

# 半导体微腔物理及其应用

郑厚植

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

**摘要** 半导体微腔物理是半导体低维结构物理与量子光学的交叉前沿领域。本文就半导体微腔中自发辐射增强效应,腔极化激元与 Rabi 分裂,腔极化激元的色散关系,稳态与瞬态的光学性质,三维受限微腔和微腔激光器特性等作一概要介绍,力图重点地从物理角度来阐明这些物理现象。

PACC: 4250, 7340L, 7847, 7855

## 1 引言

随着现代超薄层材料生长技术(以分子束外延 MBE 和金属有机化合物汽相沉积 MOCVD 等技术为典型代表)和各种超精细加工技术的发展,已经可以从一个、二个甚至三个维度方向来限制半导体中电子体系的尺度,制备出量子阱、量子线和量子点结构(统称半导体低维结构)。原来在体半导体中分散在相当宽频带内的光跃迁振子强度被“浓缩”到分离的量子化能级上,使得半导体的光学性质发生了很大的变化。目前我们已熟知的许多现象,例如低维结构中激子效应的增强,量子限制 Stark 效应,激子饱和吸收引起的光双稳现象,子能带间光学跃迁的非线性效应等等均渊源于电子态的尺寸量子化效应。半导体中的光跃迁取决于它与光场的相互作用。既然电子体系的维度变化已表现出对光与半导体相互作用有着重要的影响,人们不禁要问如果不仅限制半导体物质体系的维度,而且同时也限制光电磁场的维度又会有什么样的结果?

在原子物理中人们早就把受激原子放到腔长只有毫米量级的金属平板谐振腔之中,研究原子与腔内真空电场(光子数为零的电场)之间的强耦合相互作用,开辟出一门新的交叉学科点——腔量子电动力学(CQED)。随着研究工作的深入,它已经揭示出一系列重要的量子电动力学新现象:例如微腔对受激原子自发辐射的控制(抑制或增加),原子与微腔耦合模的 Rabi 分裂和振荡,微腔对原子的吸引或排斥作用力,原子物质波在微腔中干涉效应,等等。其中某些现象还得到了一定的实际应用,例如利用微腔对原子有作用力这一现象已经可以设计出一种实验方案,来实现对腔内光子数进行非破坏性测量。以往要想探测光场所含的光子数,总是先要把腔内光场耦合到某种光电探测器上,将光子转换成电子再进行计数。这就带来了两方面的问题。一是光子被探测器吸收的过程也是受偶然机遇支配的量子事件,这就引入了额外的噪音,二是每次测量需要消耗腔内若干个光子,使光场不可逆地会丧失能量。从上述两个含义上来讲,这种测量对被测光场是破坏性的。现在利用腔量子电动力学现象的方案则完全不同,因而使人们有可能亲眼看到光子的自然消云现象<sup>[1]</sup>。此外,诸如单原子微腔 Maser,原子束分离器等方面的应用均受到不少重视。

在固体中研究光与物质相互作用时,人们发现光电磁场在表面、染料液滴和光子能隙材料中的模式量子化也同样会导致光与物质的强耦合相互作用。尤其是自 1992 年 Weisbuch 等人<sup>[2]</sup>首先在半导体平面微

郑厚植 男,1942 年生,研究员,中国科学院院士,当前从事专业:固体物理、半导体低维物理  
1997 年 6 月 25 日收到本文

腔中观察到这种强耦合相互作用引起的 Rabi 分裂后,半导体微腔中腔量子电动力学现象(CQED)已成为近年来的研究热点.这一方面是由于用 MBE 生长的半导体微腔具有良好的结构可控性,另一方面半导体微腔在具有极低阈值的垂直腔发射激光器(VCSEL)、垂直腔发光二极管(VCLED)和它们的二维阵列,压缩光子态产生等方面有着更为直接的应用.对半导体微腔中量子电动力学效应的研究主要集中在腔极化激元的行为以及它对光发射特征的影响等方面.本文将主要介绍半导体微腔的一阶和高阶的光跃迁特性,稳态和瞬态以及非线性光学性质,力图使读者对该领域的重要物理问题、应用前景和发展趋势能有一较全面的大致了解.

## 2 微腔中的自发辐射现象

自从 Einstein 完成了受激原子的自发辐射理论以来,人们似乎得到了这样一种印象:自发辐射是受激原子的本征性质,只有借助于这种“不可逆转”的自发辐射才能使原子与真空电磁场(也即光子数为零时的光电磁场)之间实现热平衡.事实上,自发辐射并非是原子的本征属性.受激原子之所以“不可逆转”地要自发辐射是由于真空电磁场包容了几乎是无限多的连续模式.它们可以接纳受激原子辐射出来的任何光子.如果我们采用光学微谐振腔来改变真空电磁场的模式结构,甚至只选择某一种特殊的光场模式,就会发现受激原子的自发辐射性质有了很大的变化.这种变化不光是它可以得到增强,又可以受到抑制,具体取决于半波长  $\lambda/2$  与腔长的相对大小.更重要的是自发辐射由原来自由空间中的不可逆过程变成可逆过程.能量可以在原子和光场之间以一定频率(即 Rabi 频率)往返地传递.从物理上来说,这也十分简单.在一个高品质(高 Q 值)的微腔中,受激原子辐射出来的光子在它离开腔以前要在腔内停留相当长的时间,它十分可能再次被退激原子吸收,因而形成了能量在原子与光场之间往返地振荡.然而,微腔对受激原子自发辐射的影响与原子偶极矩的极化方向有很大关系.处于微腔中原子只有当它为  $\sigma$  极化时(也即电子的轨道平面平行腔平面,如图 1 所示)才感受到微腔的作用.微腔将抑制掉所有波长  $\lambda$  大于  $2d$ ( $d$  为微腔的腔长)的,  $\sigma$  极化的偶极辐射;同时又会使  $\lambda=2d$  的辐射得到很大的共振增强.但是,对于与腔平面重直的  $\pi$  极化偶极子而言,它不受微腔的影响,仍像在自由空间一样地进行自发辐射.不管怎样,微腔大大限制了能在其中存在的真空电磁场的模式.图 1 形象地反映了这一事实.

