

# 光学腔量子电动力学的实验进展\*

张天才<sup>†</sup> 王军民 彭堃擢

(量子光学与光量子器件国家重点实验室 山西大学光电研究所 太原 030006)

**摘要** 研究受限在微腔中的光场与原子的相互作用可以帮助我们深刻认识原子与光子作用的动力学过程. 腔量子电动力学是研究光子与原子相互作用的一种有力工具. 强作用腔量子电动力学的研究为量子信息提供了一种实现量子逻辑运算的途径. 文章简要介绍该研究领域的背景、现状及发展动态.

**关键词** 腔量子电动力学, 单原子, 单光子

## Experimental progress of cavity quantum electrodynamics in the optical domain

ZHANG Tian-Cai<sup>†</sup> WANG Jun-Min PENG Kun-Chi

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

**Abstract** A cavity quantum electrodynamics (QED) system is one of very few physically realizable systems which can help us to understand quantum effects and reveal the interaction dynamics of atoms and optical fields. The strongly coupled atom-photon interaction can provide a realization of a quantum logic gate for quantum information processing. We introduce the basic ideas of cavity QED, its recent progress and future prospects.

**Key words** cavity QED, single atoms, single photons

### 1 引言

1916年,爱因斯坦提出了自发辐射的重要概念,然而并不知道产生自发辐射的原因.原子的自发辐射在很长时间内被认为是原子的一种固有特性,是不能改变的.随着量子电动力学(QED)的发展,人们对真空认识的加深,自发辐射不再被看作是一个孤立原子的行为,而是真空对原子作用的结果.1946年,Purcell<sup>[1]</sup>首次发现,如果把原子置于腔内,在一定条件下,原子的自发辐射率较之处于自由空间中的自发辐射会发生变化.1960年,Drexhage首次观察到由腔引起的自发辐射的改变<sup>[2]</sup>.Jaynes和Cummings于1963年建立了光与原子相互作用的Jaynes-Cummings模型(J-C模型)<sup>[3]</sup>,预言了若干原子与单模光场作用的一些现象,如原子的崩塌和复

原现象<sup>[4]</sup>.随后一系列光与原子作用的现象相继被发现,如原子辐射的反聚束(anti-bunching)和亚泊松(sub-Poissonian)统计<sup>[5,6]</sup>,单原子的真空拉比分裂(Rabi splitting)<sup>[7]</sup>,J-C模型中的非线性<sup>[8]</sup>等.一门被称为“腔量子电动力学”的学科逐步建立并发展起来.

人们通过各种可能的途径获得高品质腔,这是实现腔QED的关键.随着技术的进步,利用高品质石英微球中的所谓回音壁模式(whispering gallery mode, WGM)可以获得极低的损耗和很小的腔模体积,从而大大提高微球腔的品质<sup>[9-13]</sup>,并获得极低

\* 教育部优秀青年教师资助项目;国家自然科学基金(批准号:69928504,60178006,10374062)资助项目;山西省留学基金和青年基金(批准号:20031002)资助项目  
2002-11-15收到初稿,2003-04-02修回

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail:tczhang@sxu.edu.cn

阈值的微球激光;在法国 ENS 的 Haroche 小组的超导微波实验腔中,品质因数更是高达  $10^{11}$ <sup>[14]</sup>. 但小球腔和微波超导腔都有其自身的不足. 采用半导体量子点获得高品质微腔最近几年也得到了快速发展<sup>[15]</sup>. 利用光子晶体中的带隙结构可以把腔的尺度做到纳米量级,实现所谓的“纳米腔”<sup>[16]</sup>. 光频段腔 QED 的研究对认识原子与光子的作用至关重要. 20 世纪 90 年代,冷原子技术和光电测试技术的发展,高品质微腔和原子冷却与俘获的结合使单原子和单光子作用的 J - C 模型可以得到很好的实验检验<sup>[17]</sup>. 原子和光子之间的耦合在 1992 年以后进入所谓强相互作用,由原子、光场和几乎无损耗的腔组成的系统形成了一个纠缠系统——一个介观量子装置. 这种装置是目前为数不多的能够在实验室环境下观察单粒子量子行为的系统. 该装置不仅作为探索量子物理世界若干非经典行为的重要工具,例如薛定谔猫态 (Schrödinger cat state)<sup>[18]</sup>、量子测量 (quantum measurement)<sup>[19]</sup> 等等,而且在量子计算 (quantum computation)<sup>[20,21]</sup>、量子态的制备 (quantum state preparation)<sup>[22,23]</sup> 以及量子通信 (quantum communication)<sup>[24,25]</sup> 等领域具有重要价值.

