

半导体微腔中激子的光学效应^{*}

张用友 金国钧[†]

(南京大学固体微结构国家重点实验室和物理系 南京 210093)

摘要 文章基于 Fabry-Pérot 半导体微腔,阐述了新型元激发——激子极化激元的基本概念和微观描述,讨论了其在光学放大器、光学开关和单光子源方面的潜在应用,概述了对其实现 Bose-Einstein 凝聚的实验研究,最后对将来的发展做了一个简单的展望。

关键词 半导体微腔,激子极化激元,光学放大器,光学开关,单光子源,Bose-Einstein 凝聚

Optical effects of excitons in semiconductor microcavities

ZHANG Yong-You JIN Guo-Jun[†]

(National Laboratory of Solid State Microstructures and Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract Recent experimental and theoretical studies on the physics of semiconductor microcavities are reviewed. First, based on the Fabry-Pérot microcavity, the basic concepts and microscopic descriptions of exciton polaritons are introduced; then the potential applications of semiconductor microcavities to optical amplifiers, optical switches and single-photon sources are discussed; afterwards, the experimental realization of Bose-Einstein condensation is surveyed; finally, prospects for future developments are briefly presented.

Keywords semiconductor microcavity, exciton polariton, optical amplifier, optical switch, single-photon source, Bose-Einstein condensation

1 引言

近年来,随着材料合成方法和微加工技术的进步,物理工作者已经有能力在原子水平上控制材料的生长,制备各种如量子阱、量子线、量子点等量子微结构,以及由它们构成的各种复合结构.显然,当材料的特征尺寸和电子 de Broglie 波长可比拟的时候,系统中的电子将表现出强烈的量子限制效应,从而导致大量独特的电学性质.类似地,若系统的特征尺度和光波长可比拟,则同样会导致光子的量子限制效应. A. Kavokin 和 G. Malpuech 在他们的著作《Thin Films and Nanostructures: Cavity Polaritons》中谈到^[1],半导体光学在 1992 年到 2002 年的十年间的发展,可以称为“微腔的十年”.事实上,到目前为止,微腔的发展仍然吸引了众多的物理研究者,同时也出现了大量的物理成果.这包括了两方面:一是器件应用,比如激子极化激元放大器^[2, 3]、

光学相位开关^[4]、激光器^[5-7]、单光子源^[8, 9]等;二是基础研究,如 Bose-Einstein 凝聚(BEC)^[10, 11].

2 半导体微腔

半导体微腔是一种特征尺度可以和光子波长比拟的物理系统.在这样的系统中,光子受到一个或多个方向的限制,从而形成局域光子模式.若在系统中嵌入可以和光子发生相互作用的介质,则此系统就为光-物相互作用提供了一个新的研究领域.图 1 显示了两种基本的微腔结构,其中(a)是 Fabry-Pérot (FP)微腔^[2],(b)是回音廊(whispering gallery, WG)微腔^[12].

如图 1(a)所示,FP 微腔由两组分布式 Bragg

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10674058, 60876065)、国家重大基础研究发展计划(批准号:2006CB921803, 2009CB929504)资助项目
2009-05-30 收到

[†] 通讯联系人. Email: gjin@nju.edu.cn

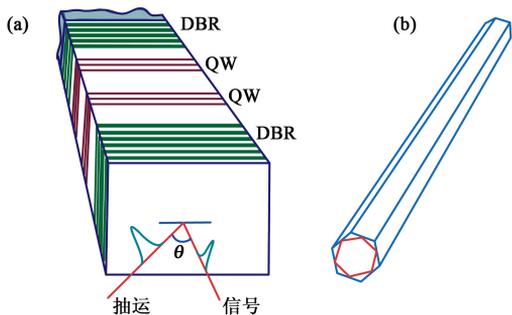


图 1 两种微腔的结构示意图。(a) Fabry-Pérot 微腔；(b) 回音廊微腔

反射镜 (DBR) 组成, 并且腔体中间内嵌的量子阱 (QW), 提供了激子模式, 以便和腔内光子耦合. 所谓 DBR 就是一个二组元超晶格, 它的每个元胞中含有两种折射率不同的半导体薄层, 并且薄层的厚度由下述条件决定, 即入射光在超晶格的每一个界面上都是反射增强. 因此, 超晶格的每层光学厚度均为对应介质中光波长的四分之一. 由于相邻薄层的折射率不同, 故其厚度也不同. 为了达到对光的较强限制, 一般一个 DBR 需要十几到几十个元胞周期. 在两个 DBR 构成的腔体内, 电场由于受限而将形成驻波模式. 显然, FP 微腔是利用了电磁波的干涉现象来实现的, 这有别于图 1(b) 所示的基于光全反射原理的 WG 微腔.

WG 微腔一般有正六角或正三角棱柱结构, 光场在其中由于全反射而形成环路, 如图 1(b) 所示, 因此这里电磁波也将因受限而形成驻波. 另外, 我们应当注意到, WG 微腔仅由一种介质组成, 整个腔体都可以和腔模发生相互作用. 在这一点上, 它要优于需要内嵌 QW 和腔模作用的 FP 微腔. 当然, FP 微腔和 WG 微腔的限制维数不同, 腔内光子分别受到一维和二维限制, 因此它们有着不同的研究价值.

在实验上, FP 微腔可以用 III-V 族^[2, 5-7] 或 II-VI 族^[10, 13] 半导体来制作, 而见诸报道的 WG 微腔主要是由 ZnO 材料生长而成的^[12]. 由于 WG 微腔是一种刚提出来的新型微腔, 有关 WG 微腔中激子极化激元的研究还处于初始阶段, 因此本文将着重介绍 FP 微腔中激子极化激元的相关性质和研究成果.

