式中,就可以求出原子在光场所受的偶极力,由(1)式可见,中性原子在非均匀光场所受到的偶极力正比于光场的强度梯度,即光强的空间变化率越大,偶极俘获作用越强.(2)式中 $\omega_0 - \omega_a = \Delta$ 为偶极阱光场频率相对原子共振频率的失谐量. 当光阱红失谐 ($\Delta < 0$) 时,光学偶极势为吸引势,原子被吸引到光强最强处,即原子被囚禁在驻波场的波腹处,而当光阱蓝失谐 ($\Delta > 0$) 时,光学偶极势为排斥势,原子被排斥到光强最弱处,即原子被囚禁在驻波场的波节处. 由此可见,基于光场梯度力对原子形成的远离共振的光学偶极阱(FORT)可用于原子的光学囚禁. 相对于自由空间中的光波阱,在高精细度微型光学共振腔内的光场,由于共振增强,腔内光强密度得到很大提高,形成的波长量级的驻波阱尺度很小,有较大的光强梯度,因而具有更强的偶极俘获作用. 另外,在相同输入激光功率下,在高精细度光学腔中,由于原子与光场的强耦合,原子与腔场间交换光子,作用在原子上的光力完全不同于自由空间的情况. 对于一个在基态 $|g\rangle$ 与激发态 $|e\rangle$ 之间跃迁的频率为 ω_a 的二能级原子,由于原子与腔模间的耦合相互作用,腔内光场作用在原子上的偶极力和相互作用势分别为^[11]:

$$F = 2\hbar\eta^2\Delta_a \frac{g(\mathbf{r})\nabla g(\mathbf{r})}{|A|^2}, \quad (3)$$

和

$$U(\mathbf{r}) = \frac{-\eta^2 \hbar \Delta_a}{\text{Im}[A]} \arctan\left(\frac{\text{Re}[A]}{\text{Im}[A]}\right), \quad (4)$$

式中 $A = \Gamma\kappa + g(\mathbf{r})^2 - \Delta_a\Delta_c - i(\Delta_c\Gamma + \Delta_a\kappa)$ 这里 η 为抽运速率, κ 为腔场衰减率, $g(\mathbf{r}) = g_0\psi(\mathbf{r})$ 为耦

合函数,其中 $\psi(\mathbf{r})$ 为腔模函数. 在波腹处,原子与场模的耦合常数 $g_0 = \sqrt{\mu^2\omega_c/2\hbar\epsilon_0 V}$, 是腔模体积 V 和原子偶极力矩 μ 的函数. 由(4)式可见,光学偶极势是驻波场相对位置的函数,在腔内的原子可以被囚禁在波腹(红失谐时)或波节(蓝失谐时)处,而且增加抽运光强,可以增加势阱深度^[2]. 显然,耦合常数将随着腔模尺寸的减小而增大. 通过选择较小的模体积,可获得较大的耦合常数 g_0 ($g_0 = 2\pi \times 16\text{MHz}$),从而在红失谐单光子场的波腹处囚禁单个原子,囚禁单个原子的光阱深度约为 $\hbar g_0$. 因此,实现单原子囚禁的条件是控制阱深为 0.8mK .

1999年,美国 Kimble 小组首次采用腔内光偶极阱实现了单个 Cs 原子的激光囚禁^[3],他们获得的原子囚禁寿命为 $\tau = 28 \pm 6\text{ms}$. 随后,德国 Rempe 小组利用单光子实现了对单原子的光学囚禁^[4],其单原子囚禁寿命为 $\tau = 0.25 \pm 0.05\text{ms}$. 2002年,美国 Kimble 小组利用图1所示的实验装置实现了单原子的激光囚禁^[5].