本文将着重介绍光学腔量子电动力学的基本原理,在此基础上介绍国际上目前的实验状况以及山西大学光电研究所用于开展这方面研究的实验系统. 最后分析腔 QED 研究的困难,并对未来进行展望.

## 2 基本原理

当电磁场受限在一个微小腔中时,可能存在于腔中的电磁场模式会受到腔的边界制约,有些模式受到抑制而另一些模式会得到增强. 微腔对电磁场模式的改变对真空——一种充满了微小的电磁量子起伏的空间——同样适用. 正像巨大天体改变了其周围的空间结构一样,微小的腔体改变了处于其中的真空的特性. 微腔形成了在充满电磁涨落的真空大海中一个人造的港湾. 原子处于这种受控的真空状态中,其自发辐射可以有效地增强或抑制.

我们可以形象地说明这种抑制过程. 事实上,原子中的外层电子从高能态跃迁到低能态,原子便发射一个光子,处于受激态原子的最外层电子相当于一个“微型天线”,它以很高的频率振荡(从经典看来,电子是在绕核旋转)并辐射电磁波. 法国高等师范学校 (ENS) 的 Haroche<sup>[26]</sup> 教授曾经做过一个比

喻:当“微型天线”处于微腔中时,它的行为就如同开车穿过隧道时收听无线电广播一样. 无线电波与隧道壁反射的波发生破坏性干涉而不能存在于隧道中,从而使收听失败. 原子中的“微型天线”比收音机中的天线小得多,它的共振频率也高得多,达到  $10^{14}$  Hz,相应的波长在  $1\mu\text{m}$  左右. 因此如果有可能把处于激发态的原子放到微米量级的“微型隧道”中,原子可能辐射的光子在“微型隧道”中没法存在,原子因此辐射不出光子而长久停留在激发态上. 该“微型天线”的辐射和吸收特性将会随着“微型隧道”的不同而改变.

图 1 是置于光学腔内的原子与光场发生相互作用的示意图. 原子与腔内光场交换光子实现相互作用. 描写该过程有下面几个主要参数:(1)腔模的有效体积  $V_{\text{eff}}$ ; (2)腔内光场的强度  $E(r)$ ; (3)原子的衰减率 (decay rate), 又叫消相干率 (decohering rate); (4)腔场的衰减率或消相干率  $\kappa$ ; (5)描写原子与场作用强弱的耦合系数  $g_0$ .

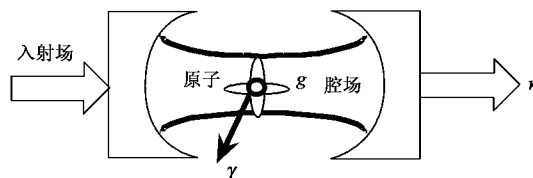


图 1 光场与原子在光学腔中的作用

有效模体积取决于微腔的几何参数. 在由两个球面镜组成的腔中,其有效腔模体积与基模腰斑半径和微腔之间的距离有关. 在高品质腔(高  $Q$  腔)中,由于膜层很多,该有效模体积还与膜层结构有关<sup>[27]</sup>. 在微球腔中,则由微球大小决定.

