

747-151

Nd³⁺ : YAG 微球激光器的选择性激发*

张存洲 纪鸿舜 叶坤涛 朱 箭 张光寅

(南开大学物理系, 天津, 300071)

潘潇宁 王清月

(天津大学精密仪器系, 天津, 300072)

王建民

(中国科学院物理研究所, 北京, 100080)

TN248

13

摘要 利用离轴照明选择性激发高Q值Nd³⁺:YAG小球, 测量到与体材料不同的激光振荡, 例如1.0365μm的激光谱线.

关键词 激光, 选择性泵浦, 阈值.

微球激光器 激光器

引言

为适应大容量、超高速信息处理的需要, 寻求低功率运转的微型发光器件和光开关器件, 微腔激光器应运而生. 由于介电微球具有高品质因数Q的电磁回廊模(Whispering-gallery modes), 微球荧光和激光引起了广泛注意, 如何有效地激发这类共振腔模成为一个重要的课题. 人们对腔QED效应有了较清楚的认识, 已了解到一个可与激发波长相比拟的谐振腔会改变腔中的自发发射速率, 通过控制这些原子的自发发射可望获得零阈值激光器^[1]. 我们曾经研究了尺寸约为几十个μm的铍玻璃微球的腔QED效应, 发现了一些新的可能的激光振荡, 这是在体材料中不可能出现的能级跃迁^[2]. 根据腔的形貌共振理论, 如果小球的Q值非常高, 采取适合的激发方式, 甚至在直径为9.476mm的小球中也能形成回廊模, 从而改变某些自发发射, 出现新的光学跃迁, 甚至获得新的激光振荡. 本文将着重分析激发方式对新的振荡的影响.

1 选择性泵浦理论

1946年 Purcell 指出改变场的真空态, 可改变腔中原子的自发发射速率. 根据费密规则, 有

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar^2 C} |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho(\omega), \quad (1)$$

*国家自然科学基金、中国科学院长春物理所激发态开放实验室基金和博士后基金资助项目, 编号分别为 69378014, 940101 和中博基[1996]1号
本文1996年11月19日收到, 修改稿1997年1月6日收到

式中 Γ 为腔中原子的自发发射速率, $|f\rangle$ 为光子末态, $|i\rangle$ 为光子初态, $\rho(\omega)$ 是电磁场局域模密度(单位体积单位频率间隔中模的数目), 模密度 $\rho(\omega)$ 改变, 自发发射速率 Γ 也随之改变. 在自由空间中, $\rho(\omega) = \omega^2/\pi^2 C^3$, 与空间位置 \vec{r} , 并在频率上连续解析, 但对于介电微球, 局域模密度为

$$\rho(\omega, \vec{r}) = \sum_{\mu} \rho_{\mu}(\omega, \vec{r}), \mu = E, M; l = 1, 2, \dots + \infty \quad (2)$$

式中 E 为电波, l 为角量子数, 它在空间上分布不均匀, 在频率上分布不连续.

我们在微球内定义相对局域模密度 $G(\omega, \vec{r}) = \rho(\omega, \vec{r})/\rho_{\text{vac}}(\omega, \vec{r})$, 这里 $\rho_{\text{vac}}(\omega, \vec{r})$ 为自由空间局域模密度, $G(\omega, \vec{r})$ 与 n 和 x 等参数有关, n 是折射率, x 是尺寸参数, 且 $x = 2\pi a/\lambda$ (a 是微球半径, λ 是光波长). 以 x 为横坐标, G 为纵坐标的模密度图上有分立的峰, 每个峰可以标以 (μ, l, ω) , ω 为频率.

应当指出, 在介电微球折射率 n 和半径 a 的选定后, 其模密度谱就确定下来. 模密度是介电微球系统的固有特性, 它不随外界光场的变化而变化. 当外部光场具有一定空间和频率分布时, 在光场中的介电球中各个电磁模上的光子数目就会有一个相应的分布. 当外部光场分布变化时, 介电球中各电磁模上的光子数目会相应变化, 如果外部光场采取某一特定空间、频率分布, 那么内部各电磁模上的光子数有可能集中在某一特定的光场模式或几种光场模式上, 从而实现选择性泵浦, 即使介电微球内光场模式唯一或简单.