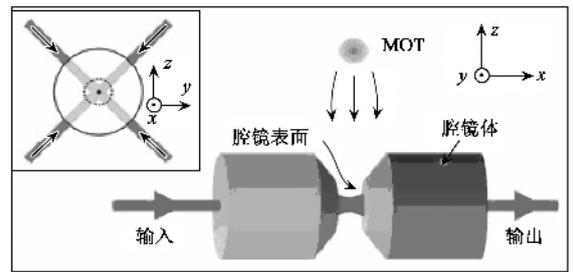


图1 腔内单原子的激光冷却与囚禁的实验方案

实验中,输入光腔的激光由 FORT 光束、探测光束和锁定光束组成,在输出端分开并分别检测,利用差拍探测技术监视透射的探测光束,通过探测光束的光强变化,实时探测腔内的原子数,探测光束和 FORT 光束都是沿腔轴 x 方向的线偏振光. 冷原子在腔镜上方约 5mm 处被 MOT 收集,并在亚多普勒偏振梯度冷却后释放,自由下落的冷原子经过约 10ms 的时间到达腔模,在垂直于腔轴的 $y-z$ 平面内,沿 45° 方向附加的两对相互正交并反向传播的 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光学粘胶束,被用于抵消原子的自由下落速度,并实现 FORT 中被俘获原子的进一步冷却,他们实现了寿命为 $2-3\text{s}$ 的与态无关的单原子激光囚禁. 最近 Rempe 小组采用在垂直于腔轴方向增加驻波偶极阱的方法,防止原子在垂直于腔轴方向上因轴向上的 FORT 约束较小而逸出,实现了平均 17s 的囚禁时间^[6].

此外 2001 年 Grangier 小组采用单束聚焦微米光阱实现了单原子亚泊松装载与囚禁的新方案,囚禁原子的寿命约为 $1\text{s}^{[7]}$. 2004 年 Sauer 等人采用垂直于腔轴的一维移动驻波阱实现了冷原子从 MOT 到微光腔的有效装载,并实现了囚禁冷原子数的操控^[8].

3 腔内单原子的激光冷却实验

腔内原子激光冷却的物理机制有两类:一是基于腔内光子相干散射的集体辐射感应的激光冷却^[9,10];二是基于腔内强耦合区的驻波 Sisyphus 冷却^[11]. 前者属于二能级原子模型的多普勒冷却机制,适用于腔内原子团的激光冷却^[12];后者属于三能级模型的亚多普勒冷却机制,适用于腔内单原子的激光冷却. 本文主要介绍后一种激光冷却机制.

利用腔内强耦合区感应的 Sisyphus 效应实现单原子激光冷却的新思想是 Ritsch 小组于 1997 年首先提出,并进行了相应的理论研究^[11].

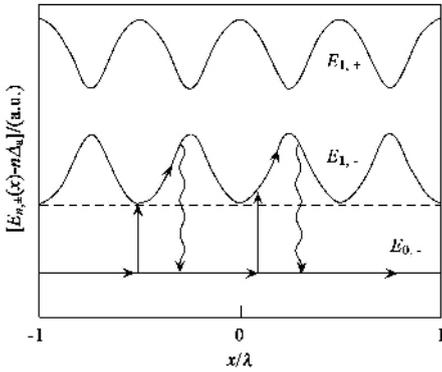


图 2 单原子腔感应 Sisyphus 冷却的物理图象

我们从图 2 出发来解释单原子腔感应 Sisyphus 冷却的基本原理:首先,假定在 $x=0$ 处,有 $E_{1,-}=0$,即系统的最低激发本征态 $E_{1,-}$ 与原子位置 $x=n\lambda/2$ 处的驱动场发生共振. 当一个初始处于基态 E_0 且具有速度为 v 的原子沿着 x 方向运动至 $x=-\lambda/2$ 处时,由于我们假定此处本征态 $E_{1,-}$ 与驱动场共振,原子首先从基态 E_0 激发到激发本征态 $E_{1,-}$ 的波谷;接着,原子沿着 $E_{1,-}$ 势能曲线爬坡,动能减小,转换为内部势能的增加,直到在波腹附近某处原子自发衰减(或腔衰减),回到基态 E_0 ,辐射的光子带走了原子因爬坡而减小的动能,这样完成了一个闭合的 Sisyphus 循环过程;然后,原子继续沿着 x 方向运动,重复上述 Sisyphus 循环过程,直到冷却至极限