腔内电场振幅  $E$  与光子频率和腔模体积有关. 对于一个频率为  $\omega$  的光子,受限在  $V_{\text{eff}}$  的体积内,其电场振幅为

$$E = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V_{\text{eff}}}}, \quad (1)$$

其中  $\varepsilon_0$  是真空中介电常数. (1)式代表了频率为  $\omega$  的单个光子的电场,它与该光子所分布的空间大小的平方根成反比. 体积越小,电场越强. 例如,单个波长为  $852\text{nm}$  的光子(能量为  $1.45\text{eV}$ )受限在  $5 \times 10^4 \mu\text{m}^3$  典型大小的空间,其电场大小达到约  $510\text{V/m}$ .

原子的衰减率包括纵向衰减  $\gamma_{\parallel}$  和横向原子衰减  $\gamma_{\perp}$ . 前者表示处于激发态的原子跃迁并辐射一

个光子的几率,它由爱因斯坦自发辐射系数  $A$  决定: $\gamma_{\parallel} = A$ . 后者对纯辐射跃迁: $\gamma_{\perp} = \gamma_{\parallel}/2$ . 而对均匀展宽介质, $\gamma_{\perp} > \gamma_{\parallel}/2$ . 原子的衰减率描写了处于激发态的原子在自由空间中固有的寿命.

腔场的衰减率表征光子在腔内因各种耗散而最终消失的快慢,也即光子在腔内的寿命. 腔的损耗包括腔镜的透射以及腔内(包括腔镜)的吸收和散射等损耗. 高品质腔的总损耗应该远小于 1. 在实验上可以通过测定腔的精细常数  $F$  决定. 而腔场的衰减率为: $\kappa = c\pi/(2Fl)$ . 其中  $c$  为真空中的光速, $l$  为腔长.

为获得低的腔损耗,对驻波腔必须采用极高反射率的腔镜,即所谓的“超镜”(super-mirror),它是在经过特殊磨制的基片上镀上数十层膜构成的,反射率可以高达 0.999995 以上. 在小球腔中利用光的全内反射,而在微波腔中则采用低温超导腔等.

腔场与原子的耦合强弱由耦合系数  $g_0$  表示. 耦合系数表征了原子与腔场交换能量的快慢.

单模场与二能级原子作用过程已经被大量地讨论过了,并预示着存在丰富的物理现象<sup>[17]</sup>. 当原子与光场交换能量时,光子被原子吸收,透过腔的出射光场与空腔的情况不同. 因此,我们可以通过观察微弱的从腔透射的光场的变化来了解腔内原子与光子作用的情况<sup>[27,28]</sup>. 光与原子的耦合越强,原子与光场交换能量越快.

为了方便描写原子与光子的作用,人们定义了两个特征参数:临界光子数  $m_0$  和临界原子数  $N_0$ <sup>[17]</sup> [定义为: $m_0 = 2\gamma_{\perp}\gamma_{\parallel}/(3g_0^2)$ ,  $N_0 = 2\kappa\gamma_{\perp}/(g_0^2)$ ]. 当  $(m_0, N_0) < 1$  时,意味着光场与原子的作用进入强耦合. 此时,单个光子和单个原子都会对对方产生巨大影响,或者说用单个光子(原子)就可以完全改变原子(光子)的状态,因此,对原子和光子的操控就可以在单量子的水平上进行.

### 3 实验进展

尽管 J-C 模型早就提出来了,但要在实验上真正实现单个二能级原子与单模场的有效作用并不是一件简单的事. 一般的量子光学实验都是在弱作用范围实现的. 例如,通常的激光运转在阈值附近时,  $m_0 \sim 10^6 - 10^8$ , 原子数  $N_0 \gg 1$ . 要实现强耦合,必须在几个方面作出改进:首先是采用的原子尽可能具有长的激发态寿命,如在碱金属元素中,铯原子具有较长寿命,  $A^{-1} = 32\text{ns}$ ;其次是尽可能减小腔的模体

积,但该模体积会受到限制,因为腰斑太小会减小热原子与光场作用的时间(原子穿越光场的时间);另一方面,腔长也不能太短,腔长的选择依赖于腔的精细度  $F$ ,只有在  $F$  很高时,腔长才能缩短. 因此,必须设法提高腔的品质因数(精细度).

