

# 光学微球腔及其应用\*

金乐天<sup>†</sup> 王克逸 周绍祥

(中国科学技术大学精密机械与精密仪器系 合肥 230026)

**摘要** 光学微球腔因其极高的品质因数和极小的模式体积,在非线性光学、腔体量子电动力学以及窄带光学滤波、高灵敏度运动传感器、极低阈值激光器等许多研究与应用领域具有广泛的应用前景.文章对光学微球腔的谐振原理、特点、耦合、制备和应用进行了综述.

**关键词** 微球腔,谐振器,回音壁模式

## OPTICAL MICROSPHERE CAVITIES AND THEIR APPLICATIONS

JIN Le-Tian WANG Ke-Yi ZHOU Shao-Xiang

(*Department of Precision Machinery and Precision Instrumentation ,  
University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China*)

**Abstract** The principle of the optical microsphere cavity and its applications are reviewed. The intrinsic high quality factor and low mode volume opens up exciting possibilities in applications such as narrow-band optical filtering, high-sensitivity motion sensors, very low threshold lasers, nonlinear optics and cavity quantum electrodynamics.

**Key words** microsphere cavity, resonator, whispering gallery mode

### 1 引言

光学微球腔是指直径约在  $5\mu\text{m}$  至  $500\mu\text{m}$  之间的光学介电微球谐振器,通常使用的介电材料是二氧化硅等光学玻璃.近年来,光学微球腔由于其极高的品质因数( $Q_0 > 10^{11}$ )和极小的模式体积而受到日益广泛的关注,它将在要求极细线宽、极高能量密度和亮度或极细微探测能力的场合中得到重要应用,例如非线性光学和腔体量子电动力学,以及窄带光学滤波、高灵敏度运动传感器和极低阈值激光器.微球腔的特性来源于其独特的回音壁模式(whispering gallery mode,简称 WGM 或 WG 模式):光波在微球内表面上不断进行全反射,从而被约束在球内并沿球的大圆绕行.

对介电微球腔中的 WG 模式的理论分析在很早就开始了<sup>[2]</sup>,并且在 1939 年 Richtmyer 就已经观测到球形物体中维持的高品质因数模式<sup>[3]</sup>.但是其应用却因为缺乏优良的介电材料和实用而高耦合效率的耦合方式与器件而停滞.1989 年,Branginsky 等人首次使用熔融二氧化硅介质的微球,通过棱镜的近场耦合,在微球内直接激发出 WG 模式<sup>[4]</sup>,推动了微球腔研究与应用的发展.之后耦合理论得到了较大发展<sup>[5-8]</sup>,并且产生了各种耦合器件<sup>[9-12]</sup>,其中以一定

倾角磨平的光纤和带状基底抗谐振反射光波导(the stripline pedestal anti-resonant reflecting optical waveguide SPARROW)两种耦合器件被认为是近年来发展出的较好的器件.在此基础上,微球腔在许多领域得到应用<sup>[13-18]</sup>,特别是在腔体量子电动力学和极低阈值激光器中得到了较多应用.国内也开展了对微球腔的研究<sup>[19-20]</sup>,例如 Lu Ying 等讨论了锥形光纤与微球耦合的优化条件,并且对使用了非线性介质的该耦合系统的光学双稳态和差分放大现象进行了研究.中国科学院上海光学精密机械研究所的王育竹等利用固体微球腔量子电动力学效应,获得了新的激光谱线<sup>[21]</sup>.

本文拟对光学微球腔的谐振原理、特点、耦合、制备和应用进行综述.