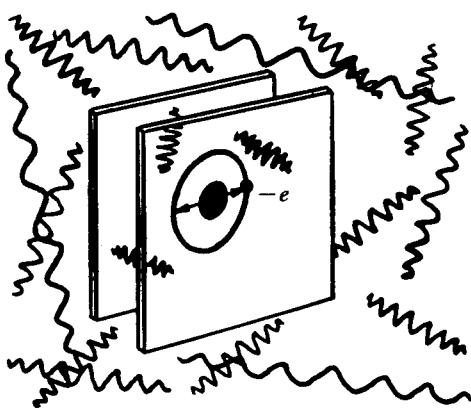


图 1 金属平行板微腔中的原子.

原子偶极矩极化方向平行平面.

频率和传播方向各不相同的

波代表各种光电磁场模式.

要想更深入地认识微腔对自发辐射的作用,需要具体写出光发射率<sup>[2]</sup>.对于一个二能级原子而言,

$$R = (2\pi/\hbar^2) \int_0^\infty |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho(\omega) L(\omega) d\omega \quad (1)$$

其中  $L(\omega)$  为原子跃迁的频谱,而且  $\int_0^\infty L(\omega) d\omega = 1$ ;  $\rho(\omega)$  是光电磁场的模式密度,即单位能量间隔内所含的模式数;  $\langle f | H | i \rangle$  为原子与光场相互作用哈密顿算符在始态与终态间的跃迁矩阵元;  $|i\rangle$  表示原子处于受激态,腔处于零光子数的状态;  $|f\rangle$  表示原子处于基态,腔内光子数为 1 的状态.对于原子跃迁而言,  $L(\omega)$  的带宽远窄于  $\rho(\omega)$  的带宽,则(1)式可以简化为

$$R = (2\pi/\hbar^2) |\langle f | H | i \rangle|^2 \rho(\omega) \quad (2)$$

在半导体中情况则相反,要实现强耦合作用一般希望激子吸收峰  $L(\omega)$  只包容单个光场模式.在只考虑电偶极矩跃迁时,(2)式又可以表示成

$$R = \Omega^2 2\pi \rho(\omega) \quad (3)$$

其中

$$\Omega = (D/\hbar) \sqrt{\hbar\omega/2\epsilon_0 V} \sqrt{s+1} \quad (4)$$

定义为 Rabi 频率. 后面可以看到它正是描述能量在原子与光场之间往返交换快慢的物理量.  $D$  则是电偶极矩跃迁的矩阵元. 对空间三个方向求平均后它等于

$$D = \frac{1}{\sqrt{3}} | \langle \psi_i | \vec{e} \cdot \vec{\alpha} | \psi_u \rangle | \quad (5)$$

式中  $|\psi_i\rangle, |\psi_u\rangle$  分别为原子跃迁的基态与激发态;  $\vec{e}$  为电偶极矩矢量;  $\vec{\alpha}$  是光场的极化单位矢量;  $V$  是某一光场模占有的有效空间. 很显然由(3)、(4)式直接可以得出 Einstein 关于光辐射二个重要结论. 一是总的光辐射率  $R$  为自发辐射率  $A$  与受激辐射率  $A_s$  之和. 前者与光子数无关, 后者与光子数  $s$  成正比. 二是自发辐射  $A$  正比于单位体积内的光场模式密度  $g(\omega) = \rho(\omega)/V$ . 不难求解光场在自由空间内的模式密度  $g_f(\omega)$  等于

$$g_f(\omega) = \omega^2/\pi^2 C^3 \quad (6)$$

如果在体积为  $V$  的微腔中只存在带宽为  $\delta\omega$  的某单一模式(模式频率为  $\omega$ ), 那么光场在微腔中为模式密度  $g_c(\omega)$  则为

$$g_c(\omega) = 1/\delta\omega V = Q/\omega V \quad (7)$$

其中腔的品质因子  $Q$  定义为  $\omega/\delta\omega$ . 定义因子  $F$  为腔内模式密度与自由空间模密度之比:

$$F = g_c(\omega)/g_f(\omega) = \lambda^3 Q/8\pi V. \quad (8)$$

对于一个腔长为  $\lambda/2$  的三维受限光学微腔而言,  $F$  大体上和品质因子  $Q$  相当. 这就是说受光学微腔的作用, 光场的模式密度提高了  $Q$  倍左右. 微腔中的自发辐射率也随之增强了  $Q$  倍. 上述讨论清楚地表明微腔中自发辐射增强效应从本质上而言是由于微腔对腔内光场模式结构修正的结果. 这与尺寸限制对电子体系态密度的影响可类比.

### 3 腔激化激元(Cavity Polariton)和 Rabi 分裂

原子跃迁与单模光场的共振耦合不仅使耦合到该光场模式上的自发辐射大大增加, 而且二者之间的强耦合还将导致耦合体系状态的 Rabi 分裂. 在半导体微腔中激子与腔场强耦合所产生的 Rabi 分裂标志着新的元激发——激子极化激元(Excitonic Polariton)的形成. 可以把激子极化激元看成是被光电磁场“修饰”(dressed)过的激子.

实际上, 体半导体中已经观察到过各种极化激元, 例如声子极化激元、激子极化激元等. 这里, 声子、激子起二能级原子的作用. 在没有遭受散射弛豫以前, 声子、激子具有确定的能量与波矢, 它们只与具有相同能量与波矢的光场模发生耦合, 形成能传播的相干耦合模. 在极化激元未遭受散射前, 能量只是在激子与光场之间以 Rabi 频率  $\Omega$  往返地振荡传递, 并不产生真正的光跃迁实过程. 三维极化激元是可动的、局域的元激发. 它向表面的扩散过程, 以及在表面与外界光场耦合强度都将影响体半导体的发光性能. 在半导体微腔中极化激元是空间非定域的. 也正因为如此把它称之为腔极化激元. 腔极化激元没有扩散过程, 它与腔外的耦合只与微腔的透射系数有关, 这使它具有与体极化激元十分不同的特性, 以后会进一步阐明这一点.