温度 $T_{\text{Sisy}} = \hbar\kappa/k_B$. 由于 $\kappa \ll \Gamma$,这一极限温度远低于传统的多普勒冷却极限温度: $T_D = \hbar\Gamma/k_B$. 例如,对于 Rb 原子,当 $\kappa = \Gamma/10$ 时, $T_{\text{Sisy}} = T_D/10 \approx 14\mu\text{K}$. 随后, Ritsch 小组于 1998 年和 Kimble 小组于 2001 年对这一腔感应的冷却机制进行了详细的理论研究^[12,13],并就这一冷却机制的动力学过程进行了 Monte-Carlo 模拟.

2004 年,德国 Maunz 等人就腔内单原子的激光冷却进行了实验研究^[14],观测到的冷却速率至少比传统多普勒冷却速率高出 5 倍,实验装置如图 3 所示. 在实验中,一个速度小于 10cm/s 的冷 ^{85}Rb 原子从光腔下方注入光腔,一束弱的近共振探测激光 (780.2nm) 用于观测和冷却原子,一束强的大失谐偶极激光 (785.3nm) 被用于囚禁原子. 通过调谐偶极囚禁激光,实现探测光场与偶极场的波腹和波节在光腔的中心区域相互重合,这样,一个 $400\mu\text{K}$ 阱深的偶极场将导引原子进入高强度区,也即强耦合区. 为了证明腔内冷却能用于补偿偶极阱的轴向加热,在原子俘获后不完全关掉探测光. 实验结果表明,腔内冷却延长了原子的存储时间,腔感应 Sisyphus 冷却的平均速率为 $\beta/m = 21\text{kHz}$,在相同条件下,自由空间 Sisyphus 冷却的平均速率为 $\beta/m = 4\text{kHz}$,而多普勒冷却的平均速率为 $\beta/m = 1.5\text{kHz}$. 由此可见,腔内冷却的速率至少是其他激光冷却机制的 5 倍以上,与理论预言的结果相一致.

2004 年,美国 Kimble 小组在实验中实现了腔内原子数的实时测量^[15],实验包含了腔内原子的激光冷却、囚禁和与腔内 QED 的强耦合. 他们首先装入腔内约 5 个预冷 Cs 原子,然后用近共振探测光束监测腔内的原子数,腔内不同数目的原子对通过微腔的监测信号的影响不同,使监测信号呈现出一系列平坦的“台阶”,不同的“台阶”对应不同的腔内原子数,以此实时确定腔内的原子数.