### 2 谐振原理

以横电型波(TE 型波)为例说明 WG 模式的谐振原理(见图 1).设折射率为  $n_s$ 、半径为  $R$  的介电微球位于真空中.以微球中心作为坐标原点,在球坐标( $r, \theta \in [0, \pi], \varphi \in [0, 2\pi]$ )下, WG 模式的电磁波

\* 国家自然科学基金(批准号 69878026)资助项目  
2001-12-21 收到,2002-02-27 修回

† 通讯联系人. E-mail: shao@ustc.edu.cn

场可由 Debye 势函数  $\psi(r, \theta, \varphi)$  表示为<sup>[2,5]</sup>

$$E = \text{rot}(\mathbf{r}\psi), \quad (1)$$

$$\psi = ae^{-i\omega t} e^{im\varphi} P_l^m(\cos\theta) \times \begin{cases} j_l(kn_s r), & r \leq R \\ j_l(kn_s R) h_l^{(1)}(kr) h_l^{(1)}(kR), & r > R \end{cases} \quad (2)$$

其中  $P_l^m(\cos\theta)$  为连带勒让德函数,  $j_l(kn_s r)$  与  $h_l^{(1)}(kr)$  为球贝塞尔函数,  $a$  为系数,  $k$  为真空中光波的波数,  $R$  为微球半径.

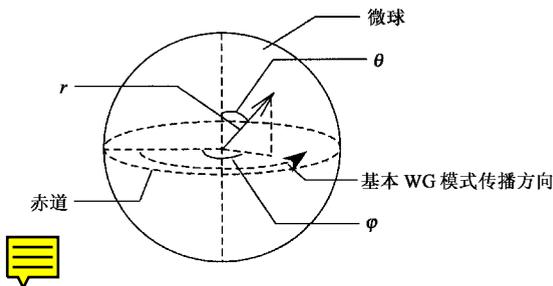


图 1 球坐标系定义及基本 WG 模式传播方向

以上由 Debye 势函数表示的场分布较复杂. Little 等讨论了场的偏振方向相对于球坐标轴为常数的情况, 得出在赤道附近 ( $1 \gg |\theta - \pi/2|$ ) 场的分布, 经过简化, 它可近似表述如下<sup>[6]</sup>:

$$E = E_{\theta} \hat{\theta} = \Psi_{l,m,q} \hat{\theta}, \quad (3)$$

$$\Psi_{l,m,q}(r, \theta, \varphi) = N_s \exp\{jm\varphi\} \exp\left\{-\frac{m}{2}\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^2\right\} \cdot H_{l-m}\left(\sqrt{m}\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) \times \begin{cases} j_l(kn_s r), & r \leq R \\ j_l(kn_s R) \exp\{-\alpha_s(r - R)\}, & r > R \end{cases} \quad (4)$$

其中  $|m| \gg 1$ ,  $N_s$  为归一化系数,  $H_{l-m}(\sqrt{m}\theta_1)$  为哈密特多项式, 系数  $\alpha_s = \sqrt{(l+1)R^2 - k^2 n_s^2}$ .

WG 模式下的光波传播可理解为: 光波在微球的内表面上不断进行全反射, 从而被约束在球内并沿球的大圆绕行, 同时为了在绕行中光波叠加得到增强, 光波绕行一周后应满足一定的相位匹配条件. 在 (2) 式与 (4) 式中, 除时间指数项外, 其余可分为两部分: 含纯虚指数的项  $\exp\{jm\varphi\}$  和其他实数项. 纯虚指数项  $\exp\{jm\varphi\}$  反映了光波的绕行特点, 而其他项则反映了场振幅的分布. 在球外的光场则是局限于球表面附近的倏逝波 (evanescent wave) (4) 式中的系数  $\alpha_s$  正是描述了在球外场的振幅在矢径 ( $r$ ) 方向是指数下降的. 光场的绝大部分能量处于球内, 球外的能量则很微弱, 并且由于球外是非传播波, 因此从球内透出球外的平均能流为 0. 这就使 WG 模式下的微球具有极高的品质因数和极小的模式体积.