在过去 20 年中,人们一直在致力于提高原子与光场之间的相互作用并取得了实质性的进展. 图 2 显示了以 Kimble 小组为代表的实验室在近 20 年来的实验中,其特征参数  $m_0, N_0$  以及腔的精细度  $F$  的进展<sup>[17]</sup>,由此可以窥见该领域的发展. 图中的三角形的位置为山西大学腔 QED 小组正在进行的腔 QED 实验系统所对应的参数. 在最近的实验中<sup>[28]</sup>,

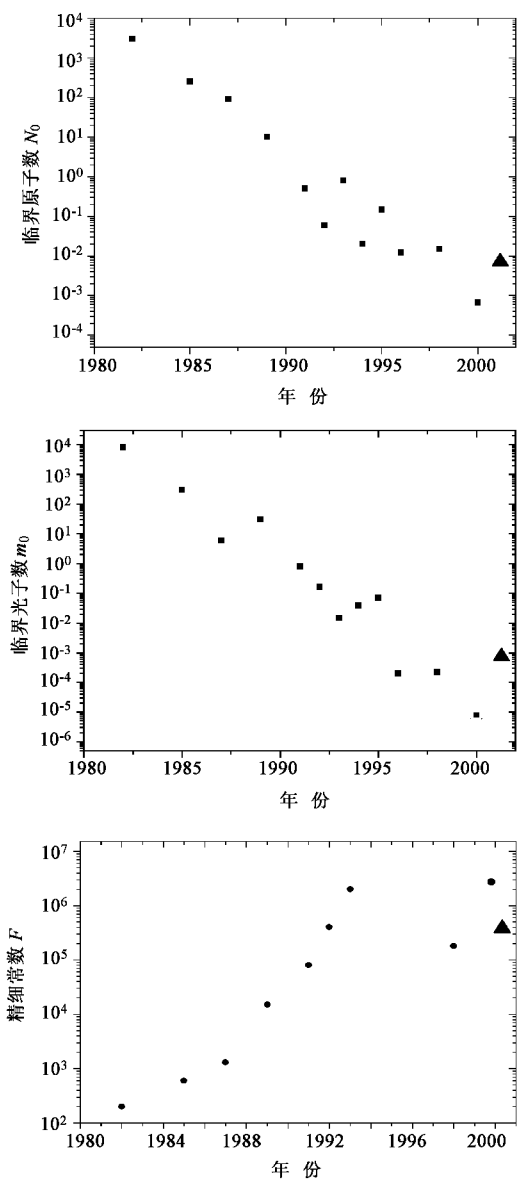


图 2 近 20 年来光学腔中临界原子数、临界光子数和腔的精细度的变化(其中三角形所在位置是目前山西大学光电研究所腔 QED 研究组进行的实验所对应的参数)

Kimble 小组把参数( $m_0, N_0, F$ )推进到( $7.5 \times 10^{-6}, 6.7 \times 10^{-4}, 3.14 \times 10^6$ ), 预料在现有实验条件下最好的结果可以达到( $5.3 \times 10^{-6}, 1.9 \times 10^{-4}, 7.85 \times 10^6$ ). 这意味着在这种情况下, 一个原子吸收腔内的一个光子, 随后辐射出该光子, 然后再吸收它, ……如此往复, 一秒中之内发生约 8 亿次. 而在自由空间, 我们知道, 原子跃迁以后, 辐射出的光子不会再被原子吸收.

早期的实验主要采用微波腔以获得高  $Q$  值. Meschede<sup>[29]</sup>, Remppe<sup>[4,5]</sup>, Haroche<sup>[30,31]</sup> 等研究小组相继在微波段实现了强耦合, 他们采用的是里德伯原子穿过共振或近共振的腔. 在光频段, 较早的实验是用钠原子束穿过精细度为 400 左右的腔, 研究人员观察到了频率分裂现象, 但该现象是若干原子的集体效应<sup>[32]</sup>. 1989 年, Raizen<sup>[33]</sup> 等把腔的精细度提高到 26000, 此时, ( $m_0, N_0$ ) = (32, 10); 1992 年, Thompson<sup>[7]</sup> 等采用 1mm 长的腔, 精细度达到 80000, ( $m_0, N_0$ ) = (0.8, 0.43), 这是首次进入光场与原子作用的强耦合, 至此真正实现了单原子与单光子的强耦合.