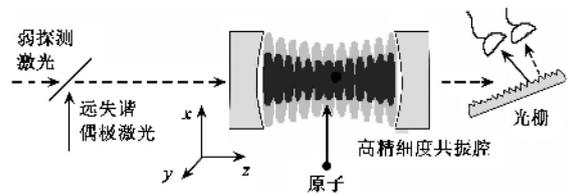


图 3 腔内单原子的激光冷却的实验装置

4 单光子源的实验制备

量子信息科学的一个关键构造单元是一个非随

机的单光子源,以便产生一个能很好控制的电磁场时空模式量子波包. 2002年, Remppe 小组采用一个强耦合作用于高精细光腔的单个三能级原子,首先实现了用于分布式量子网络的非随机单光子源,为量子通信与量子网络以及量子信息处理等提供了一种理想的单光子源^[16]. 2004年,美国 Kimble 小组报道了利用强耦合作用于光腔的单个四能级原子,产生非随机单光子脉冲的实验结果,实验装置与方案如图 4 所示^[17]. 在实验中,单个铯原子首先被冷却并被装进一个高精细光学腔模内的光阱,然后原子被一个激光脉冲系列 $\{\Omega_3, \Omega_4\}$ 照明,这里 Ω_3 驱动原子超精细基态 $F=3$ 转移到暗的 $F=4$ 的态[图 4 (b)和(c)]. 在这一过程中,由于原子跃迁,从 $F'=3' \rightarrow F=4$ 是与腔场强耦合(耦合率 g),故在腔模中产生一个光子. 辐射光子离开光腔,就像自由空间传播的高斯波包,其波包的时间轮廓由外部驱动场 Ω_3 决定. 于是原子在 Ω_4 脉冲作用下,循环回到基态,并重复产生单光子. 当存在 $\{\Omega_3, \Omega_4\}$ 驱动场时,一个腔内囚禁原子的寿命约为 0.14s,单光子产生周期 $\Delta t = 10\mu\text{s}$,由此估计平均每个囚禁原子约产生 1.4×10^4 个单光子脉冲. 最近, Remppe 小组还实验研究了非定态条件下周期驱动的单光子源的光子统计性质,并观测到了强度相关中强烈的光子反聚束效应^[18].

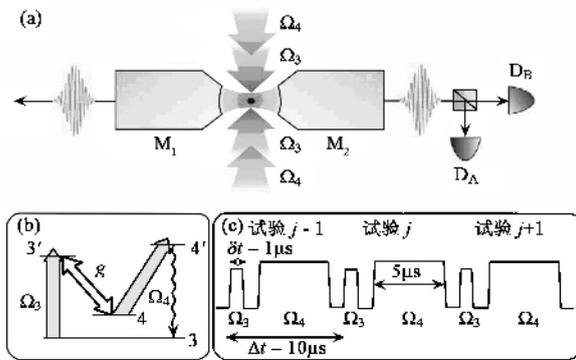


图 4 单光子源制备的实验装置与方案(M_1 和 M_2 为构成光学谐振腔的反射镜, D_A 和 D_B 为单光子探测器)

5 单原子激光的实验产生^[19]

单原子激光与传统激光相比,具有一些特殊的光子统计性质:首先,单原子激光不存在阈值问题,而且最大的光子通量 n 仅为 $10^5/\text{s}$,这远低于传统激光的光子通量(当激光功率为 1mW 时, $n = 10^{15}/\text{s}$);其次,单原子激光的输出光子流是反聚束,而且其光

子统计是亚泊松分布. 因此,单原子激光输出的是非经典光场,其光子数起伏引起的量子噪声远低于由传统单模(相干态)激光给出的标准量子极限.

2003年, Kimble 小组实现了强耦合区域内单原子激光输出^[19,20]. 实验装置如图 4 所示. 在正交于腔轴的平面内传播并照明腔镜间的区域的光场 $\Omega_{3,4}$ 由正交的两对反向传播的 $\sigma^+ - \sigma^-$ 光束构成,这二个光场既作为强耦合单原子激光运转的抽运光,也用作阱内囚禁原子的冷却. 原子首先在腔上方的 MOT 中被亚多普勒冷却后释放落入光腔,然后光束 $\Omega_{3,4}$ 对装入 FORT 的冷原子作进一步冷却,使单个铯原子囚禁在高精细腔内的 FORT 阱中. 铯原子 $6P_{3/2} F'=3' \rightarrow 6S_{1/2} F=4$ 的激光跃迁是近共振的,并强耦合到腔的单模场. 上能级 $F'=3'$ 被外部驱动场 Ω_3 抽运,而场 Ω_4 将处于 $F=4$ 基态上的原子抽运到 $F=4'$ 的激发态上,然后自发衰减到 $F=3$ 的基态. 该系统特征类似于一个具有抽运 $3 \rightarrow 3'$, 激光辐射 $3' \rightarrow 4$ 和自发衰减 $4 \rightarrow 3$ 的 Raman 跃迁方案. 与腔内许多原子发射的激光不同,这里是指“一个”或同一个原子发射的激光. 实验观测到在 $\delta t = 10^{-7}\text{s}$ 时间间隔(这远低于囚禁寿命 $\Delta t \approx 0.05\text{s}$)内“一个”原子或同一原子系统发射激光后达到定态运转. 由此可见,他们使用的原子-腔系统在单个原子囚禁的整个期间提供了一个高斯形的非经典光源,即单原子激光.