3 微腔中的激子极化激元

前面已经谈到, 腔光子和 QW 激子可以发生耦合, 而这种通过耦合形成的新的准粒子便是激子极

化激元 (EP). 显然, 这里的耦合是越强越好. 为了达到强耦合, 微腔系统的光激发需要满足如下三个条件, 即腔光子和 QW 激子的能量 (频率) 要匹配, 动量和自旋要守恒.

由于 FP 微腔是二维的, 所以腔光子和 QW 激子也具有二维特征, 且它们的色散分别为^[11]

$$\hbar\omega_k^c = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k^2 + k_z^2}, \quad (1)$$

$$\hbar\omega_k^x = \hbar\omega_0^x + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_x}, \quad (2)$$

其中 c 是真空中光速, n_c 是微腔折射率, k 代表光子和 QW 激子的平面内波矢大小, 而 k_z 为光子垂直于腔平面的波矢分量, 与腔长 L_c 的关系为 $k_z = n\pi/L_c$ (n 为量子数), ω_0^x 和 m_x 分别为激子的零波矢频率和有效质量. 当 $k \ll k_z$ 时, (1) 式可以近似为

$$\hbar\omega_k^c = \hbar\omega_0^c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad (3)$$

其中 $\omega_0^c = n\pi c/n_c L_c$, $m_c = n\pi\hbar n_c/c L_c$. 这表明光子由于受限导致的对称性破缺而在微腔平面内拥有了有效质量 (这有点类似于规范场论中的 Anderson-Higgs 机制), 并由材料的折射率和腔长决定. 一般来讲, m_x 要比 m_c 大三到五个数量级, 所以激子能量几乎是与动量无关的, 如图 2 所示.

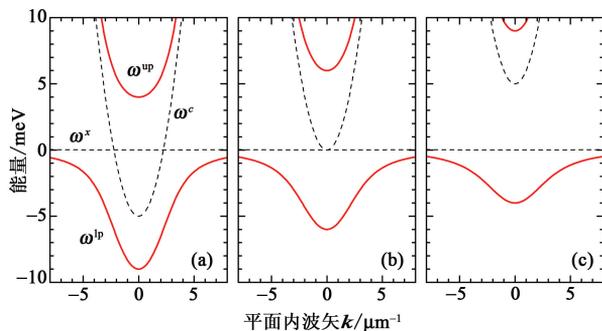


图 2 典型的 GaAs 基平面 FP 微腔中激子极化激元的色散关系图, 其中横坐标为平面内波矢. 三个图都采用零波矢激子能量作为能量参考零点, 其中 (a) $\Delta = -6$ meV; (b) $\Delta = 0$; (c) $\Delta = 6$ meV. 引自文献^[1]

有了腔光子和 QW 激子的色散关系, 我们就可以通过对角化下面的双线性 Hamilton 量来获得它们的耦合模式 EP 的色散关系. 我们用 a_k^\dagger 和 a_k (b_k^\dagger 和 b_k) 分别代表腔光子 (QW 激子) 的产生和消灭算符, 这样 EP 的双线性 Hamilton 量就可以表示为

$$H_0 = \sum_k [\hbar\omega_k^c a_k^\dagger a_k + \hbar\omega_k^x b_k^\dagger b_k + \hbar\Omega_R (a_k^\dagger b_k + b_k^\dagger a_k)], \quad (4)$$

这里的 $\hbar\Omega_R$ 为腔光子和 QW 激子的耦合能, 被称

为 Rabi 劈裂. 通过对角化方程(4)式, 我们可以获得 EP 的上下两支色散关系, 它们分别为

$$\omega_k^{\text{up}} = \frac{1}{2} [\omega_k^s + \omega_k^i \pm \sqrt{(\omega_k^s - \omega_k^i)^2 + 4\Omega_R^2}]. \quad (5)$$

图 2 显示了腔光子、QW 激子, 以及上下支 EP 的色散关系, 其中我们将 QW 激子的零波矢能量选作能量零点, 即 $\hbar\omega_0^s = 0$. 另外, 光子和激子间的失谐(detuning)为 $\Delta = \hbar(\omega_0^s - \omega_0^i)$. EP 的色散关系可以通过角分辨反射实验予以测量. 从图 2 中可以看出, EP 的色散关系和激子-光子的失谐量 Δ 密切相关. 由于 Rabi 耦合, 系统发生了 Rabi 劈裂. 已观测到的 Rabi 劈裂在无机材料微腔中可以达到 45 meV, 在有机材料微腔中则更高. 我们可以清楚地看到, 下支 EP 色散在零波矢附近区域有一个明显的下陷, 这导致 EP 可以从大波矢区向零波矢区凝聚, 从而实现 EP 的 Bose-Einstein 凝聚(BEC)和激光发射等物理现象. 一般来说, 研究 EP 的各种性质主要是集中在下支, 因为它有较低的能量. 由于上支和下支的能量分开可以达到 10 meV 以上, 所以一般可以忽略上支 EP 对下支 EP 的影响.

4 信号放大器和光学开关

我们知道, 每个激子是由电子和空穴通过 Coulomb 吸引势形成的一种元激发, 而电子和空穴分别带有一个正电荷和一个负电荷, 所以激子之间也存在着源于 Coulomb 相互作用的相互作用. 当然, 这种激子之间的相互作用是远小于单个激子态内部的电子-空穴吸引相互作用的. 由激子间相互作用引起的典型的物理现象就是双激子态, 它和氢分子类似. 因为 EP 中含有激子分量, 所以 EP 之间也存在这种较弱的相互作用. 这说明 EP 之间可以发生相互散射, 从而进行动力学演化.