简化前后的两组公式表示的模式场的分布可由如下三个一组的参量描述:  $l, m, q$ . 给定一组参量, 则可由自然边界条件和介质边界条件决定对应的谐振频率. 其中  $l$  为模式数, 直接与谐振波长相关, 约等于微球大圆周上能容纳的波长数 ( $l \approx 2\pi R n_s / \lambda$ ).  $q$  为球贝塞尔函数  $j_l(kn_s r)$  在球内的极值数目, 即光波的振幅在径向的波腹数目, 反映了球内光波场在径向的分布.  $m$  等于赤道平面上场的极大值数目 ( $m = -l, \dots, 0, \dots, +l$ ), 描述了光波在球内绕行的方向. 在相同的  $l, q$  情况下, 不同的  $m$  所代表的模式实际上对应于沿不同倾角的大圆而绕行的光波. 这些光波的绕行平面与赤道面的夹角各不相同, 而其他方面完全相同.  $m$  的大小反映了光波绕行矢量在  $\varphi$  方向上投影分量的大小. 而  $\pm m$  代表了绕行方向完全相反的一对光波. 因此, 对于一个完美的介电微球, 谐振频率仅与  $l, q$  有关, 相同的  $l, q$  下不同的  $m$  所代表的模式在频率上是可以简并的.

在所有 WG 模式中,  $TE_{l,l,1}$  ( $l = |m|, q = 1$ ) 具有最集中的场分布. 由连带勒让德函数的性质及实验<sup>[9]</sup>可知,  $l - |m| + 1$  对应于极距角 ( $\theta$ ) 方向场的极大值数目, 而  $q$  为光波的振幅在径向的波腹数目, 因此  $TE_{l,l,1}$  ( $l = |m|, q = 1$ ) 在径向和极距角方向都仅有一个极大值, 并且具有最小的衍射能量损失, 从而具有最高的品质因数和最小的模式体积, 可称之为基本 WG 模式. 在基本 WG 模式下, 光波由于受到径向介质界面的全反射以及极距角方向的圆周曲率的约束, 而在赤道面 ( $\theta = \pi/2$ ) 上沿紧贴球面的大圆绕行.

可以看出, 光学微球腔的谐振模式和导体球壳构成的球谐振腔的谐振模式是相似的. 但两者约束原理不同, 前者是基于全反射, 后者基于导体对电磁波的强反射作用, 并伴有焦耳热损耗.

### 3 光学微球腔的特点

由于 WG 模式对光波的强烈约束作用, 使光学微球腔具有极高的品质因数和极小的模式体积.

它的品质因数  $Q_0$  (非耦合状态下) 由以下一些因素决定<sup>[1]</sup>:

$$Q_0^{-1} = Q_{\text{rad}}^{-1} + Q_{\text{s.s.}}^{-1} + Q_{\text{mat}}^{-1}, \quad (5)$$

其中  $Q_{\text{rad}}$  为本征品质因数, 指由微球表面曲率导致的本征辐射损失, 也称为 WG 损失.  $Q_{\text{s.s.}}$  指散射损失, 包括由介质的不均匀性和污物引起的损失以及微球表面附近空气中的水汽导致的损失, 可基于瑞

利散射模型估算。 $Q_{\text{mat}}$  指材料吸收导致的损失。

由于本征辐射损失随微球直径上升而指数下降,当  $D/\lambda \geq 15$  时( $D$  为微球直径),  $Q_{\text{rad}} > 10^{11}$ ,  $Q_0$  主要由散射损失和材料吸收损失决定。而对于小尺寸微球( $D/\lambda \leq 10$ ),  $Q_0$  主要由本征辐射损失决定。另外,若将微球浸没在折射率  $n_0$  较高的液体中( $1 < n_0 < n_s$ ),也会使本征辐射损失显著增加<sup>[6]</sup>。实验上,一个  $750\mu\text{m}$  的熔融二氧化硅制成的微球腔,置于空气中,在光波长为  $633\text{nm}$  时, Gorodetsky 等<sup>[1]</sup> 观测到的品质因数值为  $Q_0 = (0.8 \pm 0.1) \times 10^{10}$ 。

WG 模式下的光学微球腔同时具有很小的模式体积。由于微球本身的体积小,而在基本 WG 模式下,光波的能量在径向和极距角方向都仅有一个极大值,能量集中在赤道面上紧贴球面的大圆环这一狭小区域。一个直径为  $40\mu\text{m}$  的微球,模式体积最小可降为  $100\mu\text{m}^3$ <sup>[22]</sup>。