6 腔内量子纠缠的实现与量子信息处理

许多量子信息处理需要用到纠缠,特别是远距离原子间的纠缠在量子信息处理中扮演了非常重要的角色. 2002年,法国 Raimond 提出了采用原子-腔系统实现量子信息处理的实验方案^[21],可提供量子信息处理的基本功能,即量子纠缠态的制备、两个 qubits 间的信息交换和量子门. 这个量子门以一个相干和可逆的方式工作,人们也可用这个门来完成单光子的非破坏性测量. 最近 Gea-Banacloche 小组研究了光学腔内单原子的纠缠与消纠缠的演化问题^[22]. 对于外部驱动的光学腔中的一个原子,他们发现特殊的初态将导致几乎消除纠缠的原子-腔场的演化,而且这些特殊的初态的叠加可能导致几乎最大纠缠态.

2005年, Chimczak 报道了囚禁在 2 个独立光腔中的 2 个原子产生高成功概率的纠缠^[23],实验装置

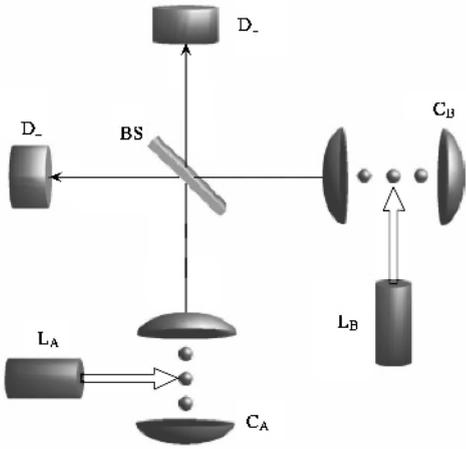


图5 远距离两原子纠缠实验装置示意图(D_+ 和 D_- 为单光子探测器, C_A 和 C_B 为光学谐振腔, L_A 和 L_B 为激光器)

如图5所示,它由2个光学谐振腔 C_A 和 C_B , 50% 分束器 BS, 两个激光器 L_A 和 L_B , 两个单光子探测器 D_+ 和 D_- 组成. 实验中, 两个原子固定在光腔内, 每个原子是 Λ 型的三能级系统(一个激发态 $|2\rangle$ 和两个基态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$), 激发态的自发衰减率为 γ . 在 Λ 型原子中, $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的跃迁由具有耦合强度 Ω , 频率为 ω_L 的经典激光驱动, $|0\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的跃迁, 被耦合到具有频率为 ω_{CAV} 和耦合强度为 g 的腔模, 耦合强度对所有原子相同, 两个经典激光场和量子化腔模对原子的相应跃迁频率处于失谐状态. 开始时, 两个腔场是空的, 两个原子 A 和 B 都在基态 $|1\rangle$, 因此, 最初态是 $|10\rangle_A \otimes |10\rangle_B$. 实验过程包含4个阶段. 第一阶段, 两个原子在 t_1 时间内被激光照明, 在没有光子被探测到的时间内, 态演化为 $|01\rangle_A \otimes |01\rangle_B$. 然后开始第二阶段, 如果在照明时间 t_1 期间, 一个原子的崩塌被观察到, 跃迁操作 $\mathcal{C}(2)$ 将作用在这个态上, 这时获得两个腔场的纠缠态 $|00\rangle_A |01\rangle_B + i \in |01\rangle_A |00\rangle_B$. 接着开始第三阶段. 如果在 t_2 期间探测到两个光子, 那就意味着纠缠过程失败. 这时应等待到任一探测器都有记录为止, 在记录发生后这个阶段的平均时间由 $t_{AV} = (4\kappa)^{-1}$ 给出. 在探测时间内关掉激光, 一个光子的探测相当于跃迁操作 $\mathcal{C}(2)$, 因此, 态演化为 $|00\rangle_A |01\rangle_B + i \in |01\rangle_A |00\rangle_B$. 在探测事件后, 开始第三阶段. 第三阶段负责映射和存储在两个原子态中两个腔场的纠缠态. 这通过对时间 t_2 启动激光来实现. 在这个操作后, 态变为 $|00\rangle_A |10\rangle_B + i \in |01\rangle_A |00\rangle_B$. 如果在此期间发现任何崩塌事件, 则纠缠过程失败. 第四个阶段的目的