图 2a), b) 分别给出了某一半导体微腔的层次结构和微腔中心部位的能带结构. 腔体是由  $3\lambda/2$  ( $\lambda$  是光波波长) 长的 GaAs 构成. 将腔体等分成三等分的二条打影线恰好是光场的最大值处. 含有三个  $7.5\text{nm}$  In-GaAs/GaAs 量子阱的两组有源区被设置在打影线处, 以提高量子阱中激子与光场的耦合. 腔体两端的反射镜是由  $\lambda/4$  的 AlAs/AlGaAs 堆组成. 这类反射器常称之为分布 Bragg 反射器(DBR). 图 2(a) 所示的微腔, 其顶部 DBR 由 15 个周期的 AlAs/AlGaAs 组成, 底部 DBR 则有 19 个周期. 在如此构成的一个平面半导体微腔中光场只在一个方向上受到限制. 为了对含有量子阱有源区的半导体平面微腔的特性有一深入了解, 需要介绍一下如何计算微腔透射光谱的主要原则. 为了考虑激子吸收对微腔的影响, 一般可采用半经典的线性色散模型出求二维激子的等效介电常数  $\epsilon(E)$ .  $\epsilon(E)$  具有如下的 Lorentz 型色散关系:

$$\epsilon(E) = \epsilon_\infty + \frac{fe^2\hbar^2}{m\epsilon_0 L_z} \times \frac{1}{E_{ex}^2 - E^2 - irE} \quad (9)$$

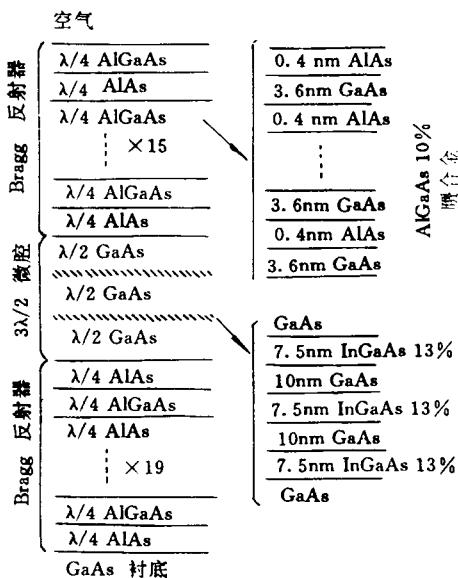


图 2a) 腔长为  $3\lambda/2$ ( $\lambda$  为光波波长)半导体微腔的层次结构  
(R. Houdre *et al.*<sup>[4]</sup>)

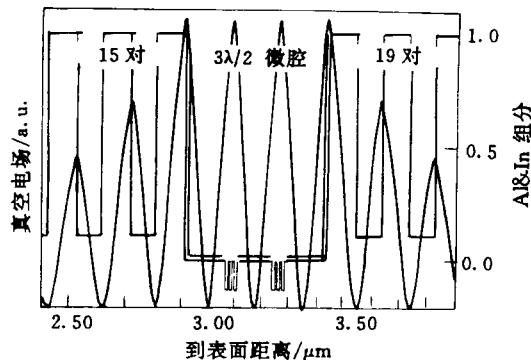


图 2b)  $3\lambda/2$  微腔中心部分导带底的能量变化  
同时给出了腔场的空间分布  
(R. Houdre *et al.*<sup>[6]</sup>)

其中  $f$  是单位面积的振子强度;  $E_{ex}$  是激子跃迁能量;  $r$  是激子的线宽,  $L_z$  是量子阱的厚度,  $\epsilon_0$  和  $\epsilon_\infty$  分别为真空和  $\omega \rightarrow \infty$  时的介电常数. 有了(9)式以后, 就可采用标准的光学传输矩阵方法计算包括 DBR 和 FP 腔体的整个结构透射、反射系数的频谱, 详细请参看[3]. 实验中除了测量微腔的透射、反射光谱外, 还经常需要测量微腔的光致发光光谱以便获得 Polariton 的色散关系. 但是, 微腔发光光谱的计算远比透射光谱的计算复杂得多, 这里就不再介绍.

图 3 给出了典型的微腔反射光谱<sup>[2]</sup>. 量子阱中激子吸收峰的位置如图中箭头所示. 为了使微腔的谐振频率能与激子跃迁频率共振, 需要每隔 0.5mm 逐点移动激光光斑在片子上的位置. 图中上面四条不同的谱线就是按此方法在四个不同地方测到的光谱. 随着腔谐振频率逐渐逼近激子跃迁峰, 其吸收峰的线宽变窄. 当二者共振时谱线分裂成两个峰. 这种 Rabi 分裂大小取决于激子与微腔光场的耦合强度. 实验上用适当选择量子阱数目的办法可以来增大这种耦合. 但是, 量子阱数目的增加同时也会使腔的品质因子变差, 这又会使耦合变弱. 而且, 处于外侧的量子阱实际上已偏离腔内光场的最大值处, 它们对耦合已不起什么作用. 一般当量子阱的数目大于 5 以后, 所观察到的 Rabi 就已趋于饱和. 后来, Houdre 等人<sup>[4]</sup>甚至在 77K 和 300K 下均观察到类似的 Rabi 分裂, 这意味着光场与物质的这种相干相互作用甚至可能持续到室温.

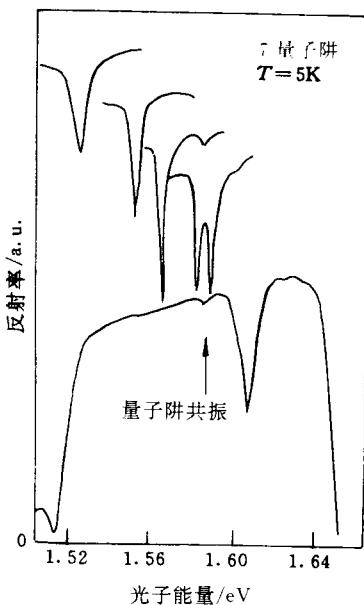


图 3 一个含 7 个量子阱的微腔在 5K 时的反射光谱

上面 4 条反射谱线是在相间 0.5mm 的 4 个不同地方上的测量结果(C. Weisbuch *et al.*<sup>[2]</sup>)