一个介电微球自身就是一个球形谐振腔, 球内的电磁波以若干振荡模式(空间分布)存在, 即球的电磁共振模. 用几何光学模型直观地描述, 其中某些共振模是球内光线以大于全内反射角在球界面上发生多次全内反射沿圆周传播并满足位相条件而产生共振. 这样的共振模通常称为回廊模, 光子被强烈地限制在球内, 它们的光子寿命很长, 在近球面处引起强烈的共振场, 这种共振模有极高的品质因数 Q (已在光频区观察到 $Q = 10^9$, 弹性散射线宽 3MHz). 回廊模是高角动量的电磁模, 为激发高 Q 值的回廊模, 我们需要在超过临界角下耦合光进入微球. 因微球折射率大于球外环境介质的折射率, 光从球外以最大入射角(与球面法线呈 90 度)入射, 在球内仅仅对应临界角, 绝不会超过临界角. 故球外光束在不采取特殊手段时, 一般很难有效地激发球内回廊模. G. Gouesbet 对球处于聚焦高斯束中(球大于高斯束束腰)的照明问题进行了系列研究, 为此提出了推广的洛伦兹-米氏理论(GLMT), 并从理论上分析了轴上照明和离轴照明的情况^[3,4].

我们利用散射理论间接地求得各光子模式上的光子数目相对值. 对于散射效率 Q_{scat} ($Q_{\text{scat}} = Q_{\text{ext}}/\pi a^2$, C_{ext} 是散射截面, a 为球体半径), 在平面波入射下, 有

$$Q_{\text{scat}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \}. \quad (3)$$

而在任意光场入射情况下, 引入展开系数 $(g_n^{\mu})_{\nu}$ (其中 $\mu = E, M$), 可得

$$Q_{\text{scat}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (2n+1) \{ (g_n^{\mu})_{\varepsilon} |a_n|^2 + (g_n^{\mu})_{\mu} |b_n|^2 \}, \quad (4)$$

其中 $(g_n^{\mu})_{\nu}$ 可以通过光场按球内模式展开, 求得展开系数. 通过选择性泵浦, 使球内光场模

式可控,其荧光谱上有可能出现在体材料中通常泵浦所不能观察到的新谱线.

2 实验和装置

我们研究了 2 种样品: 样品 A 是 Nd³⁺: YAG 小球, 直径 9.476mm; 样品 B 是 Nd³⁺: YAG 不规则体材料. 测量在自己组装的荧光光谱系统上进行, 激发光为氩离子激光器 514.5nm 和 488.0nm 线, 照射在样品上的激光功率约为 1.4W, 样品入射角采用近切入射, 采集荧光角接近前向散射方向. 通过聚焦作用, 使一定角度的荧光进入单色仪, 分光后, 由冷却的光电倍增管接收. 信号用数字电压表观察, 同时进行模数转换, 通过接口卡传入计算机, 同时在屏幕上显示荧光谱图. 荧光波段在 0.7~1.1 μ m 之间进行扫描. 用 Bio-Rad 公司的光荧光系统测量了对照体材料样品的变温荧光谱.

3 结果和讨论

图 1 给出在室温下, 用 514.5nm 线激发的 Nd³⁺: YAG 体材料的荧光谱图. 图 2、4 给出 514.5nm 线近切入射时激发 Nd³⁺: YAG 球形谐振腔的荧光谱图. 图 3 为突出显示 1.0365nm 处的激光线, 对探测的信号放大, 由于电流放大器的饱和, 高峰被截止. 图 4 是对 960~1040nm 区间进行精细扫描, 可以发现很多精细结构. 图 5 是对 1.0365 μ m 处荧光进行阈值测量.