观察图 2 中下支 EP 的色散关系, 我们可以设想, 下支 EP 中存在这样一个动量和能量都守恒的散射过程: 两个波矢为 k_p 的下支 EP 发生散射, 一个散射到零波矢处, 另一个则散射到 $2k_p$ 态(被称作闲置态). 图 3(a)画出了这个散射过程^[2], 它可用方程表示为

$$2\omega_{k_p}^{\text{lp}} = \omega_0^{\text{lp}} + \omega_{2k_p}^{\text{lp}}. \quad (6)$$

注意, 在图 3(a)中, 我们画出的 EP 色散关系的横轴是入射角 θ , 如图 1(a)所示. 角度 θ 和平面内波矢 k 有一一对应的关系, 即 $k = k_0 \sin\theta$, 其中 k_0 是激光入射波矢. 通常将满足方程(6)的 k_p 所对应的角度 θ_p

称为“幻角”(magic angle)^[3, 14]. 对于 EP 放大器来说, 较强的抽运激光需要在 k_p 处激发, 较弱的信号诱导激光则要垂直于 FP 微腔平面, 而在闲置态处无需施加激光控制. 这样垂直于 FP 微腔发射的信号光就会因共振散射得到增强, 进而实现信号放大. 因此, 信号放大的关键在于利用下支 EP 间的与信号相关的共振散射过程((6)式).

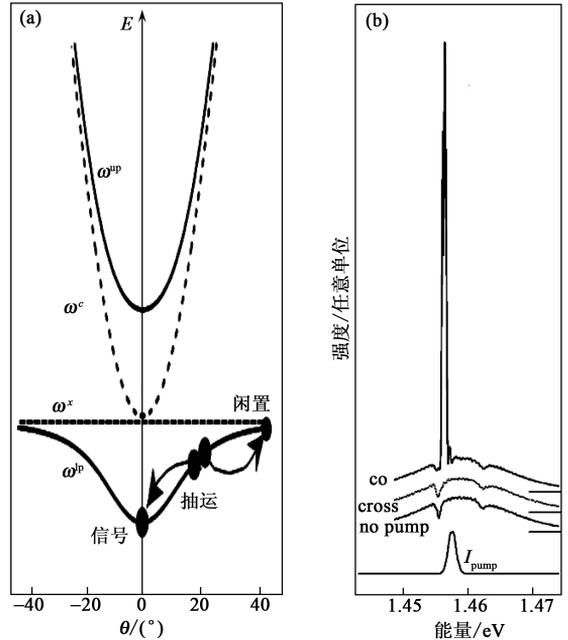


图 3 (a) 零失谐下, EP 色散关系随入射角 θ 的变化, 图中画出了两个抽运态的 EP 共振散射到信号态和闲置态的过程; (b) 画出了三种情况下的探测反射谱: 没有抽运(no pump)、有抽运且探测极化正交(cross)或平行(co)的情况. I_{pump} 代表抽运激光光谱. 引自文献[2]

图 3(b)显示了 EP 的信号放大. 从中我们可以看到, 信号放大与抽运及信号诱导激光的极化有强烈依赖性. 当它们相同时, 可以实现信号的显著放大, 而当它们相反时则实现不了放大. 这说明在 EP 散射过程中, 极化也是需要守恒的. 因此, 对于 EP 信号放大器, 我们只需考虑激发激光同为左旋或右旋的情况, 也就是说, EP 放大器中极化自由度可以忽略. 进一步, 若同时考虑会发生共振散射的三个量子态, 即如图 3(a)所示的信号、抽运和闲置态, EP 放大器的 Hamilton 量可以写为

$$H_{\text{ampl}} = \sum_{\alpha}^s \hbar\omega_{\alpha} P_{\alpha}^{\dagger} P_{\alpha} + \hbar V_0 (P_s^{\dagger} P_i^{\dagger} P_p P_p + \text{h. c.}) + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta}^s V_{\alpha\beta} P_{\alpha}^{\dagger} P_{\beta}^{\dagger} P_{\beta} P_{\alpha}, \quad (7)$$

这里 s, p, i 分别代表信号态、抽运态和闲置态, ω_{α} 和 P_{α} 分别为 α 态 EP 的能量和消灭算子, V 为相互作用强度. (7)式中的第二项就代表共振散射过程((6)

式),而最后一项为 EP 间的排斥相互作用,会导致 EP 能级的蓝移,如图 3(b)所示,信号发射峰相对探测吸收峰发生了右移.

我们注意到,仅就实现 EP 信号放大而言,激发激光仅需要抽运和探测两束激发激光,其中闲置态仅起到协助共振散射的作用.然而,要研究 EP 共振散射过程的相位效应,则可以利用三个激发脉冲^[15]或三束连续波激光来激发系统.由于下面我们将介绍利用相位控制来实现的 EP 光学开关^[4],所以 FP 微腔系统需要存在两个稳态,即开关开状态和关状态,这就要求激发激光必须为连续波激光.综合以上两点,系统将要求三束稳态激发激光,即需要在抽运、探测和闲置三态上分别施加一束连续波激发激光.这种安排会出现相位效应,主要是因为激光在激发 EP 的过程中,同时确定了该状态 EP 的相位,从而影响散射过程((6)式),即(7)式中的第二项描述的散射过程.