#### 4 WG 模式的耦合

处于 WG 模式下的微球腔虽然具有很高的品质因数,但模式所对应的球外的光场分布却是一倏逝波,而不像 Fabry-Perot 谐振器那样对应的为传播波。因此,当用平面波直接照射微球时,由于绝大部分光穿过微球腔而没有耦合到 WG 模式中,因而耦合效率很低。具有较高效率的耦合方式是通过其他电介质物体产生的倏逝波耦合,即近场耦合。这样可以直接在微球腔内激发起 WG 模式。

目前使用的耦合器件分为多模和单模两类。前者有棱镜耦合器<sup>[4]</sup>、全反射显微镜<sup>[10]</sup>;后者有光纤耦合器<sup>[9,11]</sup>、微细加工成的半导体光波导<sup>[12]</sup>等。光纤耦合器中又有锥形光纤、一侧磨平的折弯光纤以及以一定倾角磨平的光纤等类型。

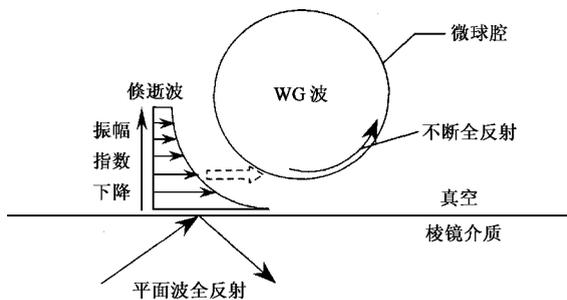


图2 棱镜与微球腔的耦合原理图

图2为棱镜耦合方式。平面波在棱镜与真空的表面产生全反射,在棱镜表面附近的真空中产生的倏逝波耦合到介电微球内重新成为传播波,该传播

波再次入射到微球内表面时被全反射,从而激发出 WG 模式。其中介电微球的赤道面平行于纸面。

棱镜耦合使用灵活,但是体积过大,而且与光纤一起使用时需要光学校准器件。在光纤耦合器件中,锥形光纤仍具有较大体积,而且易碎,一侧磨平的弯曲光纤由于相位匹配不好而耦合效率较低。按一定倾角磨平的光纤则有效地提高了耦合效率,而且体积紧凑。另外,一种新型的微细加工成的光波导器件(带状基底抗谐振反射光波导 SPARROW)也克服了前两类光纤与棱镜耦合器的不足<sup>[12]</sup>。此前的光波导必须覆盖一层低折射率介质防止光波泄漏到底层中,而在化学气相沉积类型的光波导加工技术中,要找到比二氧化硅的折射率低很多材料并不容易。SPARROW 通过交替的高、低的折射率层组成的介质堆将微球腔、波导与底层隔离开来,在第一个分界面上的反射率超过 99%。

在耦合状态下,微球腔的外场由于受到耦合器件的影响而改变,使其谐振频率有微小偏移,而且品质因数也有所下降,

$$Q^{-1} = Q_0^{-1} + Q_c^{-1}, \quad (6)$$

其中  $Q_c$  为耦合方式决定的品质因数。以棱镜耦合为例, Gorodetsky 等得出<sup>[7]</sup>:

$$Q_c \approx \frac{\sqrt{2\pi}^{5/2} n_s^{1/2} (n_s^2 - 1) \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{3/2}}{(n_c^2 - n_s^2)^{1/2}} \exp\{2\gamma d\}, \gamma \approx k \sqrt{n_s^2 - 1}, \quad (7)$$

其中  $n_c$  为棱镜折射率,  $d$  为微球与棱镜表面的最近距离。从中可以看出,品质因数不光与微球腔本身有关,而且与棱镜折射率及间距有关,特别是与间距成指数关系。因此,这是一个可大幅度调节品质因数的谐振器。与 Fabry-Perot 谐振器相比,后者的品质因数主要由超高反射膜的反射率决定,不易作大幅度调整,因而光学微球腔应用更灵活。