随着 20 世纪 90 年代冷原子技术的发展, 对原子的操纵能力越来越强. 与快速运动的热原子束相比, 冷原子有许多优点: 它可以帮助我们以很高的精度实时观察及操控原子; 利用原子的光学偶极俘获 (optical dipole trapping) 对少数甚至单个粒子的控制<sup>[34]</sup>, 可以大大减小由于多原子效应带来的损耗. 原子冷却与俘获技术与腔 QED 结合, 使研究光与原子, 特别是单光子与单原子的作用成为现实.

1999 年, Haroche<sup>[35]</sup> 小组在超导腔中首次实现了对单光子的量子非破坏测量 (quantum non-demolition measurement). 对单个光子实现了“看到了它但并未破坏它”. Kimble 小组采用腔长只有  $10\mu\text{m}$  的高精细度光学腔, 将临界光子数和临界原子数提高到 ( $m_0, N_0$ ) = (0.00023, 0.015), 从而实现了对单个铯原子的实时测量<sup>[27]</sup>. 2000 年, 在冷原子基础上采用光学偶极力 (optical dipole-force), 成功地把单个铯原子囚禁在厚度为  $1\mu\text{m}$ 、直径为  $10\mu\text{m}$  左右的“盘子”中, 并能观察原子在“盘子”中的运动“轨道”<sup>[28]</sup>. 最近该小组还报道了把单原子与单光子的作用时间提高到秒的量级的结果<sup>[36]</sup>, 这为进一步控制原子带来了很大方便; 国际上其他若干腔 QED 研究小组也取得了很大进展. 日本的东京大学与美国国家标准研究所 (NIST) 合作, 不久前利用腔内原子实现了对光脉冲的控制<sup>[37]</sup>; 在德国, 最近 Remppe 小

组利用腔 QED 方法成功地产生了确定性的单光子源<sup>[38]</sup>, 尽管尚有许多问题还在争论并有待解决<sup>[39]</sup>, 但腔 QED 中原子与光场的强耦合作用已经达到了前所未有的程度. 事实上, 在这种情况下, 原子、光子和微腔三者已经构成一个纠缠的系统. Raimond 形象地称这样的系统为“腔 QED 纠缠机器” (the cavity QED entangling machine)<sup>[40]</sup>. 这种“机器”为人们提供了检验量子物理基本问题的有效工具, 如 EPR 态 (Einstein-Podolsky-Rosen Pairs) 的实验检验、量子测量问题、量子非破坏测量、量子态的制备、量子逻辑门等.

山西大学光电研究所正在着手开展这方面的研究. 如图 3 所示, 我们采用的是铯原子双磁光阱结构, 在一级磁光阱中的原子通过偏振梯度冷却达到微开量级, 然后输运到二级真空室中并再次被冷却和俘获, 进入微腔系统. 由于二级真空室的真空度较一级汽室低一个量级, 而且铯原子本身的数量也大大减少, 从而有效地降低了二级真空室中背景原子的碰撞. 微腔的反射率高达 0.999992, 精细度可达 350000 左右. 在腔长为  $10\mu\text{m}$  时, 该腔 QED 系统所对应的临界光子数和临界原子数均远小于 1. 通过三束相互垂直的光学偶极俘获光相互重叠, 可以在微腔中产生尺度在微米量级、深度为数毫开左右的光学势阱, 从而在微腔中实现对单个原子的俘获.