是用 Zeeman 演化移去相移动因子. 最后, 获得两个远距离原子的纠缠态. 研究表明, 在强驱动条件下, 实验方案成功的概率接近为 $P_{SUC} = e^{-\alpha} \pi (2 - e^{-\alpha\pi/2})$.

7 结束语

近年来, 人们对腔内单原子的激光冷却、囚禁等进行了大量的实验研究, 并取得了一系列创新性研究成果和重大的实验进展; 单光子源的实验产生和单原子激光的实验实现, 标志着人们对单原子的激光冷却、囚禁与操控能力达到了一个全新的高度, 为其在量子信息科学中的实际应用迈出了可喜的一步. 但在现在的单光子源中, 平均每个囚禁原子仅能发射 10^4 个光子, 单原子激光还只能在很短 (10^{-7} s) 的囚禁时间内稳定运转, 还没有实用价值. 因此, 人们还要进一步改进实验装置, 提高单原子的囚禁时间, 期望单原子激光能像传统激光器一样长时间稳定运转. 随着单原子激光或单光子源的进一步改善与实用化, 可望单原子激光(包括单光子源) 如同上世纪发明的激光一样, 在自然科学和量子信息科学等领域中获得更为广泛而又重要的应用, 甚至走入人们的学习、生活和科研工作中.

参 考 文 献

- [1] 刘涛, 张天才, 王军民等. 物理学报, 2004, 53(5) : 1346 [Liu T, Zhang T C, Wang J M *et al.* Chin. Phys., 2004, 53 : 1346 (in Chinese)]
- [2] Pinkse P W H, Fischer T, Maunz P *et al.* J. Mod. Opt., 2000, 47(14/15) : 2769
- [3] Ye J, Vernooy D W, Kimble H J. Phys. Rev. Lett., 1999, 83(24) : 4987
- [4] Pinkse P W H, Fischer T, Maunz P *et al.* Nature, 2000, 404 : 365
- [5] McKeever J, Buck J R, Boozer A D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90(13) : 133602 - 1
- [6] Stefan N, Karim M, Markus H *et al.* Nature Physics, 2005, 1 : 122
- [7] Doherty A C, Lynn T W, Hood C J *et al.* Phys. Rev. A, 2000, 63(1) : 013401
- [8] Sauer J A, Fortier K M, Chang M S *et al.* Phys. Rev. A, 2004, 69(5) : 051804-1
- [9] Vuletic V, Chu S. Phys. Rev. Lett., 2000, 84(17) : 378723790
- [10] Chan H W, Black A T, Vuletic V. Phys. Rev. Lett., 2003, 90(6) : 063003
- [11] Horak P, Hechenblaikner G, Cheri K M. Phys. Rev. Lett., 1997, 79(25) : 4974

[12] Hechenblaikner G , Horak P , Gheri K. Mod. Phys. Rev. A , 1998 , 79(25) : 4974

[13] Van Enk S J , McKeever J , Kimble H J *et al.* Phys. Rev. A , 2001 , 64(1) 013407-1

[14] Maunz P , Puppe T , Schuster I *et al.* Nature , 2004 , 428 50

[15] McKeever J , Buck J R , Boozer A D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93(14) : 143601

[16] Kuhn A , Hennrich M , Rempe G. Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89(6) 067901-1