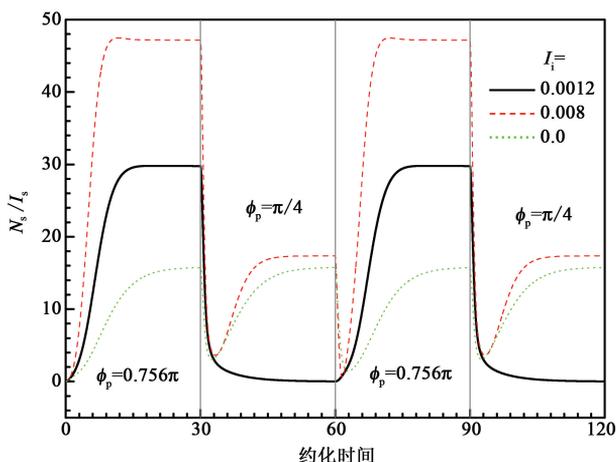


图 4 比值 N_s/I_s 的时间演化,其中 $I_s=0.001, I_p=0.913$. 信号和闲置态激发光相位被设置为零.抽运激光相位 ϕ_p 以 30 个时间单位为周期交替设为 0.756π 和 $\pi/4$. 引自文献^[4]

我们在图 4 中画出了 EP 光学开关的时间演化过程,它是通过控制激发光相位来实现的.我们用信号态 EP 的占据数 N_s 与信号态激发激光强度 I_s 的比值来表示信号强度.显然图 4 中的实线具有非常好的开态和关态,它们对应的抽运激光相位分别为 0.756π 和 $\pi/4$.由于起作用的仅是三束激发光的相位差,所以我们已经取信号和闲置激发光的初相为零.为了得到较好的关态,当抽运激光相位取 $\pi/4$ 时,我们通过设 $N_s=0$ 求得如下条件:

$$e^{-i(2\phi_p-\pi/2)} = \frac{(1+i\Delta_p)^2(1-i\Delta_i)}{\sqrt{(1+\Delta_p^2)^2(1+\Delta_i^2)}}, \quad (8)$$

$$I_p^2 = (1+\Delta_p^2)^2(1+\Delta_i^2)I_s/I_i, \quad (9)$$

其中 I_a 代表 α 态上的激发光强度, Δ_a 为相应能级的蓝移, ϕ_p 是抽运激发光的相位.(8)式和(9)式保证了系统有较大的开关比,即处于开关状态的占据数 N_s 之差比上它们之和.图 4 中仅实线能满足(8)式和(9)式,其开关比达到 0.98,另外两根曲线则不理想.对于图 4 中实线,其上升沿和下降沿时间分别约为 6.33 和 1.09 个约化单位.考虑典型的 GaAs/Al-GaAs 微腔参数:EP 耗散率 $\hbar\Gamma=1.0$ meV,抽运阈值 $I_p^{\text{th}}=6.4\times 10^2$ W/cm².这样 EP 光学开关的上升沿和下降沿时间约为 9 ps 和 50 ps,所以开关的工作频率可以达到几个或几十个 GHz.假定微腔激发激光半径约为 100 μm ,则有抽运激发功率约为 50 mW,工作体积约为 10^{-9} cm³.因此,EP 光学开关会有一个低的工作功率和工作体积.

5 微腔边界效应

在上面几节所讨论的过程中,我们都已经默认 FP 微腔为二维无限大的,也就是说,不需要考虑微腔边界.然而就目前实验条件来说,实验上完全可以制成具有较小横截面积的 FP 微腔.对于这些横截面积较小的 FP 微腔,其边界效应可能变得非常明显,我们在研究此系统中的 EP 性质时,微腔边界效应将不得不加以考虑.事实上,当微腔光子或 QW 激子可以扩散到微腔边界处时,微腔边界效应就应当考虑,相反则可以忽略.我们假设抽运激光是垂直于微腔平面激发的,如图 5 所示,这样做可以忽略因倾斜激发而带来的系统对称性的破坏.另外,在这里我们还计入了极化效应.

为了方便研究微腔的边界效应,我们进一步假定 FP 微腔是边长为 L 的正方形,抽运激发激光为 Gauss 型激光.这样我们可以对 Gauss 激光束半径 R 定义一个临界值 R_c ,即

$$R_c = L/2 - L_{\text{diffuse}} \quad (10)$$

其中 L_{diffuse} 为光子扩散长度 l^c 和激子扩散长度 l^x 中的较大值.一般来说,有 $l^c > l^x$,所以 $L_{\text{diffuse}} \approx l^c$.当 $R < R_c$ 时,边界效应可以忽略;而当 $R > R_c$ 时,边界效应则必须考虑.如果在实际的理论计算中,选择边长为 L_s 的正方形区域来研究,则其边界条件选择由表 1 给出.由于周期边界条件描述的系统并没有实际的边界,所以要研究边界效应自然要选择固定边界条件.

表 1 半导体微腔中边界条件的选择

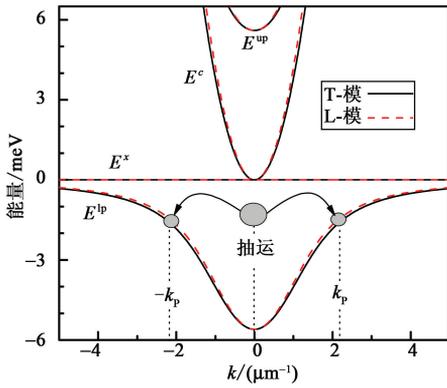


图5 FP微腔中光子(E^c)、激子(E^s)、上支EP(E^{ep})和下支EP(E^{lp})的色散关系,它们都有横模(T)和纵模(L)之分.图中箭头表示EP的离轴对散射,即两个由垂直抽运激光激发的虚EP共振散射到波矢反向的能量简并态,这里我们选择此散射终态的波矢为 $k_p \approx 2.3 \mu\text{m}^{-1}$.引自文献[16]