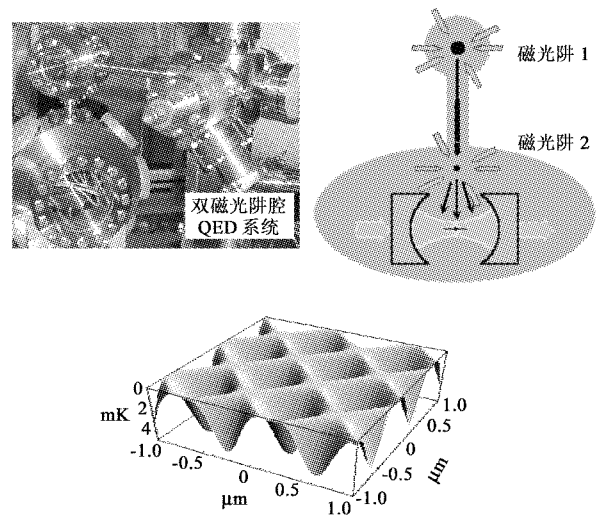


图 3 采用双磁光阱 (MOT) 系统结合光学偶极作用, 可以实现微腔中单原子的俘获并进而实现单原子与单光子的强耦合作用 (图中下面部分显示, 采用相互正交的三束偶极俘获光, 可形成微腔中尺度在微米级的势阱)

完成对单原子的俘获对下一步研究单原子与光子作用的量子行为以及基于腔 QED 技术的量子信息具有决定性的意义. 未来展开的研究包括: 基于单

光子在光学谐振腔中与单原子作用的量子逻辑门;在光学格子(optical lattice)上的多粒子俘获及其纠缠的研究;处于不同光子数统计的光场中受控原子辐射特性的研究以及原子的量子远程传送(quantum teleportation)<sup>[41]</sup>等等.

#### 4 未来展望

腔 QED 在近几年取得了巨大发展.这其中得益于原子冷却与俘获技术的突破性进展.随着技术的进步,人们将在控制单量子系统以及他们之间的相互作用方面继续向前迈进.腔的损耗以及残余的热光场对系统的相干性不可避免地带来破坏.另一个问题是原子的控制.以铯原子为例,即便是采用各种技术将原子冷却到  $20\mu\text{K}$  (亚多普勒冷却),原子仍以约  $4\text{cm/s}$  的速度运动,如果没有特别的控制措施,它穿越  $10\mu\text{m}$  大小的空间只需要  $0.25\text{ms}$ .人们设计出各种各样的原子俘获办法,然而对单粒子的长时间精确控制仍然是一大挑战.

一种被称为量子伺服(quantum servos)的方法已经被提出,目前,包括加州理工学院 Mabuchi 小组等正在进行这方面的工作<sup>[42]</sup>.其基本思想是利用原子在腔内运动时,不同的位置有不同的耦合强度,从而引起出射场的变化,利用这种变化可以反过来控制偶极俘获光场的分布,从而控制原子的位置.与此同时,人们也提出了在腔 QED 系统中克服原子位置的不确定性带来的量子信息处理方面的困难的办法<sup>[43]</sup>.

腔 QED 将在以下几个方向继续向前发展:(1)量子态的产生:在较早的实验中,人们已经利用原子束与腔场的作用产生压缩态和光子反聚束状态;腔 QED 技术被证明是产生 Fock 态(如单光子态)、Schrödinger 猫态等量子态光场的重要手段.(2)光学非线性:研究少数几个粒子甚至单原子的非线性效应是十分有趣的;单光子与单原子在强耦合时会表现出强烈的非线性,并可以实现光学开关等.(3)纠缠态的消相干(decoherence):腔 QED 是帮助我们理解消相干机制的重要手段.微腔纠缠系统事实上是一个介观(mesoscopic)量子叠加系统,它在进一步过度到宏观世界时,其相干性会很快消失.(4)研究原子辐射的基本过程,特别是利用量子点实现的腔 QED 系统,可以获得亚自然线宽辐射和单原子激光等;(5)作为获得量子逻辑门,量子存储、读取以及量子信息传输的重要手段<sup>[44]</sup>.