[17] McKeever J , Boca A , Boozer A D *et al.* Science , 2004 , 303 : 1992

[18] Hennrich M , Legero T , Kuhn A *et al.* New J. Phys. , 2004 , 6 86

[19] Boozer A D , Buck J R *et al.* Phys. Rev. A , 2004 , 70(2) : 023814-1

[20] McKeever J , Boca A , Boozer A D *et al.* Nature , 2003 , 425 : 268

[21] Raimond J M. Superlattices and Microstructures , 2002 , 32 : 100187

[22] Gea-Banacloche J , Burt T C , Rice P R. Phys. Rev. Lett. , 2005 94 053603

[23] Grzegorz Phys. Rev. A. , 2005 , 71 052305

· 物理新闻和动态 ·

水下声音可冲出表面

简单的声波理论曾预言,任何在水下产生的声音都会在水-气交界面处发生反射,而不会发射到空气中去。因此长期以来科学家们相信在海底产生的声音是不可能被水面上探测到的。但最近美国 Colorado 环境科学联合研究所(Cooperative Institute for Research in Environmental Science, 简称 CIRES)的 O. Godin 博士发现简单的声波理论不能描述在水面附近产生的低频噪声波的行为,他利用最新的声波理论计算得出,当声波波长可与声源与水面的距离相比拟或更长时,声源发出的声波可全部发射到空气中。

Godin 博士关于低频声波在水气交界面处的理论包含两个独立的机理;一是关于隐失声波(evanescent sound wave)的讨论,根据声波理论,声源除产生大家熟悉的平面波以外,还可以产生一种隐失声波。这种波的强度随着离开声源距离的大小作指数衰减,因此通常很难达到水的表面。然而当声源的位置离水面较近时,即声源离水面的深度只有声波波长的一部分时,隐失声波就不会很快地衰减而能到达表面。隐失声波能以平面波发射到空气中是由于在水气界面处发生了折射。另一个机理是由于在距水面很近的声源,它在水下发出的入射平面波与反射平面波间产生了干涉作用,这类干涉效应保证了所有的声波都能发射到空气中。

现在有 3 个研究组,其中两个在美国,一个在欧洲,他们正在用千赫频段的声波在实验室内对 Godin 博士的预言进行实验验证。若这个预言能得到证实,那么就可以用低频声波来探测水下核武器试验。同时还可以帮助海洋生物学家们在对海洋鸟类的行为研究提供一种新的观察角度,这些行为包括海洋鸟类对水下生物的捕捉,以及如何避开水下食肉动物对它们的攻击等。

(云中客 摘自 Physical Review Letters , 17 October 2006)

血球细胞的形状与疾病的关系

血球细胞的形状并不是一个完全的球形,它可随着化学与温度的变化而改变它的形状与体积。例如红血球的外壁,即它的隔膜可以在几十毫秒的时间内改变几十纳米。最近在美国纽约洲 Rochester 举行的全美光学年会上, MIT 激光光谱实验室的 G. Popescu 博士报告了他们研究组的成果,他们对红血球的微小的、快速的涨落进行了测定,这些涨落是与红血球渗透压的变化有关。一般血球进行渗透的目的是为了让血球内的离子浓度与其周围的浓度保持平衡,这种平衡是利用吸收或排出水来维持的。

一旦渗透压不能达到平衡,这时血球将会发生爆裂,在医学上称为消退(lysis)。通常有病的血球倾向于发生消退,血球细胞的隔膜产生颤动就是发生消退的信号。因此可利用数字追踪来观察血球隔膜边界的活动。

Popescu 博士认为,他们对红血球颤动与渗透压之间关系的研究对临床医学极有意义,例如用这个方法可研究疟疾寄生虫在红血球隔膜上的作用以及红血球在变为镰状有病细胞时的力学性质变化等。而这一类知识目前在临床处理上是非常缺乏的。因此,这个研究工作对许多疾病和红血球病变的治疗方面有一定的帮助。

(云中客 摘自 Physics News Update #799 , November 2 2006)