一般而言, 频谱上的双峰变换到时间域后应相应于振荡

行为。在目前情况下频率域上的 Rabi 分裂直接反映了时间域中能量在激子与腔场之间往返振荡地传递，有时也称之为 Rabi 振荡。Wang 等人<sup>[5]</sup>采用反射配置的四波混频(FWM)来研究四波混频信号随时间的演化过程。无论是监测类腔模还是监测类激子模，FWM 响应随两束输入激光脉冲之间的相对延迟时间  $\Delta t$  的增长而出现振荡变化，具体如图 4 所示。图中  $\tau$  值给出了 Rabi 振荡周期，而且它与 Rabi 分裂  $\Omega$  的关联符合  $\tau = 1/\Omega$  关系。瞬态的相干四波混频响应更直观地反映了激子与腔场之间的相干耦合，证实了腔极化激元的存在。

#### 4 腔极化激元的色散关系

为了能与相关理论比较，深化对腔极化激元性质的认识，需要能用实验方法测量出具体的腔极化激元的色散关系。Houdre<sup>[6]</sup>等人利用角分辨光致发光光谱测出了半导体微腔中极化激元的色散关系。这种方法只对腔极化激元有效。如前面所述，三维极化激元对体半导体发光性能的影响具体与它沿垂直表面方向上的群速度  $V_{g\perp,i}(E)$ 、极化激元的态密度  $\rho_i(E)$  以及它在表面的透射系数  $T_i(E, \theta_{in})$  有关。向出射角  $\theta_{out}$  附近  $d\Omega_{out}$  立体角发射的光强度  $I(E, \theta_{out})$  在形式上可以表示如下

$$I(E, \theta_{out}) d\Omega_{out} = \sum_i f_i(E, \theta_{in}, z=0) \rho_i(E) V_{g\perp,i}(E) T_i(E, \theta_{in}) d\Omega_{in} \quad (10)$$

这里  $i = \mu P, lP$  分别标记极化激光的上支与下支。 $f_i(E, \theta_{in}, z=0)$  为能量为  $E$ ，沿  $\theta_{in}$  角度入射到  $z=0$  表面的极化激光几率分布。在实验中一旦选定了出射波矢  $q_{out} = \omega/c$  的出射角  $\theta_{out}$ ，由折射定理  $n \sin \theta_{in} = \sin \theta_{out}$  也就完全选定了极化激元的入射角  $\theta_{in}$ ，如图 5 所示。极化激元  $E(k_z, k_{\parallel})$  色散关系中  $k_{\parallel}$  也随之由  $k_{\parallel} = (\omega/c) \sin \theta_{out}$  给出。 $k_z$  则为  $(\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - k_{\parallel}^2)^{1/2}$ 。因而，能量  $E$  也被唯一选定。这就是说(10)式中  $f_i, \rho_i, T_i$  均已唯一地被选定。然而，遗憾的是

群速度  $V_{g\perp,i}(E)$  是一个受随机事件影响而有无规涨落的物理量，它最后破坏了光致发光角分布与极化激元  $E(\vec{k})$  关系之间的一对应关系。但是，微腔中极化激元则全然不同。由于它是非定域的元激发，不存在扩散过程，它与腔外光场的耦合只与微腔的透射系数有关。它的光致发光角分布  $I(E, \theta_{out})$  由下式决定。

$$I(E, \theta_{out}) d\Omega_{out} = \sum_i f_i(E, \theta_{in}) \rho_i(E) T_i(E, \theta_{in}) \delta(E - E(k_{\parallel})) \times \delta[\vec{k}_{\parallel} - (\vec{g} \cdot \vec{u}_{\parallel}) \vec{u}_{\parallel}] d\Omega_{in} \quad (11)$$

其中  $\vec{u}_{\parallel}$  为沿平面的单位矢量。二个  $\delta$  函数反映了能量  $E$ ，波矢  $\vec{k}_{\parallel}$  守恒定理。显然，由于(11)式右面不再出现与扩散运动有关的群速度这个量，如前面的论述的那样，现在，微腔的角分辨光致发光光谱与腔极化激元

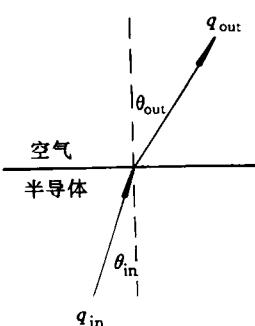


图 5 体极化激元在空气/半导体界面处透射

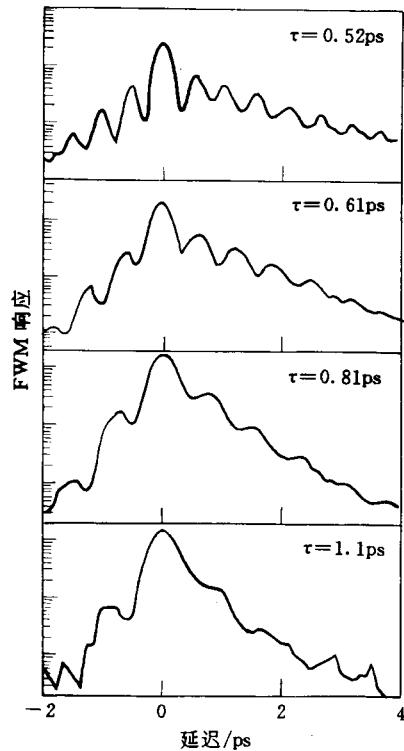


图 4 四波混频信号(FWM)随两束入射激光脉冲间延迟时间  $\Delta t$  的变化  
 $\tau$  为振荡周期，从上到下失谐量逐渐增加(H. Wang et al. [5])

的色散关系具有一一对应关系. 由它可以直接测量出  $E(\vec{k}_{\parallel})$  关系. 图 6 给出了 77K 下在不同发射角( $-12^{\circ}$  至  $41^{\circ}$ )上测到的 PL 光谱. 图 7 是在不同共振条件下(模式反交叉点的  $\vec{k}_{\parallel}$  不同, 在实验上反映为不同的  $\theta_{out}$  值)由角分辨光谱测出的色散关系. 虚线分别为腔场模式与激子没有耦合时的色散关系. 腔场模的色散由下式给出:

$$E_{ph} = (c\hbar/n) \sqrt{(i\pi/L_z)^2 + k_{\parallel}^2} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

其中  $c, n, L_z$  分别为光速, 折射系数和  $z$  方向上腔长. 由于光子态的波矢很小, 在所讨论的波矢范围内激子近乎是无色散的, 故用水平线来表示. 实线则是考虑了耦合以后的理论色散关系<sup>[6,7]</sup>, 它与实验的吻合十分良好, 并由此可以拟合出 Rabi 频率  $\Omega$  的数值.