将图 1 与图 2 进行比较, 可以看到 3 组荧光峰之间的相对强度发生了显著的变化: 在

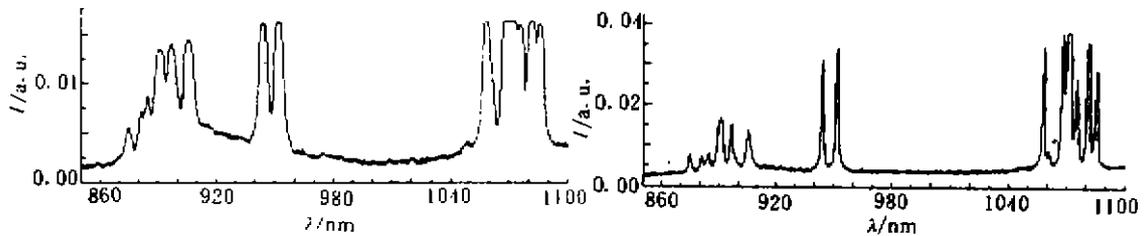


图 1 Nd³⁺: YAG 体材料的荧光光谱
Fig. 1 Fluorescent spectrum of Nd³⁺: YAG bulk material

图 2 Nd³⁺: YAG 小球的荧光光谱 1
Fig. 2 Fluorescent spectrum 1 of Nd³⁺: YAG microsphere

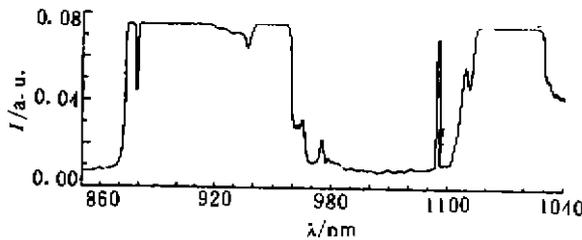


图 3 Nd³⁺: YAG 小球的荧光光谱 2
Fig. 3 Fluorescent spectrum 2 of Nd³⁺: YAG microsphere

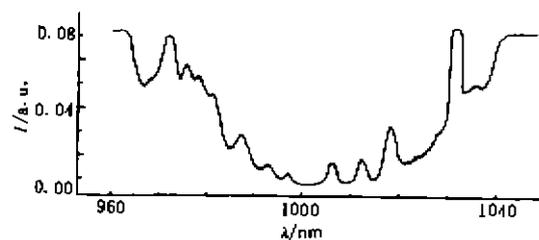


图 4 Nd³⁺: YAG 小球的荧光光谱 3
Fig. 4 Fluorescent spectrum 3 of Nd³⁺: YAG microsphere

球形谐振腔中 880nm 附近的荧光峰高度比体材料小了许多,在球形谐振腔中荧光峰的谱线宽度变窄.结合图 3,可以看出球形谐振腔中比体材料多了一个 1.0365 μm 的荧光峰;对于体材料来说,并未能发现此峰.除了 1.0365 μm 的荧光峰之外,在小球荧光光谱多处出现精细结构,图 4 给出在 960~1040nm 的波长范围内丰富的荧光峰,其中以 1.0365 μm 处最强.其各荧光峰所对应的波长如表 1.

表 1 各荧光峰对应的波长

Table 1 The wavelength corresponding to the fluorescent peak

谱线编号	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
波长(nm)	974.9	978.8	981.0	983.5	988.7	995.2	999.8	1009.1	1015.2	1021.1	1036.5

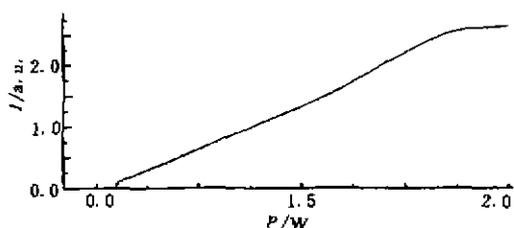


图 5 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 小球 1036.5nm 处的荧光峰输出光强与泵浦功率之间的关系

Fig. 5 The relation between output intensity and pumping power at 1036.5nm peak of fluorescent spectrum of $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ microsphere

这些波长荧光主要来自于 ${}^3F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 、 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 和 ${}^4F_{7/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 能级间的跃迁,体材料中很难观测到这些跃迁.在球形谐振腔中观测到这些跃迁,表明球形谐振腔改变了各种跃迁几率,出现了不易观测到的新谱线.

我们测量得到的 1.0365 μm 处荧光的阈值为 92mW,初步认定它是新的激光线.对照钕离子的能谱图进行归属分析,发现对应的能级跃迁是 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$,而一般体材料中荧光跃迁的上能级是 ${}^4F_{7/2}$,而不是 ${}^4F_{3/2}$.

对以上结果,我们认为小球是中心对称体,其内部可以具有不同的模式,其中径向上光场场强最大值位于小球边缘处的光场分布模式是“迴廊模”,离轴照明近切入射的泵浦光可以很好地耦合进入“迴廊模”.这种模式 Q 值很高,因此能够高效率地泵浦,使 Nd^{3+} 能级泵浦到高能级的可能性比体材料大,因此形成在体材料中难以达到的上能级.又因为对于不同的 ω ,耦合也不相同,造成对光谱具有很高的光谱选择性,一定 ω 下的光会在球内发生共振,形成在体材料中很难观测到的激光振荡,这就是选择性激发.在不同的泵浦条件下,造成所激发的迴廊模不同,及对离子的泵浦强度不同.

实验中,我们还观测到许多新的谱线,有待于进一步研究.

参考文献

- 1 Haroche S, Kleppner D. *Phys. Today*, 1989, 42(1):24
- 2 潘潇宁,张存洲,张光寅. *光电子·激光*, 1995, 6(增刊):219
- 3 Gouesbet G, Grehan G, Maheu B. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, 7(6):998
- 4 Ren K F, Grehan G, Gouesbet G. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11(7):2072

SELECTIVE EXCITATION OF Nd³⁺:YAG MICROSPHERICAL LASER*

Zhang Cunzhou Ji Hongshun Ye Kuntao Zhu Jian Zhang Guangyin

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Pan Xiaoning Wang Chingyue

(Department of Precision Instrument Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Wang Jianmin

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract High-Q Nd³⁺:YAG microsphere was excited selectively by using off-axis illumination and laser oscillation different from that of bulk material was observed, for example, the 1.0365 μ m laser line.

Key words laser, selective pump, threshold.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China, the Foundation of Laboratory of Excited State Processes of Changchun Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, and the Chinese Postdoctor Science Foundation