#### 5 光学微球腔的制备

光学微球腔的制备主要有两种方式(1)高温熔融冷却法<sup>[4,22]</sup>(2)溶胶-凝胶法<sup>[23]</sup>。

高温熔融冷却法主要用于二氧化硅微球的制备。通常将光纤的包层去除后,用激光会聚产生的高温将光纤内芯一端局部熔融,在表面张力作用下形成较标准的球形,冷却后便是一个带光纤柄的微球。虽然已不再是完整的球形,但对于能量集中于赤道部分的基本 WG 模式影响很小,而且由于有光纤柄,使得对微球的操纵方便很多。值得注意的是,在这种

非标准球中,不同的  $m$  对应的模式已不可简并,其对应的模式谐振频率有细微差异。

使用溶胶-凝胶法制备微球腔,以掺若丹明 6G (Rhodamine 6G, R6G) 的苯基三乙氧基硅烷 (phenyltriethoxysilane, PTES) 微球为例。首先以 PTES 作为起始材料,将 PTES 与 R6G 混合,用盐酸溶液水解,并进行搅动,经过聚合,在 1—5 天后,得到 PTES 低聚物。将其注入氨水溶液中进行搅动,形成的微粒便是介电微球。这样得到的微球中很多含有空洞,需要以不同密度的酒石酸钾溶液作为溶剂,采用离心技术从中分离出较好的微球。

上述两种方法相比,前者得到的微球均匀性更好,而且得到的微球带光纤柄使得操纵简便,但只适用于高温下稳定性好的无机物,例如二氧化硅,而且半径不易控制。后者可以适用于无机或有机物,而且微球的从内到外的折射率以及半径都可以控制,但是均匀性和球形都有待提高。

通常,微球制备后,其谐振频率就确定了。为了能对谐振频率进行调节,可以采用改变温度和应力使球的半径或折射率发生改变来调节谐振频率。例如使用压电驱动的钳子加于微球来压缩其半径。Klitzing 与其合作者则采用两端带光纤柄的微球,通过拉伸光纤柄改变微球半径,从而使谐振频率发生改变<sup>[24]</sup>。

另外,液滴也能作为微球腔,例如掺若丹明的乙醇液滴<sup>[14]</sup>。只是由于液滴易挥发并且形状不易控制,寿命期短,故应用受到限制。

## 6 光学微球腔的应用

由于其极高的品质因数、极低的模式体积以及易制备和易操纵性,光学微球腔已经在许多领域得到了初步应用。这里限于篇幅,只选两例作一简单介绍。

### 6.1 腔体量子电动力学中的应用及极低阈值激光器

在腔体量子电动力学中,需要高品质因数和低模式体积的谐振腔,以获得极高的能量密度,从而观测各种量子光学效应,或者实现低阈值的激光发射。以前的多层半导体激光器和光学微介质盘激发阈值低,但工作于低品质因数的方式下。而高品质因数的 Fabry-Perot 微谐振腔又需要特殊的超高反射膜以及极精确的加工和定位装置,技术上实现较难。相比之下, WG 模式下的光学微球腔既具有高品质因素,又易于制备和操纵,因而是更理想的谐振腔。Norris 等

使用微球腔成功地实现了对球腔表面单分子的激发,揭示了单分子腔体量子电动力学现象<sup>[15]</sup>。

在低阈值的激光发射方面,含有不同掺杂物的极低阈值的微球腔激光器已由多人实现<sup>[13,14,16,17]</sup>。例如,1996 年, Sandoghdar 与其合作者实现了吸收抽运功率为 200nW 的激光器<sup>[14]</sup>。图 3 是其激光器原理图。该激光器使用了掺铈离子的二氧化硅介电微球,直径在 50 $\mu$ m 至 80 $\mu$ m 之间,品质因数为  $10^8$  数量级。两个二极管激光器 LD1 和 LD2 发出的 807nm 和 1080nm 光束,在介电微球内激发出 WG 模式。光电二极管 PD1 检测被吸收的功率,PD2 检测出铈离子能级跃迁时产生的 1060—1090nm 的激光。