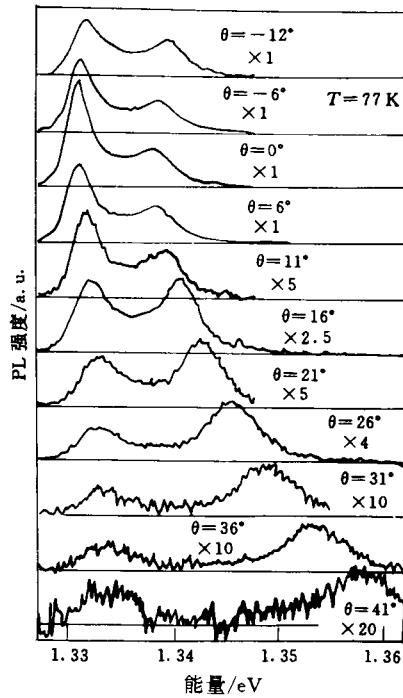


图 6 77K 温度下在不同发射角( $\theta$  从  $-12^{\circ}$  变至  $41^{\circ}$ )上测到的光致发光谱(R. Houdre et al. [6])

合十分良好, 并由此可以拟合出 Rabi 频率  $\Omega$  的数值.

## 5 腔极化激元对微腔光学性质的影响

### 5.1 腔极化激元上、下支之间的弛豫瓶颈现象

实验发现腔极化激元上、下支的 PL 强度比并非是简单地按热平衡 Maxwell-Boltzman 分布来决定. 如果进一步研究 PL 光谱随温度、激发功率及外加偏压的变化, 更证实了上、下支之间存在着弛豫瓶颈, 上支的 PL 总是强于下支的 PL. 一方面由于上、下支之间的 Rabi 分裂已可大到 5meV 左右, 和量子点中所遇到的情况一样, 这将大大抑制可参与弛豫的声子模式数. 另一方面只有极化激元中的类激子分量才能与声子作用, 这又额外地使弛豫变缓. 随着激发功率的增加, Auger 散射几率增大. 最终将克服这种弛豫瓶颈, 使上、下支之间达到热平衡.

### 5.2 腔极化激元的瞬态动力学行为

腔极化激元的瞬态动力学行为十分复杂, 深入的

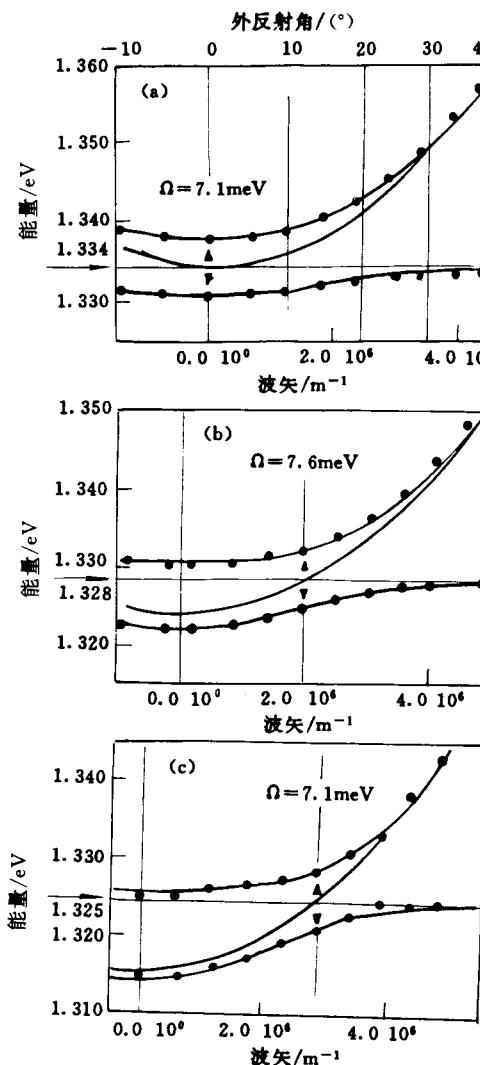


图 7 在不同共振条件下, 也即自上而下  $\theta_{out} = 0^{\circ}, 29^{\circ}, 35^{\circ}$ , 由角分辨光致发光光谱测出的极化激元色散关系(R. Houdre et al. [6])

研究工作才刚刚开始。这里只是介绍一些现象。首先，从四波混频瞬态响应已发现腔极化激元上、下支的退相位时间(Dephasing time)是不相同的。在低激发强度条件下，下支的退相位时间可长达 50ps，而上支的退相位时间小于 1ps。由于只有在极化激元失去相干性以后才可能有实际的光发射发生，这将使上支对发光的贡献更大一些。

其次，上、下支的辐射寿命行为也十分不同。在时间分辨 PL 光谱中，如果共振激发下支，随着激发光从类激子模向类腔模扫描，下支的辐射寿命是单调下降的。如果共振激发上支，则下支的 PL 强度增大。如果进而研究腔极化激元的受激辐射特性时，有些实验已发现激射出现在类腔模的频率上。总之，这方面还有待进一步的深入研究。

### 5.3 腔极化激元的易迁移性导致的谱线变窄<sup>[8]</sup>

由于腔极化激元是激子与腔场的组合态，可以用  $|C_e|^2, |C_l|^2$  分别表示其中激子态与腔场所占的组分比例。这样腔极化激元的功能可近似写成

$$\hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2M_p = |C_e|^2 (\hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2M_{ex}) + |C_l|^2 (\hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2M_l) \quad (13)$$