值得一提的是,随着技术的发展,腔 QED 方法

正在传统 F-P 光学腔的基础上向纳米腔发展,这种基于光子晶体的纳米结构目前可以做到数千的  $Q$  值,但其纳米级的尺度仍然可以使光与原子的作用达到强耦合.

#### 5 结束语

作为为数不多的能够在实验室环境下观察微观客体奇异量子行为的系统,腔 QED 是人们研究量子系统的动力学过程的重要手段.处于腔外的观察者企图通过各种测量了解腔内发生的“真实”过程,但系统内部的状态取决于外部测量的过程.光频区原子与光子强耦合作用的实现为量子光学实验开辟了一个广阔的天地,一系列丰富多彩的现象正在被人们揭示出来,如三粒子纠缠态(GHZ entangled triplet)的产生,纠缠原子的 EPR 态,Quantum teleportation with atoms,多光子的量子非破坏测量,非经典态的 Wigner 函数的测量,量子逻辑门的产生,量子运算与量子纠错等等.人们在努力实现越来越大的宏观客体之间的量子纠缠,以期一瞥量子与经典之间的界限.

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] Purcell E M. Phys. Rev. , 1946, 69: 681
- [ 2 ] Drexhage K H. In: Progress in Optics (ed. by Wolf E). New York: North-Holland, 1974
- [ 3 ] Jaynes E T, Cummings F W. Proc. IEEE, 1963, 58:89
- [ 4 ] Rempe G, Klein N, Walther H. Phys. Rev. Lett. , 1987, 58: 353
- [ 5 ] Rempe G, Schmidt-Kaler F, Walther H. Phys. Rev. Lett. , 1990, 64:2783
- [ 6 ] Rempe G, Thompson R J, Kimble H J. Phys. Rev. Lett. , 1991, 67:1727
- [ 7 ] Thompson R J, Rempe G, Kimble H J, Phys. Rev. Lett. , 1992, 68:1132
- [ 8 ] Brune M, Schmidt-Kaler F, Dreyer J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1996, 76:1800
- [ 9 ] Braginsky V B, Ilchenko V S, Sov. Phys. Dokl. , 1987, 32: 307
- [ 10 ] Braginsky V B, Gorodetsky *et al.*, Phys. Lett. A. , 1989, 137: 393
- [ 11 ] Collot L, Lefevre-Sequin V, Brune M *et al.* Europhys. Lett. , 1993, 23:327
- [ 12 ] Gorodetsky M L *et al.* Opt. Lett. , 1996, 21:453
- [ 13 ] 金乐天,王克逸,周绍祥. 物理, 2002, 31: 642 [ Jin L T, Wang K Y, Zhou S X. Wuli (Physics), 2002, 31: 642 (in Chinese) ]
- [ 14 ] Haroche S, Kleppner D. Phys. Today, 1989, 1:24
- [ 15 ] Yamamoto Y, Tassone F, Cao H. Semiconductor cavity quantum Electrodynamics, Springer Tracts in Modern Physics. Vol. 169. Berlin: Springer-Verlag, 2000
- [ 16 ] Ed. Berman P R. Cavity Quantum Electrodynamics. San Diego: Academic Press, 1994