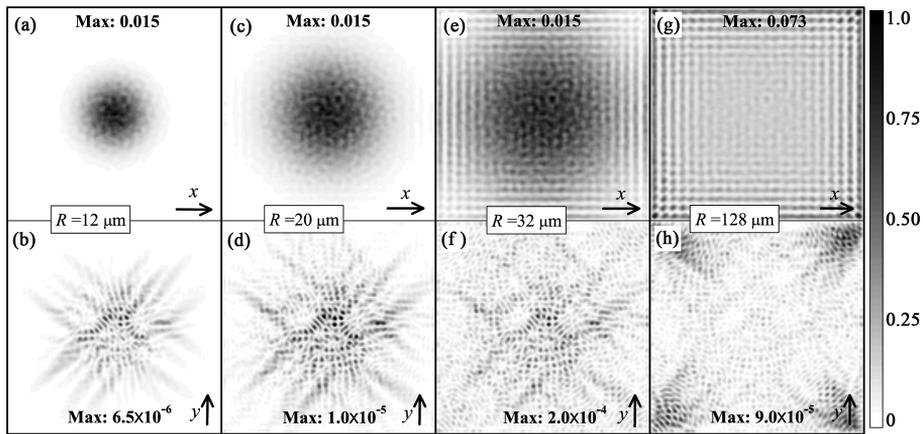


图6 不同半径 R 的垂直 Gauss 激光激发下的微腔中光子分布图,微腔边长为 $64 \mu\text{m}$.在所有图中都采用了固定边界条件,并且抽运 Gauss 激光对应于 x 极化的振幅为 100 meV ,而对应于 y 极化的振幅则为零.每一图中右下角标出了光子的极化.为了方便,所有光子分布都被归一化到它们各自的最大值,图中用“Max”标记.引自文献[18]

$R > R_c$	$R < R_c$
考虑边界效应	边界效应可以忽略
$L_s = L$	$\lambda_p \ll L_s \ll 2R$ $2(R + L_{\text{diffuse}}) < L_s < L$
固定边界条件	周期边界条件 任意边界条件

图6显示微腔在具有不同半径的 Gauss 激光激发的情况下实空间微腔光子分布,其第一列展示了 x 极化光子分布的各向异性随激光半径 R 的增加变得越来越强.利用 l^c ,当正方形微腔边长 $L = 64 \mu\text{m}$ 时,可求出 $R_c = 8 \mu\text{m}$.因此基于以上讨论,当激光半径 $R > 8 \mu\text{m}$ 时,微腔边界效应就应当被考虑.然而,从图6(a)中我们可以看出,即使在 $R = 12 \mu\text{m}$ 时, x 极化光子分布仍然是各向同性的.这主要是由于我们估计光子扩散长度 $l^c = 24 \mu\text{m}$ 时,忽略了无序势对其的抑制作用,而这会引起激光临界半径 R_c 的增加.另外需要注意的是,在计算 R_c 时,不能采

用下支EP的扩散长度 l^{lp} .比如,通过类似于对 l^c 的处理,我们可以得到 $l^{lp} \approx 4 \mu\text{m}$,因此应有 $R_c = 28 \mu\text{m}$.于是,只要 Gauss 激光半径 $R < 28 \mu\text{m}$,微腔边界效应就可以忽略,这显然和图6(c)不一致.这主要是由于EP是一种复合粒子,其各分量在相互转化过程中保持了自己相对独立的性质.

当 $R < R_c$ 时,光斑内激发出来的EP在耗尽之前将不能扩散到微腔边界处,所以此时微腔边界将不会影响EP动力学行为.然而,当 $R > R_c$ 时,则存在大量的EP可以扩散到微腔边界.这样,入射到微腔边界上的EP就会被反射并和它们自身干涉,从而微腔边界便通过这种干涉行为对EP动力学散射施加强烈影响.

众所周知,一个量子态(比如激子和光子)能够通过它的初始态和最终散射态间的干涉效应实现增

强或抑制,即相位匹配时干涉引起增强,相位失配时干涉引起抑制.由于此原因,在EP散射过程中,边界将使 x 极化的光子散射到 x 和 y 方向,如图6(e)和6(g)所示.当抽运激光中 y 极化分量为零时,则在微腔中的光子 y 极化分量主要来自于极化依赖的EP散射过程.这样, y 极化光子将主要散射到 45° 和 135° 方向,这可以从图6第二列清楚看到.另外,由于EP受到微腔边界的强烈限制,激子间的有效排斥相互作用将迫使EP移向微腔边界,如图6(g)和6(h)所示,其中边界和顶角处,微腔光子都有相对较大的占据几率.总而言之,当 $R > R_c$ 时,微腔边界对EP散射的影响就应当予以考虑.

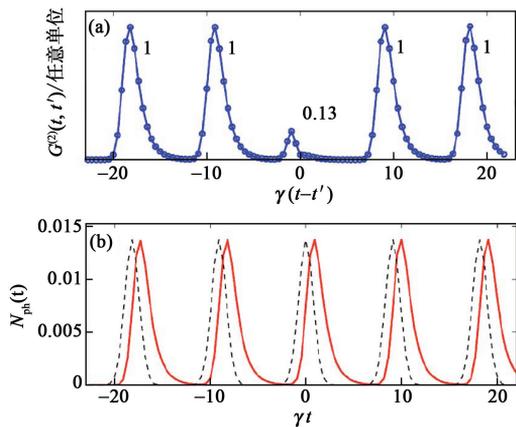


图7 (a) 光子的二阶关联函数 $G^{(2)}(t, t')$, 其中 t' 作为时间参考零点, Gauss 脉冲宽度为 5 ps, 间隔为 60 ps, γ 为耗散常数; (b) 相应的腔内光子占据数(实线)和脉冲抽运幅度(点线). 引自文献[8]