(13)式右面第二项是腔模的等效功能。在波矢  $k_{\parallel}$  很小时直接取腔场模色散关系(12)式的近似即可得到。其中  $M_l$  为腔模的有效质量

$$M_l = \hbar n / L_x C \sim 10^{-5} m_e \quad (14)$$

$m_e$  是电子质量。从(13)式可直接导出

$$M_p = [|C_e|^2 / M_{ex} + |C_l|^2 / M_l|]^{-1} \quad (15)$$

在共振时， $|C_e|^2 = |C_l|^2 = \frac{1}{2}$ ， $M_p$  也只有  $10^{-5} m_e$  量级。所以形成极化激元后，其有效质量变得比激子小得多，说明极化激元有很高的可迁移性。极性激元这一属性对其发光谱线的形状有很大影响，大大减小了谱线的非均匀展宽。众所周知，当量子阱阱宽在沿平面方向上存在有非均匀起伏时，激子被激发以后很可能各自被局域在平面上阱宽稍有不同的各个地方，就地复合发光，导致了发光谱线的非均匀展宽。当激子玻尔半径比量子阱阱宽涨落的关联长度小时（大致相当某一特定的阱宽在量子阱平面上占有的平均范围），激子很难移动，基本上被局域在阱宽各不同的不同地方，因此发光峰最大限度地反映了阱宽的无规涨落。形成极化激元以后，大大提高了它沿平面的迁移范围，使它远大于阱宽涨落的相关长度，那么阱宽的无规涨落在相当程度被平均掉了。结果减小了发光峰的非均匀展宽，有时称这种机制为 Moving Narrowing。

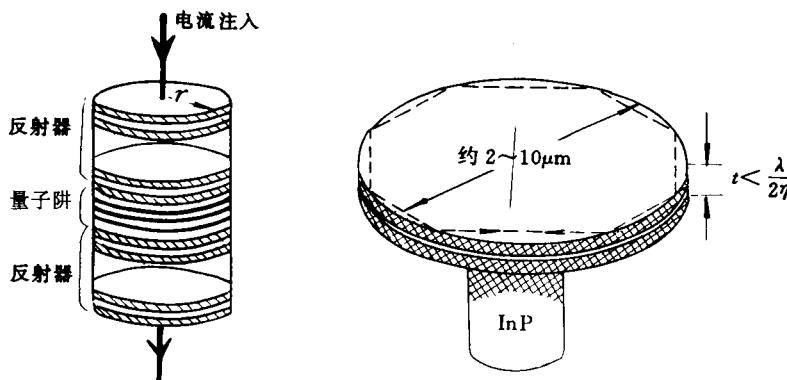


图 8 圆柱型和圆盘型二种三维受限的微腔结构

### 6 三维受限的微腔<sup>[9]</sup>

如果在平面微腔的基础上进一步沿平面方向对光场施加限制，即可获得三维受限的半导体微腔。典型的二种形式：圆柱和圆盘状微腔如图 8 所示。圆柱状微腔的本征模可近似由下式给出

$$E_{ph} = (c\hbar/n) \sqrt{(k_z)^2 + (k_{x,j})^2 + (k_{y,k})^2} \quad (16)$$

其中  $k_z = i\pi/L_z, k_{x,j} = (j+1)\pi/L_x, k_{y,k} = (k+1)\pi/L_y$ ，这里， $L_x, L_y, L_z$  分别为微腔在三个方向上的尺度，

$i, j, k$  分别为腔模沿  $z, x, y$  方向上的结点数. 三维受限后的光场本征模是完全分离的, 由不同的  $(i, j, k)$  量子数来描述. 只要本征模式间的能量分离远大于激子功能(通常是很小)仍可以将激子跃迁只耦合到某一本征模式上, 实现两者之间的强耦合. Rohner 等人<sup>[9]</sup> 测量了圆柱微腔的 PL 光谱. 当 InGaAs 量子阱激子峰被调谐到与腔的高阶模共振时, 十分费解地在激子峰的低能侧他们观察到与低阶腔场模相对应的发光峰. 这说明许多现象还有待进一步深入研究.

## 7 微腔中的几何光学双共振喇曼散射<sup>[10]</sup>

利用微腔结构可以实现几何光学双共振喇曼散射, 这就是说在微腔内部可以使入射光子(incoming)与出射光子(outgoing)或 Stokes 光子同时与腔共振, 结果使喇曼信号得到共振增强. 如图 9 所示, 使频率为  $\omega_i$  的激发光沿入射角  $\theta_0$  入射到腔表面, 它在腔内被折射成波矢  $q_i = \omega_i n / c$ , 沿方向角  $\theta_i = \arcsin[\sin\theta_0/n]$

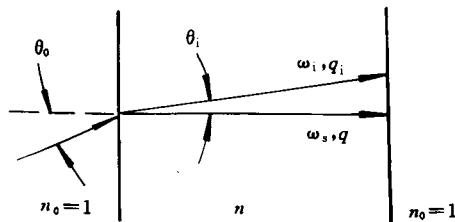


图 9 平面微腔中入射光子( $\omega_i, q_i$ ), 出射光子( $\omega_s, q$ )与腔的几何光学双共振

传播的光. 在它被某一元激发(如 LO, TO 声子等)散射后, 光子能量变为  $\omega_s$ , 并沿与腔平面垂直方向  $\vec{q}$  出射. 在小角度近似下折射定理  $\sin\theta_0/\sin\theta_i = n$ . 随之可直接得出  $\omega_s = \omega_i/\cos(\theta_0/n)$  的关系式. 适当选择入射光子频率  $\omega_i$  和入射角  $\theta_0$  使得  $\omega - \omega_0$  恰好等于腔内某一元激发能量(例如, LO 声子能量  $\hbar\omega_{LO}$ ), 这样就可以得到共振增强的该元激发的 Stokes 谱线. 这里  $\omega_0$  被设置在某一垂直腔模的频率上. 实验上已获得的共振增强因子高达 12000 左右. 利用这类几何双共振可以选择性地增强那些原本十分微弱的元激发, 研究它们在参与光散射过程中的属性. 这时, 微腔结构成为了一种有效的物理研究工具.