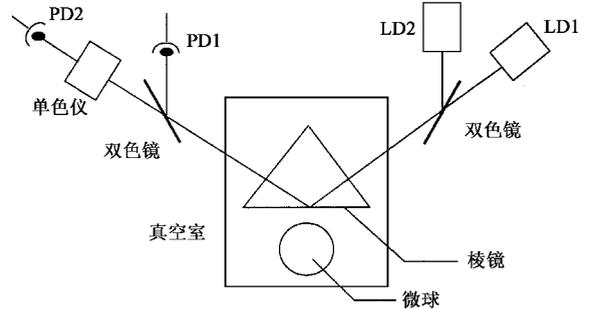


图 3 极低阈值的激光器实验装置图<sup>[14]</sup>

实验中通过逐步增加入射功率来探测该激光器的阈值。当入射到棱镜面上的抽运功率为 1mW,而 PD1 检测到的吸收抽运功率为 200nW 时,PD2 检测到了激光输出。由于激光从微球耦合到棱镜的效率仅有 5%,并且探测路径上的能量损失为 90%,因此在吸收抽运功率为 200nW 至 800nW 时,PD2 检测到激光输出功率为 10pW 至 150pW。理论计算表明,在该实验参数下,单个 WG 模式下激发出激光时的吸收抽运功率可以降为 2nW,而实验中由于同时激发出 60 至 80 个模式,因而实测阈值为 200nW。该阈值比传统的铈离子光纤激光器的阈值低三个数量级。而且进一步计算表明,若将实验温度从室温降低到液氮温度,由于线宽的进一步减小,可以制成无阈值的激光器。在该激光器中,激光激发仅需要一个铈离子和很少量的几个光子。

他们还通过改变耦合间距来观测激光器阈值与微球腔的品质因数的关系。实验结果表明,阈值随  $Q^{-1}$  的增加而线性增长,与理论相符合。

### 6.2 极高灵敏度的运动传感器

基于光学微球腔的运动传感器对运动的测量主要通过检测运动对谐振特征参量的改变,例如谐振的频率、线宽和振幅。运动对谐振参量的影响途径有

两种:一种是通过微球半径和折射率的改变,另一种是耦合参数(例如棱镜与微球的耦合间距)的改变.由于微球腔的极高品质因数,通过检测谐振参数能够极灵敏地探测到上述两类改变.

Laine 与其合作者利用光学微球腔实现了高灵敏度加速度探测器<sup>[18]</sup>.他们采用新型的光波导 SPARROW 与微球耦合,其原理如图 4 所示.微球通过光纤柄悬于波导上方.装置的运动将使微球相对于波导的位置发生改变,导致耦合参数改变.他们通过检测谐振振幅和线宽的改变,成功地从 100 $\mu$ g 的背景噪声中实现了 1mg 的高灵敏度的加速度探测.

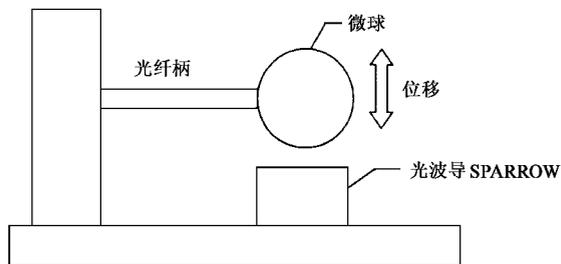


图 4 加速度传感器原理图<sup>[18]</sup>

## 7 结束语

光学微球腔已经初步应用到非线性光学、腔体量子电动力学、窄带光学滤波、高灵敏度运动传感器、极低阈值激光器等许多研究与应用领域.相对于其他光学谐振器,光学微球腔具有极高的品质因数、极低的模式体积以及易制备和易操纵等突出的优点.光学微球腔的更广泛的应用需要以下几个方面的进一步发展(1)介质微球制备工艺的提高,包括均匀性的提高,球形的改善和半径的控制(2)耦合

技术的提高,包括耦合效率的提高,对耦合模式的选择控制以及耦合器件的集成化(3)微球腔控制技术的提高,包括更精确的操纵定位以及对谐振频率的调节.