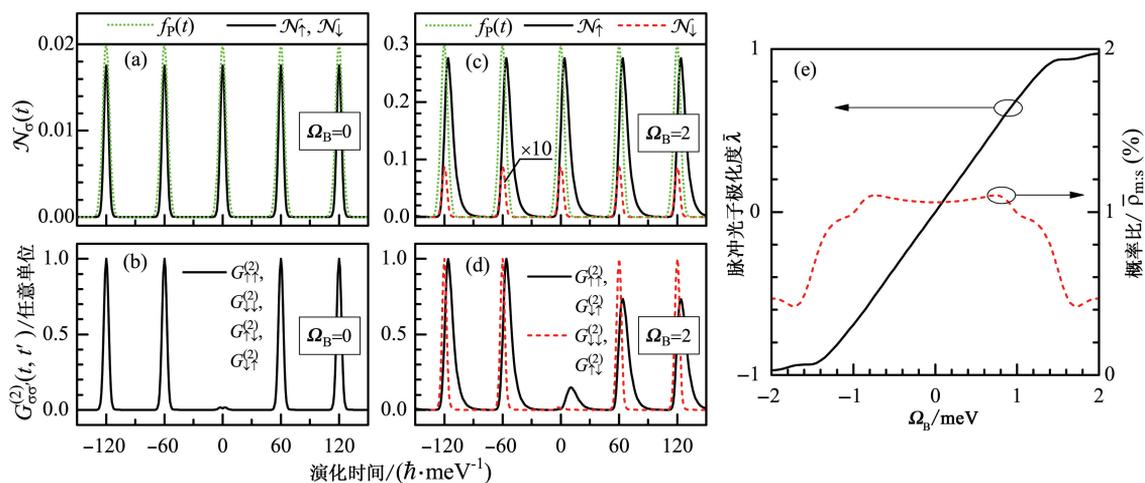


图8 在一系列 Gauss 脉冲激发下的激子极化激元占据数[图(a)和(c)]和二阶关联函数 $G^{(2)}(t, t')$ [图(b)和(d)]随时间的变化, 二阶关联函数中 t' 取为零. 图(a)和(c)中的点线代表 Gauss 脉冲波形. 在图(e)中画出了平均极化度和概率比. 在所有的图中, Gauss 脉冲激发场都是一样的, 并且具有频率 $\omega_p = \omega_p^{\downarrow}$ ($\Omega_B = 2$ meV), 幅度 0.3 meV, 脉冲持续时间 $5 \hbar \cdot \text{meV}^{-1}$, 脉冲周期 $60 \hbar \cdot \text{meV}^{-1}$; 在图(a)和(b)中, $\Omega_B = 0$; 图(c)和(d)中, $\Omega_B = 2$ meV. 引自文献[9]

6 单光子源

量子通信和量子信息是建立在电磁场量子性质基础上的, 其中单光子发射器属于一个关键性器件. 一般来说, 单光子发射器可以通过如下几种方式获得: 大块非线性晶体中的下转换过程、削弱激光法、半导体量子点^[17], 或利用金刚石纳米晶体中的色心^[18]. Verger 等人首先从理论上预言^[8], 由于具有平行自旋的激子之间的有效排斥相互作用, 内嵌量子阱的光子点也可以用来实现单光子发射, 如图 7 所示. 这里所谓光子点也属于 FP 微腔, 不过其横截面较小, 线度一般为微米量级. 图 7 中激发光为圆极化激光, 此时微

腔系统不需要考虑极化自由度. 由于相同圆极化的 EP 间相互作用为排斥势, 图 7(a)中的二阶关联函数在 t' , 即横轴零点坐标附近有较小值. 这说明了微腔系统中的 EP 存在单光子性质, 表明 FP 微腔系统可以作为单光子源来使用, 并且从图 7 中可以看出, 此单光子源可以工作在 GHz 频域, 且有较大的单光子发射率, 有利于量子信息交换.

考虑光子点中 EP 的极化动力学行为后, 通过施加一个外磁场, 上面的结果可被推广到更一般的情形^[9], 即光子点可以通过调节外场大小发射各种极化的单光子. 如图 8 所示, 其中采用的脉冲激发光的极化是完全线性的, 而 Ω_B 为激子的 Zeeman 能, 衡量外加磁场的大小. 当无磁场即 $\Omega_B = 0$ 时, 由于 EP 系统是关于自旋对称的, 所以上自旋和下自旋 EP 具有相同的占据数, 如图 8(a) 所示. 在图 8(b)

中, 我们给出了时间关联函数 $G_{\sigma\sigma}^{(2)}(t, t')$ 的图像, 它们分别被归一到各自的最大值. 由系统极化对称性可知, 四个关联函数具有相同的形状. 中心峰的消失表明, 两种自旋的 EP 都是反聚束的, 这说明了光子点的单光子性质. 类似的光子反聚束行为也可以在单个量子点的单光子器件中实现^[19]. 总的说来, 在完全线性脉冲激发情况下, 当外加磁场为零时, 从光子点发射出来的光子是线性极化的, 且具有单光子性质.

在图 8(c) 和 8(d) 中, 我们设磁场 $\Omega_B = 2$ meV 和抽运频率 $\omega_p = \omega_p^{\downarrow}$ ($\Omega_B = 2$ meV), 因此保证上自旋 EP 的激发是共振的, 而对下自旋 EP 则是非共振

的. 这时每一个脉冲内上自旋 EP 的占据数要远大于下自旋 EP 的占据数, 如图 8(c) 所示. 因此在这种抽运安排中, 从光子点发射的光子几乎是圆极化的. 从图 8(d) 可以看出, EP 也具有明显的单粒子性质. 再次利用系统自旋对称性我们可以知道, 当磁场反向时, EP 的极化也将反向. 所以我们可以期望, 外加磁场可以有效地改变 EP 的极化, 但是 EP 始终保持单粒子性质, 这恰如图 8(e) 所示.