## 8 微腔激光器的特性<sup>[11]</sup>

如第 2 节所述, 自发辐射率

$$A = (D/\hbar)^2 (2\pi\hbar\omega/2\epsilon_0) g(\omega) \quad (17)$$

在微腔中得到很大的共振增强, 那么微腔同样也会影响受激辐射率  $A_s$  的大小和性质. 要讨论微腔的激光性质, 必须运用光子数和激子数的速率方程组. 我们只讨论没有无辐射损失、没有反转饱和效应和不考虑多激子的相关自发辐射效应的理想, 三维受限微腔, 于是可直接写出

$$\dot{s} = A_c(s + 1)n - rs \quad (18)$$

$$\dot{n} = p - A_c(s + 1)n \quad (19)$$

(18) 式右面第一项和(19)式左面第二项是总的辐射复合率.  $rs$  是腔内光子向外的逃逸速率.  $p$  是泵浦速率.  $s, n$  分别为光子和激子数. (18), (19) 式的稳态解给出

$$s = p/r \quad (20)$$

$$n = \frac{pr}{A_c(p + r)} \quad (21)$$

(20) 式表明在理想情况下所需的泵浦速率  $p$  只需恰好补偿光子向腔外的逃逸速率  $rs$ , 而且输出光强( $s$ )是随输入泵浦光强( $P$ )线性增加. 这就是所谓的“无阈值”行为. 这里的无阈值含义是指不存在当泵浦光达到一定强度时输出光强突然迅速增加的现象. 当泵浦速率  $p$  很大时  $n \sim r/A_c$  或者  $A_c n \sim r$ , 激发的激子数  $n$  将饱和在某一恒定值  $r/A_c$ . (21) 式也反映了随泵浦功率增加输出光仍有一个从自发辐射向受激辐射变换的过程.

在如图 10 所示的开腔中激射的行为将很不一样. 激子辐射除了一部分  $\beta A_c(1+s)n$  仍被耦合至腔场

模,其大部分 $(1-\beta)A_t n$ 被耦合到自由空间的光场模式上去,并从腔的敞开部分漏出去.这里参量 $\beta$ 是腔模在 $4\pi$ 整个立体角中所占的比例. $A_c, A_t$ 分制代表在腔内和在自由空间的自发辐射率,二者是不一样的.很显然 $(1-\beta)A_t n$ 这部分辐射对增加腔内光子数是没有贡献的,它相当于一种损耗.考虑了这种效应以后(18)、(19)两式可改写成

$$\dot{s} = \beta A_c(s+1)n - rs \quad (22)$$

$$\dot{n} = p - (1-\beta)A_t n - \beta A_c(s+1)n \quad (23)$$

在取 $A_c=10A_t, A=A_c+A_t=10^9 s^{-1}$ 和 $r=10^{11} s^{-1}$ 情况下,图11画出了 $\beta$ 取不同值时激发的激子数 $n$ (即通常的反转数)和光输出(光子数/秒)随输入泵浦速率

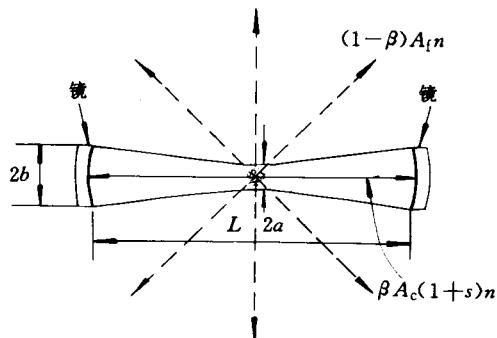


图10 普通开腔中耦合到腔模上的辐射  
 $\beta A_c(1+s)n$ 与耦合到自由空间光场中的辐射  
 $(1-\beta)A_t n$ . (H. Yokoyama et al. [11])

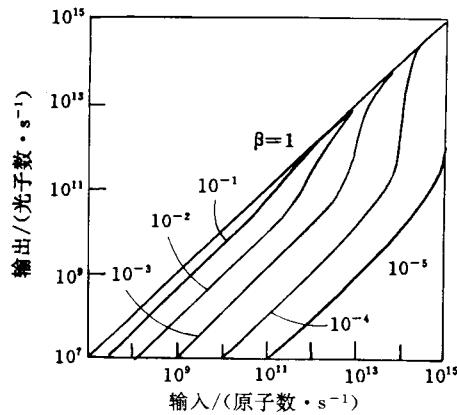
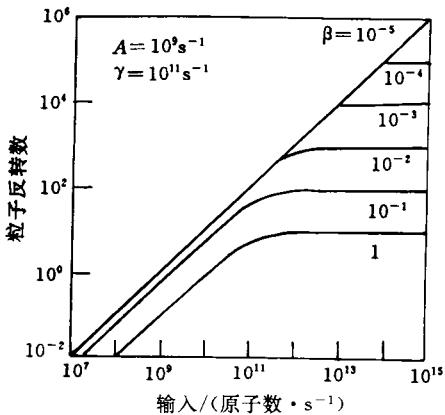


图11  $\beta$ 值在 $10^{-5}$ 到1的范围内取不同值时激子数

(或通常的粒子反转数),输出光随输入泵浦速率 $p$ 的变化(H. Yokoyama et al. [11])

(激子数/秒)的变化.当 $\beta \ll 1$ 时只有当泵浦速率达到一定值时由于受激辐射的开始才使腔内光子数 $t$ 急剧增长.在此以前大部分激发的激子被耦合到自由空间的光场模上,对激射模式没有贡献.同时,随着激射的开始,激子数 $n$ 逐渐趋于某一饱和值.在实际的激光器还存在着其他各种各样的损耗,例如非辐射复合损耗,腔内吸收等等,这都会增加激射阈值.

微腔同样改善了激光器的调制特性.这也可以从求解速率方程的小信号响应看出.首先我们进一步定义一个自发辐射系数 $c$ 如下:

$$C = \frac{\beta A_c}{(1-\beta)A_t + \beta A_c} = \frac{\beta A_c}{A} \quad (24)$$

其中 $A=(1-\beta)A_t+\beta A_c$ 为总的自发辐射率.

$C$ 代表耦合到腔场模上的自发辐射的比例.