可以相信,随着上述技术的进一步提高,光学微球腔会得到更大的发展和更广泛的应用.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Gorodetsky M L *et al.* Opt. Lett. ,1996 21( 7 ) :453
- [ 2 ] 斯特莱顿 J A. 电磁理论. 北京: 科学出版社, 1992. 310—388 [ Stratton J A. Electromagnetic Theory. Beijing : Science Press , 1992. 310—338( in Chinese ) ]
- [ 3 ] Schiller S , Byer R L. Opt. Lett. , 1991 , 16( 15 ) :1138
- [ 4 ] Braginsky V B *et al.* Phys. Lett. A. , 1989 , 137 :393
- [ 5 ] Gorodetsky M L , Ilchenko V S. Opt. Comm. , 1994 , 113( 15 ) :133
- [ 6 ] Little B E *et al.* J. Lightwave Technol. , 1999 , 17( 4 ) :704
- [ 7 ] Gorodetsky M L , Ilchenko V S. Opt. Soc. Am. , 1999 , 16( 1 ) :147
- [ 8 ] Ishikawa H *et al.* Opt. Soc. Am. , 2000 , 17( 4 ) :802
- [ 9 ] Knight J C *et al.* Opt. Lett. , 1995 20( 14 ) :1515
- [ 10 ] Ishikawa H *et al.* Opt. Lett. , 1999 24( 10 ) :643
- [ 11 ] Ilchenko V S *et al.* Opt. Lett. , 1999 24( 11 ) :723
- [ 12 ] Laine J-P *et al.* IEEE Photonics Tech. Lett. , 2000 , 12( 8 ) :1004
- [ 13 ] Miura K *et al.* J. Materials Sci. Lett. , 1996 , 15 :1854
- [ 14 ] Sandoghdar V *et al.* Phys. Rev. A , 1996 54( 3 ) :R1777
- [ 15 ] Norris D J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1997 , 71( 3 ) :297
- [ 16 ] Fujiwara H , Sasaki K. J. Appl. Optics , 1999 38( 5 ) :2385
- [ 17 ] Klitzing W V *et al.* Electronics Lett. , 1999 35( 20 ) :1745
- [ 18 ] Laine J-P *et al.* Sensors and Actuators A , 2001 93 :1
- [ 19 ] Lu Ying *et al.* Optik , 2001 , 112( 3 ) :109
- [ 20 ] Lu Ying *et al.* Optics & Laser Technol. , 2000 32 :245
- [ 21 ] Baolong L ü , Wang Y Z , Li Y Q *et al.* Opt. Comm. , 1994 , 108 :13
- [ 22 ] Klitzing W V *et al.* New J. Physics , 2001 3 :14. 1—14. 14
- [ 23 ] Shibata S *et al.* J. Non-Crystalline Solids , 1999 259 :87
- [ 24 ] Ilchenko V S *et al.* Opt. Comm. , 1998 , 145 :86

·物理新闻·

## 用激光推动的微型飞机( A Laser-Powered Paper Plane )

日本东京科技研究所的 Takashi Yabe 博士正在设计一种用激光作为推动器的微型飞机( microplanes ). 它的大小只有 1—2inch, 重量只有 0.1—0.2g, 设计中的关键点是在机翼上有两个靶区, 它们是将小水滴或微型树脂球附着在光滑的薄铝片上. 然后用一个商用的钷-铝石榴石激光束辐照该靶区, 由激光束产生的等离子束能使水滴或树脂球喷射而出, 从而使飞机的速度达到 3 英里/小时.

显而易见, 这是一个利用牛顿第三定律的原理所设计的, 该定律告诉我们, 作用力与反作用力大小相等, 方向相反. 研究者希望, 利用此反作用力的原理能使飞机不断地得到激光束的推进. 这类微型飞机的潜在应用是能像飞鸟的眼睛一样地用来侦察和监视气候的变化与火山的爆发等自然灾害的发生与发展过程.

( 云中客摘自 Appl. Phys. Lett. , 10 June 2002 )