我们引入光脉冲极化度 $\bar{\lambda} = (\bar{N}_\uparrow - \bar{N}_\downarrow) / (\bar{N}_\uparrow + \bar{N}_\downarrow)$, 其中 $\bar{N}_\sigma = \gamma_\sigma \int_{\Delta t} N_\sigma(t) dt$, 代表每一个脉冲中自旋为 σ 的光子数的平均值. Δt 是脉冲持续时间, γ_σ 是自旋为 σ 的 EP 耗散率. 图 8(e) 画出了 $\bar{\lambda}$ 随磁场的变化. 脉冲极化度在磁场区间 $\Omega_B \in (-1.4, 1.4)$ meV 内近似线性地从 -0.9 变到 $+0.9$. 这明确地证明了在线性极化激光激发情况下, 磁场可以有效地改变发射光子的脉冲极化. 为了证明在改变磁场过程中, 系统始终具有单光子性质, 我们计算了在每个脉冲中多 EP 态和单 EP 态几率比 $\bar{\rho}_{m,s}$, 并同样在图 8(e) 中画出了其随磁场的变化. 由于 $\bar{\rho}_{m,s} < 1.2\%$, 所以说在这样的抽运安排下, 光子点系统也始终保持了单粒子性质. 因此, 光子点能够作为单光子源, 而且其发射的单光子的极化可以方便地通过外加磁场来调节.

7 激子极化激元的 Bose-Einstein 凝聚

物质的 BEC 态是由 Einstein 于 1925 年提出的, 而其第一次实验验证是于 70 年后的 1995 年在稀薄 Bose 气体中实现的. 采用的方法是激光冷却加蒸发冷却 Rb 原子气体至超低温. 实际上, 利用今天的微加工技术, 许多基本的物理现象都可以在量子微结构中实现. 在 FP 微腔中, 光子显然是 Bose 子, 而激子也属于 Bose 型准粒子, 所以它们耦合形成的新的元激发 EP 也服从 Bose 统计. 这样从基本物理原理上来看, 实验上是完全有可能实现 FP 微腔中 EP 的 BEC 凝聚的. 事实上, 这已经被实验所证实. 另外, 由于 EP 的质量约为 Rb 原子的 10^{-9} 倍, 所以其凝聚温度要远高于 Rb 的 nK 量级^[10].

图 9 为 EP 光发射强度分布图, 显示了 FP 微腔系统中 EP 的 BEC 凝聚, 系统温度为 5 K. 从图 9(a) 可以看出, 当激发强度达到阈值以后, 在零平面内波矢, 即 $k=0$ 处形成了一个尖锐的光强分布. 显然, 这说明了 EP 实现了从 $k \neq 0$ 态向 $k=0$ 态的凝聚, 也就是说 EP 出现了 BEC 凝聚. 为了更清楚地显示这种凝聚过程, 在图 9(b) 中画出了强度在能量空间的

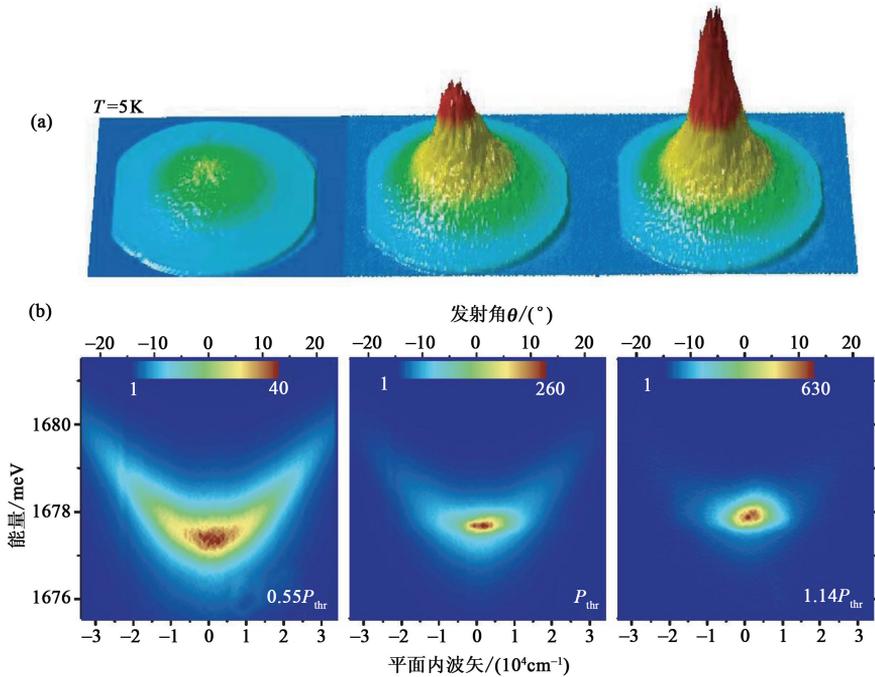


图 9 EP 光发射强度分布图. 激光抽运强度从左到右分别为 $0.55P_{\text{thr}}$, P_{thr} , 及 $1.14P_{\text{thr}}$, 这里 $P_{\text{thr}} = 1.67 \text{ kW/cm}^2$ 代表凝聚抽运阈值功率. (a) $\pm 23^\circ$ 锥角之间的远场发射三维图, 颜色表示发射强度, 取任意单位. (b) 数据和 (a) 相同, 它们分别画出了用能量分辨表示的相应的强度发射分布图. 引自文献^[10]

分布图. 从中我们可以看到, 当抽运强度大于凝聚抽运阈值功率时, $k \neq 0$ 的 EP 迅速向 $k=0$ 处凝聚.