(22)(23)两式则可改写成更简洁形式:

$$\dot{s} = CA(s+1)n - rs \quad (25)$$

$$\dot{n} = p - (1-c)An - CA(s+1)n \quad (26)$$

考虑小信号响应,将

$$p = p_0 + p_1 \exp(i\omega t) \quad n = n_0 + n_1 \exp(i\omega t)$$

$$s = s_0 + s_1 \exp(i\omega t)$$

代入上两式，并求解  $R(\omega) = s_1/p_1$ .  $s_1/p_1$  反映了响应于泵浦光的一个交流小信号变化，输出如何变化，是表征激光器调制特性的物理量。具体来说

$$R(\omega) = s_1/p_1 = \frac{\omega_{R2}^2}{\omega^2 - \omega_{R1}^2 + i\omega\Gamma_R} \quad (27)$$

$$\omega_{R1} [rA(C_{s0} + \frac{1 + c_{s0}}{1 + s_0})]^{1/2} \quad (28)$$

$$\omega_{R2} = [CAr(s_0 + 1)]^{1/2} \quad (29)$$

$$\Gamma_R = A[1 + C_{s0} + \frac{r}{A}(\frac{1}{1 + s_0})] \quad (30)$$

$$C_{s0} \simeq \begin{cases} p - 1 & (c \ll 1) \\ p & (c \sim 1) \end{cases} \quad (31)$$

图 12 在不同的泵浦下(不同的  $C_{s0}$  值)给出了自发辐射系数取三种不同值  $C=1, 0.1, 10^{-5}$  时调制频谱响应。当  $C$  很小时(如  $10^{-5}$ )调制特征上出现共峰，这对应于时间域中的驰豫振荡，对调制是十分不利的。增加  $C$  值可以抑制这类共峰，改善调制特性。另一方面增加泵浦也有利于增加调制带宽。

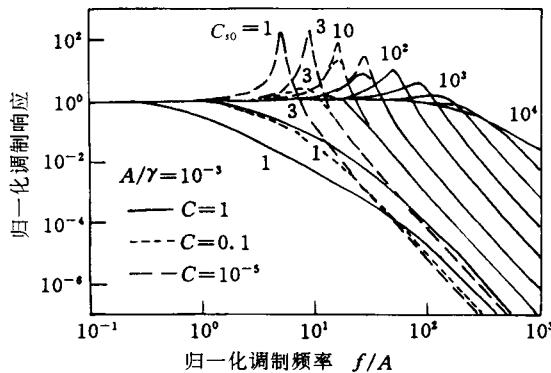


图 12  $C$  取  $1, 0.1, 10^{-5}$  不同值时调制响应  $R(\omega) = s_1/p_1$  的频谱特性，其中  $C_{s0}$  代表泵浦速率， $A/r = 10^{-3}$ ，横坐标是被  $A$  ( $\sim 10^9 \text{s}^{-1}$ ) 规一化的频率(H. Yokoyama et al. [11]).

最后，微腔也有利于改善激光器的噪音特性。根据等效电路<sup>[12]</sup> 激射带宽  $\Delta\omega$  近似有

$$\Delta\omega = r - CA_n \quad (32)$$

的关系。当  $C$  趋近于 1， $\Delta\omega$  变得很窄，大大降低了噪音。从物理上来讲这也很容易理解。随着  $C$  趋近于 1，几乎全部自发辐射均被耦合到单一的腔模上，大大抑制了模式跳变引起的噪音。如果作进一步展望，利用微腔很强的光学非线性，有可能产生光子数的压缩态(squeezed state)。压缩

态是一种光子数态的线性组合态，在特定的相位象限内光场的均方偏差甚至可以小于 Heisenberg 测不准原理所规定的量子极限  $\hbar/2$ 。所以微腔很可能成为一种“无噪音”的光源。

## 9 结束语

半导体微腔是一个刚兴起不久的交叉学科前沿领域。本文只是粗略地介绍了它的一些最基本的物理现象和器件应用。沿着物理深度方向，仍有许多重要问题有待去探索，例如实现激子凝聚态的可能性等等。在开拓器件应用方面，既要解决与微腔激光器应用直接有关的器件物理、工艺制作等方面的问题，又应当去尝试它的各种可能的应用，例如微腔发光二极管等等。希望本文将有益于推动国内这方面的研究工作。

## 参 考 文 献

- [1] S. Haroche and D. Kleppner, Physics Today 1989, **42**(1):24.
- [2] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1992, **69**:3314.
- [3] See, for example, "Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications", edited by E. Burstein and C. Weisbuch, NATO ASI Series B, vol. 340, (Plenum Press, New York) (1995)
- [4] R. Houdre, R. P. Stanley, V. Oesterle *et al.* Phys. Rev., 1994-I, **B49**:16761.
- [5] H. Wang, J. D. Shah, T. C. Damen *et al.*, Phys. Rev., 1995-I, **B51**:14713.
- [6] R. Houdre, C. Weisbuch, R. P. Stanley *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1994, **73**:2043.
- [7] Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:2499.
- [8] D. M. Whittaker, P. Kinsler, T. A. Fisher *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1996, **77**:4792.
- [9] M. Rohner, J. P. Reithmaier, F. Schafer *et al.*, in Proc. of 23th ICPS VI A-10, edited by M. Scheffler, R. Zimmermann. (World Scientific, Singapore) 1996, P3111.
- [10] A. Fainstein, B. Jusser and V. Thieny-Mieg. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**:3764.
- [11] H. Yokoyama, Y. Nambu and T. Kawakami, in "Confined Electrons and Photons: New physics and Applications", edited by E. Burstein and C. Weisbuch, NATO ASI series B, vol. 340 (Plenum Press, New York) 1995, P 427.
- [12] G. Björk and Y. Yamamoto, IEEE J. Quantum. Electron., 1991, **27**(11): 2386.

## Semiconductor Microcavity: Physics and Its Applications

Houzhi Zheng

(National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,  
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Received 25 June 1997

**Abstract** Physics of semiconductor microcavity is a new, cross-discipline frontier between low-dimensional semiconductor physics and quantum optics. The present review aims at giving a broad but brief introduction on main physical phenomena: enhanced spontaneous emission, Rabi splitting, dispersion of cavity polariton, static and transient optical properties, three-dimensionally confined cavities and cavity laser *et al.*, observed recently in various semiconductor microcavities with the emphasis on their underlying physics.

**PACC:** 4250, 7340L, 7847, 7855