- [17] Vuckovic J, Loncar M, Mabuchi H *et al.* Phys. Rev. E, 2002, 55:016608
- [18] Schrödinger E. Die Gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik Naturwissenschaften, 1935,23:807
- [19] Thorne K S *et al.* Quantum Measurement. Cambridge University Press, 1992
- [20] Pellizzari T, Gardiner S, Cirac J I *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 75:3788
- [21] Turchette Q A, Hood C J, Mabuchi H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 75:4710
- [22] Parkins A S, Marte P, Zoller P *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 71:3095
- [23] Law C K, Kimble H J. Quantum Semiclass. Opt., 1997, 44: 2067
- [24] Cirac J I, Zoller P, Kimble J H *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78:3221
- [25] van Enk S J, Cirac J I, Zoller P *et al.* J. Mod. Opt., 1997, 44:1727
- [26] Haroche S, Raimond J M. Cavity Quantum Electrodynamics. Scientific American, 1993. 26
- [27] Hood C, Chapman M, Lynn T W *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80:4157
- [28] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C *et al.* Science, 2000, 287:1447
- [29] Meschede D, Walther H, Müller G. Phys. Rev. Lett., 1985, 54:551
- [30] Brune M, Raimond J M, Goy P *et al.* Phys. Rev. Lett., 1987 59:1899
- [31] Bernardot F, Nussenveig P, Brune M *et al.* Europhys. Lett., 1992, 17:33
- [32] Orozco L A, Raizen M G, Xiao M *et al.* JOSA, 1987, B7: 1490
- [33] Raizen M G, Thompson R J, Kimble H J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63:240
- [34] Schlosser N, Reymond G, Protsenko I *et al.* Nature, 2001, 411:1024
- [35] Nogues G, Rauschenbeutel A, Osnaghi S *et al.* Nature, 1999, 400:239
- [36] McKeever J, Buck J R, Boozer A D *et al.* quant-ph/0211013
- [37] Shimizu Y, Shiokawa N, Yamamoto N *et al.* Phys. Rev. Lett, 2002, 89:233001
- [38] Kuhn A, Hennrich M, Rempe G. Phys. Rev. Lett., 2002,89: 067901
- [39] Kimble H J. quant-ph/0210032; Kuhn A, Hennrich M, Rempe G. quant-ph/0211022
- [40] Raimond J M, Brune M, Haroche S. Rev. Mod. Phys., 2001, 73:565
- [41] Zhang T C, Goh K W, Chou C W *et al.* Phys. Rev. A, 2003, 67: 033802
- [42] <http://minty.caltech.edu/MabuchiLab/>
- [43] Duan L M, Kuzmich A, Kimble H J. Phys. Rev. A, 2003, 67: 037305
- [44] Soklakov A N, Schack R. Phys. Rev A, 2003,67: 033804

• 中国物理学会通讯 •

## 中国物理学会 2003 年秋季学术会议总结

中国物理学会秋季学术会议是中国物理学会的系列学术会议.它起始于 1999 年,到 2003 年已成功地举办了四届.中国物理学会举办该系列会议的目的是增进国内物理学界的学术交流,提高学术交流水平,促进物理学的全面发展和人才培养,逐步将该系列会议办成美国物理学会春季会议一样的中国物理学界的品牌学术会议.

中国物理学会 2003 年秋季学术会议由中国科学技术大学结构分析国家重点实验室协办,于 2003 年 9 月 18—20 日在安徽省合肥市举行,是历届中规模最大的一次,与会代表近 700 人,其中参会院士 20 余人.会议由半天的大会邀请报告和两天半的专题报告组成.

会议邀请我国超导专家、中国科协副主席、中国科学院物理研究所赵忠贤院士,新当选中国物理学会秘书长、中国科学院物理研究所所长王恩哥研究员,美国哈佛大学教授庄小微博士,美国麻省理工学院胡青博士,以及刚刚从奥地利回国的杰出青年科

学家、中国科学技术大学理学院潘建伟博士等 5 位专家作了精彩的大会邀请报告,会场气氛非常热烈,听众积极投入到报告之后的提问、讨论之中.

会议设“粒子物理、场论与宇宙学”、“核物理与加速器物理”、“原子、分子与光物理”、“等离子体物理”、“纳米结构与功能材料”、“低维物理与介观物理”、“表面物理”、“强关联与超导物理”、“磁学”、“软凝聚态物理”、“液晶物理及其应用”、“量子信息与计算”、“物理教学、物理学与社会”及“交叉学科与其他”等 14 个专题进行了分组交流,覆盖面广,共有 430 名专家、学者在分会场作了报告,其中邀请报告 132 个,报告 298 个.

会议共收到来自全国各地的论文 389 篇,并出版了两本论文摘要集.

本次会议的一个显著特点是,参会的青年专家、学者人数众多,其中许多青年学者在分组邀请报告中崭露头角.

(中国物理学会)