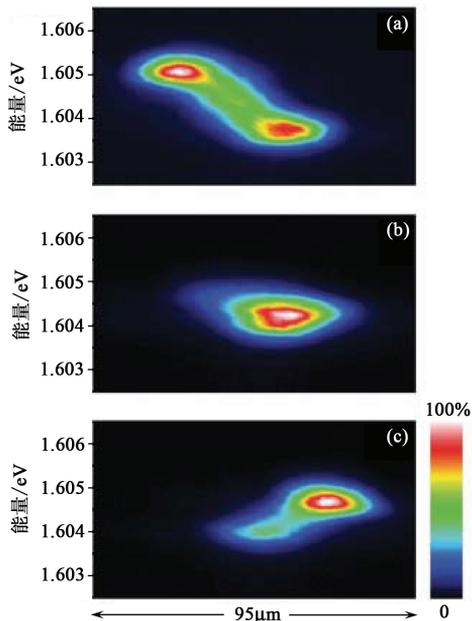


图 10 EP 光发射的空间分辨谱. 激发激光是准连续激发, 在 1 kHz 处有 2.4% 的占空比, 平均功率为 2.4 mW. 引自文献[11]

上面介绍的主要是 EP 在倒空间的凝聚, 同样地, EP 也可以在实空间发生凝聚. Balili 等人通过微米尺度的针头, 在 FP 微腔的横截面上施加压力, 从而在实空间为 EP 制造了一个势阱. 随后, 在远离势阱的地方进行光学激发, 通过这样的安排, 可以观察到 EP 的流动, 如图 10 所示. 在图 10 中, 压力产生的势阱处于横轴的中心附近. 对于图 10(a), 激光在势阱的左侧激发出 EP, 则可观测到有 EP 向右流进势阱; 相反, 当在势阱右侧激发时, 就如图 10(c) 所示, EP 将向左流进势阱; 而在图 10(b) 中, 激光就在势阱处激发, 这样就看不到 EP 的流动. 为了观察到 EP 这种向势阱凝聚的现象, 需要激发激光是准连续的, 而且还要有一个低的占空比, 因为样品的过热会导致 EP 扩散常数降低, 从而引起 EP 在空间移动距离缩短. 从以上的讨论可以看出, EP 在 FP 微腔中可以发生明显的长程移动, 而且在势阱里出现了凝聚现象. 当然, 如果要进一步证实其发生了 BEC 凝聚, 还需要分析其对应的倒空间的光发射强度分布, 这将与图 9 情形类似. 这时的 EP 倒空间光强分布同样也可以利用角分辨实验技术来观测, 详细的实验装置和过程可参阅文献[11].

对应于 EP 的 BEC 现象, 还有一个有意义的基础物理问题, 那就是 EP 的超流现象. 虽然它已经引起了人们的注意, 并且已经有了一些理论工

作^[20, 21], 但是目前还没有见到明确的实验报道, 所以这里我们就不对其介绍了.

8 总结与展望

本文介绍了关于 FP 半导体微腔中 EP 的实验和理论研究, 以及其最新进展. 显然, 就本文的篇幅来说很难对于半导体微腔物理的各个方面都能够提供详细的介绍, 比如利用 FP 微腔实现的光学 Hall 效应^[22, 23]、室温无阈值激光器^[5-7]等. 然而基于本文讨论的内容来理解这些问题就会比较容易些.

关于半导体微腔的将来发展, 可能有如下三个方向: 一是寻找新材料以实现常温下的 EP 相关器件, 可能涉及到的材料有 GdTe, GaN 等 II-VI 族或 III-V 族半导体化合物; 其次是考虑外加电磁场对 EP 的影响, 以实现可调的光学器件; 三是利用微腔中 EP 的 Bose 性和准二维性, 进一步研究相关的基础物理问题, 比如 BEC 态中的超流漩涡以及可能的 Josephson 效应等. 以上三个方面是相互关联和相互交叉的, 所以在研究过程中应当综合考虑它们的作用和影响.

参考文献

- [1] Kavokin A V, Malpuech G. Cavity Polaritons. Elsevier, Amsterdam, 2003
- [2] Savvidis P G, Baumberg J J, Stevenson R M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84:1547
- [3] Huynh A, Tignon J, Larsson O *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90:106401
- [4] Zhang Y, Jin G, Ma Y. Appl. Phys. Lett., 2007, 91:191112
- [5] Malpuech G, Carlo A D, Kavokin A *et al.* Appl. Phys. Lett., 2002, 81:412
- [6] Solnyshkov D, Ouerdane H, Malpuech G. J. Appl. Phys., 2008, 103:016101
- [7] Bajoni D, Senellart P, Wertz E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100:047401
- [8] Verger A, Ciuti C, Carusotto I. Phys. Rev. B, 2006, 73:193306
- [9] Zhang Y, Jin G. Phys. Rev. B, 2009, 79:195304
- [10] Kasprzak J, Richard M, Kundermann S *et al.* Nature (London), 2006, 443:409
- [11] Balili R, Hartwell V, Snoke D *et al.* Science, 2007, 316:1007
- [12] Sun L, Chen Z, Ren Q *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100:156403
- [13] Richard M, Kasprzak J, Romestain R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 94:187401
- [14] Wouters M, Carusotto I. Phys. Rev. B, 2007, 75:075332
- [15] Kundermann S, Saba M, Ciuti C *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 91:107402
- [16] Zhang Y, Jin G, Ma Y. J. Appl. Phys., 2009, 105:033105
- [17] Badolato A, Hennessy K, Atatüre M *et al.* Science, 2005, 308:

