

内容摘要

半导体微腔物理的研究是当前国际前沿的热门研究课题之一。本文主要研究了不同的微腔结构和在不同的外加电场下微腔的特性，主要问题和结果如下：

1、利用半经典的线性色散模型，研究了含有耦合双量子阱的微腔的透射谱。通过调节吸收系数的大小和微腔的谐振频率的位置，证明了由于耦合的激子态与微腔光场的强耦合，在微腔的透射谱上形成了三个很高的劈裂峰。同时还研究了在这种情况下激子极化激元的色散关系，进一步证明了所得的微腔透射谱的正确性。

2、研究了在电场下含有耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系。证明了由于电场具有调谐微腔中激子和光场的耦合强度的作用，在电场下的耦合双量子阱微腔的透射谱具有更加复杂的特性，特别是观察到了空间间接激子跃迁的 Rabi 分裂的双峰。本文的结果将进一步为深入研究微腔中激子的玻色 - 爱因斯坦凝聚打下基础。

关键词：半导体微腔， Rabi 分裂，透射谱，量子阱，激子极化激元

Abstract

Semiconductor microcavity has become one of the most interesting research topics recently. This report involves the research of the properties of various microcavity structures under various electric field. The problems concerned and the research results obtained in this report are summarized in the following:

1. The transmission spectrum in microcavity-embedded coupled quantum wells is calculated by using the semi-classical linear dispersion model. By tuning the absorption coefficient and the resonance frequency, the cavity transmission spectrum exhibits three sharp peaks because of strong coupling between exciton state and photon state. The dispersion of exciton polariton in this case is also discussed.

2. The transmission spectra and dispersion of exciton polariton in microcavity embedded coupled quantum well under different electric field is investigated. The results demonstrate more sophisticated cavity transmission spectrum, especially Rabi-splitting transmission peaks for spatially indirect excitons due to the electric field tuning of exciton-photon coupling are observed. This research work establishes the base for the further investigation of the Bose-Einstein condensation of excitons in microcavity.

Key words: microcavity, transmission spectrum, exciton polariton, Rabi splitting

目 次

绪论.....	1
半导体微腔中耦合量子阱的行为.....	3
1. 引言.....	3
2. 吸收系数和折射率的计算.....	3
3. 微腔透射谱的计算.....	5
4. 计算结果和讨论.....	6
5. 结论.....	7
电场下耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系...18	
1. 引言.....	18
2. 电场下耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元色散关 系的计算.....	18
3. 计算结果和讨论.....	19
4. 结论.....	20
致谢.....	24
博士和博士后期间发表的学术论文、专著.....	25
个人简历.....	26

绪 论

近年来,随着半导体生长技术的发展,人们可以制备各种各样的半导体低维结构,比如二维的量子阱、一维的量子线和零维的量子点。这些结构分别在一维、二维、三维方向上限制了结构中的电子运动,所以这些半导体低微结构体现出与大块半导体材料许多不同的物理性质。进一步用微腔来选择光电磁场模式,即在维度上同时限制光子的运动,实现电子体系与微腔光场的强耦合相互作用,从而导致了半导体微腔物理的出现和发展。从而开辟出新的交叉学科点—腔量子电动力学(CQED)。例如微腔对受激原子自发辐射的控制(抑制或增强),原子与微腔耦合模的 Rabi 分裂的振荡,微腔对原子的吸引或排斥作用力,原子物质波在微腔中的干涉效应,等等。因此,半导体微腔具有重要的理论研究价值,它是研究腔量子电动力学的绝好范例;其次,半导体微腔本身可用以制造高效率的发光器和极低阈值的微型激光器;最后,半导体微腔中的光场本征态是压缩态,这种压缩态激光以其低噪声在光通信、微弱信号检测等方面具有极其广阔的应用前景。总而言之,半导体微腔中的光子学行为的研究具有重要的理论和应用意义。

本文的研究将着重于对半导体微腔物理的理论研究。早在 1992 年 Weisbush 等首先研究了半导体微腔中光场和电子体系的强耦合相互作用,他们在半导体微腔的反射谱上观察到了由于光场和激子强耦合相互作用引起的 Rabi 分裂。在此之后,许许多多的工作围绕着微腔中光场和激子的强耦合现象的研究展开了,这其中包括对微腔中激子极化激元的色散关系的研究,在时间域对 Rabi 振荡的观察,研究外加电场、磁场或温度的变化对 Rabi 分裂的影响,以及对半导体微腔中由光场受限引起的增强的喇曼散射,由腔极化激元易迁移性所造成的微腔光谱线变窄(motional narrowing)等等现象的研究。与此同时,人们在半经典的线性色散模型和全量子理论的框架下对这些现象作了大量的理论工作。

本文的工作就是在这种背景下开展的，其中主要包括：

1、利用半经典的线性色散模型，计算了含耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系。在微腔的透射谱上观察到了三个 Rabi 分裂峰，证明耦合的激子态同时与微腔光场的发生强耦合相互作用。

2、同样在半经典的线性色散理论模型的框架下，计算了在不同电场作用下含耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系。计算结果表明由于电场具有调谐微腔中激子和光场的耦合强度的作用，在电场下的耦合双量子阱微腔的透射谱具有更加复杂的特性，特别是观察到了空间间接激子跃迁的 Rabi 分裂的双峰。这将为进一步深入研究微腔中激子的玻色-爱因斯坦凝聚打下一定的基础。

限于作者的水平和时间的关系，文中的错误和疏漏之处在所难免，敬请批评指正。

半导体微腔中耦合量子阱的行为

王文利 姬扬 郑厚植

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文从基本的光跃迁理论出发,用半经典的线性色散模型,计算了双量子阱耦合情况下微腔的透射谱。计算结果表明,当吸收系数很大时,在微腔的透射谱上能看到三个很高的透射峰,并且峰的线宽要窄于空腔透射峰的线宽。这是由于耦合激子态与微腔光场的强耦合相互作用引起的。

1. 引言

随着分子束外延(MBE)和金属有机化合物汽相淀积(MOCVD)等微结构生长技术的发展,人们可以制备出尺寸可以和电子的德布罗意波相比拟的半导体低微结构,它们和大块材料的光学性质相比已表现出很大的不同。进一步用微腔来选择光电场模式,实现电子体系与微腔的强耦合相互作用,从而导致了半导体微腔物理的出现和发展。早在原子物理中人们把受激原子放到腔长只有毫米量级的金属平板谐振腔中,研究原子与腔内真空电磁场之间的强耦合相互作用,揭示出一系列重要的新现象:例如微腔对受激原子自发辐射的抑制或增强,原子与微腔中光场耦合的 Rabi 分裂 Δ_R 和振荡等等。在 1992 年 Weisbuch^[1]首先在半导体平面微腔中观察了光和激子耦合相互作用引起的 Rabi 分裂,证实 Rabi 分裂的大小取决于激子与微腔光场的耦合强度。并且用 Yifu Zhu^[2]提出的半经典的线性色散模型解释了实验结果。

在讨论分离量子阱与微腔光场强耦合相互作用的基础上,我们进一步研究耦合双量子阱与微腔的相互作用。一方面双量子阱中阱间电子态的耦合将导致对称与反对称态劈裂($\Delta_{sas} = E_{as} - E_s$),随着 Δ_{sas} 与 Rabi 分裂 Δ_R 相对大小的变化,可以预计腔量子电动现象将表现出新的特性。另一方面,利用电场作用下的空间间接激子是探索在微腔中实现激子玻色凝聚可能性的一种重要实验方案。因此,在本篇文章中,我们将从最基本的光跃迁理论出发,来计算耦合双量子阱情况下微腔的透射谱,并且给出计算结果的物理含义。

2. 吸收系数和折射率的计算

首先我们来回顾一下一些基本的物理概念。由于半导体是吸收介质,所以半导体的介电常数通常用复数表示:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \quad (1)$$

而折射率 n ，吸收系数 α 和介电常数有如下关系：

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_1(\omega) \quad (2)$$

$$2nk = \varepsilon_2(\omega) \quad (3)$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_2(\omega)\omega}{nc} \quad (4)$$

而 $\varepsilon_1(\omega)$ 和 $\varepsilon_2(\omega)$ 满足 Kramer-Kronig 关系：

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (5)$$

所以，为了求得折射率和吸收系数，首先要找到 $\varepsilon_2(\omega)$ 。我们知道，从介质吸收的角度来看，

$$\text{单位体积的吸收功率} = \frac{\omega \varepsilon_2(\omega)}{4\pi} \cdot 2F^2 \quad (6)$$

而从光吸收的角度来看，

$$\text{单位体积的吸收功率} = 2\hbar\omega W_0 \quad (7)$$

这里 F 是电磁场强度， W_0 激子跃迁几率。(6)和(7)应相等，所以只要我们找到了跃迁几率 W_0 ，我们就能找到吸收系数和折射率。

在量子阱中激子的跃迁几率可写为^[3]：

$$W = \frac{\pi e^2 F^2}{2\hbar m^2 \omega^2} \left| \langle u_h | \vec{e} \cdot \vec{p} | u_e \rangle \right|^2 \left| \langle \chi_h | \chi_e \rangle \right|^2 \delta_{k_1, 0} |\beta(0)|^2 \delta(E_0 - \hbar\nu) \quad (8)$$

$$E_0 = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2\mu} + E_{1e} + E_{1h} + E_A \quad (9)$$

$$\beta(r_\perp) = \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda^2}} \exp(-r_\perp / \lambda) \quad (10)$$

这里 u_e, u_h 是空穴和电子在量子阱平面方向 (x, y) 的 Bloch 波函数， χ_h, χ_e 是空穴和电子在量子阱方向的波函数， $\beta(r_\perp)$ 是激子的包络波函数， μ 是激子的有效质量， E_{1e} 是量子阱中电子基态能量， E_{1h} 是量子阱中空穴的基态能量， E_A 是禁带宽度。

在耦合双量子阱情况下，单量子阱的电子和空穴基态将分裂成两个态，即对

称态(基态)和反对称态(激发态)。而对应的电子和空穴的波函数的改变主要是在 z 方向即垂直量子阱平面方向。这时激子跃迁变得稍微复杂,如图 1 所示。

在耦合双量子阱情况下,跃迁矩阵元和单阱的区别在于波函数在量子阱方向的重叠的改变,所以我们可以把 (8) 中和 x, y 有关的值提出来,这时激子的跃迁几率可写为:

$$W = \frac{A}{v^2} \left\{ \left| \langle \chi_{1h} | \chi_{1e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_1 - h\nu) + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{2e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_4 - h\nu) \right. \\ \left. + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{1e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_3 - h\nu) + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{2e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_2 - h\nu) \right\} \quad (11)$$

这里 $A = \frac{e^2 F^2}{8\pi\hbar m^2} \left| \langle u_h | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | u_e \rangle \right|^2 \delta_{k_1,0} |\beta(0)|^2$ 。通过计算可知,图一中 $e_1 h_2$ 和 $e_2 h_1$ 跃迁(即基态和激发态间)的矩阵元等于零。假设我们已知单阱中激子的跃迁频率 ν_0 和吸收系数 α_0 ,最后我们得到了双阱中激子跃迁的吸收系数 α 和折射率 n 。

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\nu_0}{v} \left\{ \left| \langle \chi_{1e} | \chi_{1h} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_1 - h\nu) + \left| \langle \chi_{2e} | \chi_{2h} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_2 - h\nu) \right\} \quad (12)$$

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{n_0 c m^2 \nu_0} \left| \langle u_h | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | u_e \rangle \right|^2 \left| \langle \chi_e | \chi_h \rangle \right|^2 |\beta(0)|^2 \quad (13)$$

$$n = n_0 - \alpha_0 \frac{c}{2\pi\nu} \left[\frac{(\nu - \nu_1)\delta_H}{4(\nu - \nu_1)^2 + \delta_H^2} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_1} + \frac{(\nu - \nu_2)\delta_H}{4(\nu - \nu_2)^2 + \delta_H^2} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_2} \right] \quad (14)$$

这里我们认为激子吸收的线宽 $\delta_H = 2m\text{ev}$ 。

3. 微腔透射谱的计算

我们计算了一个具体的微腔的透射系数。腔体是由 $L = \lambda$ (λ 是光波波长) 长的 AlGaAs 构成。腔体两端的反射镜是由 $\lambda/4$ 的 AlAs/AlGaAs 堆组成。这类反射镜称为 Bragg 反射器(DBR)。图 2 所示的微腔,其顶部 DBR 由 24 个周期的 AlAs/AlGaAs 组成,底部有 33 个周期,微腔中含有一个或几个 GaAs 耦合量子阱。我们利用在多层介质膜中的光学传输矩阵方法,可以算出这时 DBR 的反射率可达到 99%(图 3)。

我们假设 GaAs 量子阱的阱宽为 $l = 76 \text{ \AA}$, AlGaAs 垒宽为 $20 \text{ \AA}$, 垒高为 300mev , 通过计算可得,图一中 $e_1 h_1$ 和 $e_2 h_2$ 间的跃迁能量分别为 $\hbar\omega_1 = 1.58\text{ev}$, $\hbar\omega_2 = 1.60\text{ev}$ 。为了计算微腔的透射系数,我们用了 Yifu Zhu^[3] 的方法,即微腔可认为是一个简单的 Fabry-Perot 腔,而激子吸收对微腔的影响将看作是对微腔介质折射率的影响(12)和(13),这时微腔的透射系数可写为:

$$T = \frac{(t_1 t_2)^2 e^{-\alpha l}}{(1 - r_1 r_2 e^{-\alpha l})^2 + 4 r_1 r_2 e^{-\alpha l} \sin^2(\delta/2)} \quad (14)$$

$$\delta = 4\pi L (\nu - \nu_{cav})/c + 4\pi (n - n_0) h\nu/c \quad (15)$$

这里 t_1, t_2 是前后 DBR 的透射系数, r_1, r_2 是前后 DBR 的反射系数, c 是光速, ν_{cav} 是腔的谐振频率。

4. 计算结果和讨论

利用(12), (13), (14)和(15)式, 我们计算了下面几种情况下的微腔的透射谱。图 4 表示了空腔的透射谱, 即是微腔中不含量子阱的情况。可以看到在腔的谐振频率处有一个透射峰。然后我们考虑了当腔的谐振频率 ν_{cav} 和激子的跃迁频率 ν_1 一致时的情况。图 5 分别表示了吸收系数 $\alpha_0 = 3 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}, 2 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ 时微腔的透射谱。由图可见, 当吸收系数较小时, 也即 Δ_{sas}/Δ_R 较大时, 能看到在 ν_1 附近有一个 Rabi 分裂的双峰, 而在 ν_2 附近只有一个很低的透射峰。而当吸收系数很大时, 能看到三个高的透射峰, 并且峰的线宽窄于冷腔透射峰的线宽。这是因为当吸收系数很大时, 介质的折射率有足够大的变化使得腔的谐振频率相对冷腔频率发生很大的频移, 足以与跃迁频率为 ν_2 的激子态也发生很强的耦合的结果。这一事实表明腔中电磁场可以与耦合双阱中的对称态和反对称态同时产生强耦合。这是与孤立量子阱不同的特性。与上述情况相对应, 当腔频和激子的跃迁频率 ν_2 一致时, 情况与上面所说的十分类似。这是与孤立量子阱不同的特性。

下面我们计算了当腔的谐振频率设置在 ν_1 和 ν_2 中间, 而吸收系数分别为 $\alpha_0 = 3 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}, 2 \times 10^{-2} \text{ nm}^{-1}$ 时微腔透射谱(图 6)。当吸收系数较小时的微腔的透射谱类似于空腔的透射谱。随着当吸收系数的增大, 激子态和微腔光场的耦合增强, 可以看见三个等高的透射峰, 峰的线宽同样小于空腔时峰的线宽。图 7 给出任何一个边峰和中间峰的能量间距随吸收系数的变化关系, 能量间距也随吸收系数的增大而增大, 反应了 Rabi 分裂的基本属性。这一事实表明腔中电磁场可以与耦合双阱中的对称态和反对称态同时产生耦合。

我们又进一步在 $\alpha_0 = 3 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$, 腔的谐振频率为 ν_1 的情况下, 减小阱间耦合, 也即减少 Δ_{sas} , 计算微腔的透射谱(图 8)。随着 ν_1, ν_2 之间的能隙间距由 20mev 减小到 5mev, 在透射谱上位于 ν_2 处原来强度很弱的峰开始增强(图 5b, 图 8b)。如果进一步减小 Δ_{sas} , 位于中间的透射峰开始变窄, 强度也随之减弱, 最后完全消失, 出现了类似单阱情况下的 Rabi 分裂。前者是因为随着 Δ_{sas}/Δ_R 的减小, 光场与能量为 ν_2 的激子态耦合增强, 而后者是因为当 Δ_{sas}/Δ_R 非常小时, 两个电子能级已分辨不开的结果。

最后, 从激子极化激元的色散关系的基本公式^[4]出发, 我们得到了微腔中耦合双阱情况下的激子极化激元的色散关系:

$$\left(\frac{\hbar c k_{//}}{n_0 \nu_0}\right)^2 + 1 = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2 \left(1 - \frac{\Delta_1}{\nu - \nu_1} - \frac{\Delta_2}{\nu - \nu_2}\right) \quad (16)$$

$$\Delta_1 = \frac{\hbar c \delta_H \alpha_0}{\pi m_0} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_1^2}, \quad \Delta_2 = \frac{\hbar c \delta_H \alpha_0}{\pi m_0} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_2^2} \quad (17)$$

这里, $k_{//}$ 是光子在(x,y)平面方向上的波矢。

我们把腔的谐振频率放在耦合能级的下能级 ν_1 处, 计算了微腔中耦合双量子阱情况下的激子极化激元的色散曲线(图 9)。从所得的色散曲线很容易理解我们前面的计算结果。由图可以看到, 当吸收系数较小时, 在 $k_{//} \approx 0$ 附近光场只与下能级耦合, 而对上能级的影响很小。因此, 极化激元色散关系与频率为 ν_1 的孤立激子态的色散关系几乎一样。但是当吸收系数很大时, 能看到光场与上下 (ν_2, ν_1) 能级都有很强的耦合。在 $k_{//} \approx 0$ 附近将出现三个强透射峰, 反映了耦合量子阱中更复杂的 Rabi 分裂现象。

5. 结论

本文从基本的光跃迁理论出发, 计算了含耦合双量子阱微腔的透射谱。计算中通过调节吸收系数的大小和微腔的谐振频率的位置, 我们证明了由于耦合的激子态与光场的强耦合, 可以出现形成三个很高的劈裂峰。并且我们还计算了激子极化激元的色散关系, 进一步证实了所得到的透射谱的正确性。我们的结果表明微腔中的耦合双量子阱具有更为复杂的腔量子电动力学行为。本项工作为深入研究空间间接激子的极化激元态打下了基础。

参 考 文 献

- [1] C. Weisbuch, M. Nishioka et.al., Phys. Rev. Lett., 1992, 69, 3314.
- [2] Y. Zhu, D. J. Gauthier et.al., Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2499.
- [3] G. Bastard, 《Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures》.
- [4] H. Haug, “Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductor”, World Scientific, 1990, p.177.

Transmission spectrum in Semiconductor Microcavity -embedded coupled quantum wells

Wang Wenli Ji Yang Zheng Houzhi

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

Abstract The transmission spectrum in microcavity-embedded coupled quantum wells is calculated using the semi-classical linear-dispersion model. The result shows when the absorption is $2 \times 10^{-2} \text{nm}^{-1}$, the cavity transmission spectrum exhibits three sharp peaks and their peak width is narrower than that of the empty cavity. The effect is a manifestation of strong coupled exciton state-photo state coupling.

PACC: 4250 , 7135 , 7136

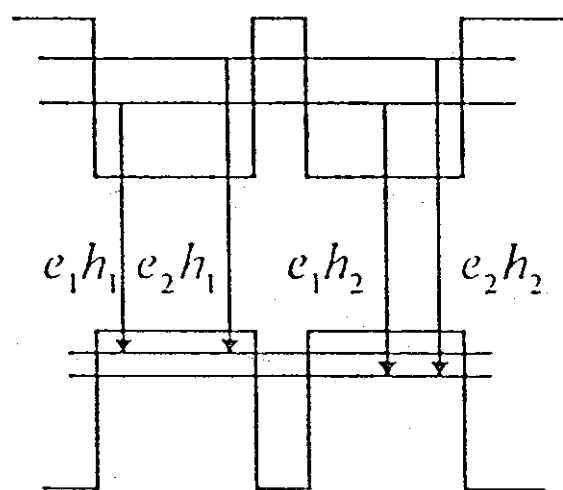


图 1. 激子跃迁示意图

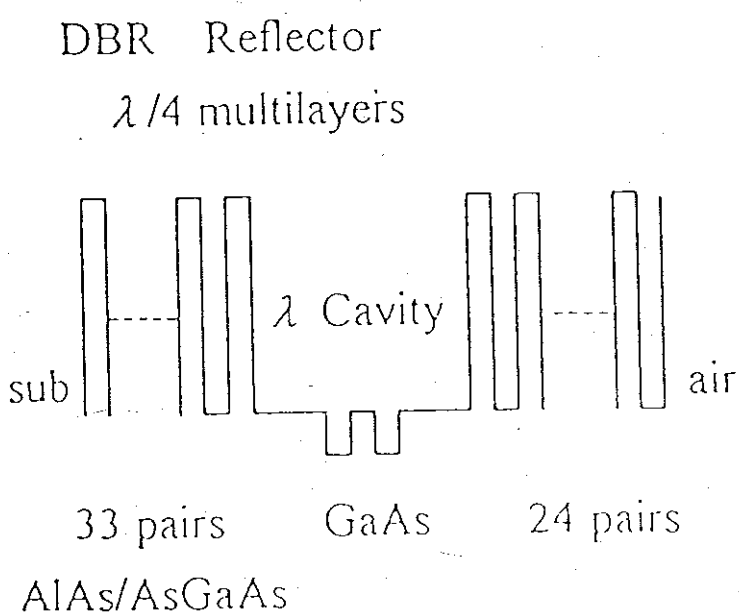


图 2. 微腔结构示意图

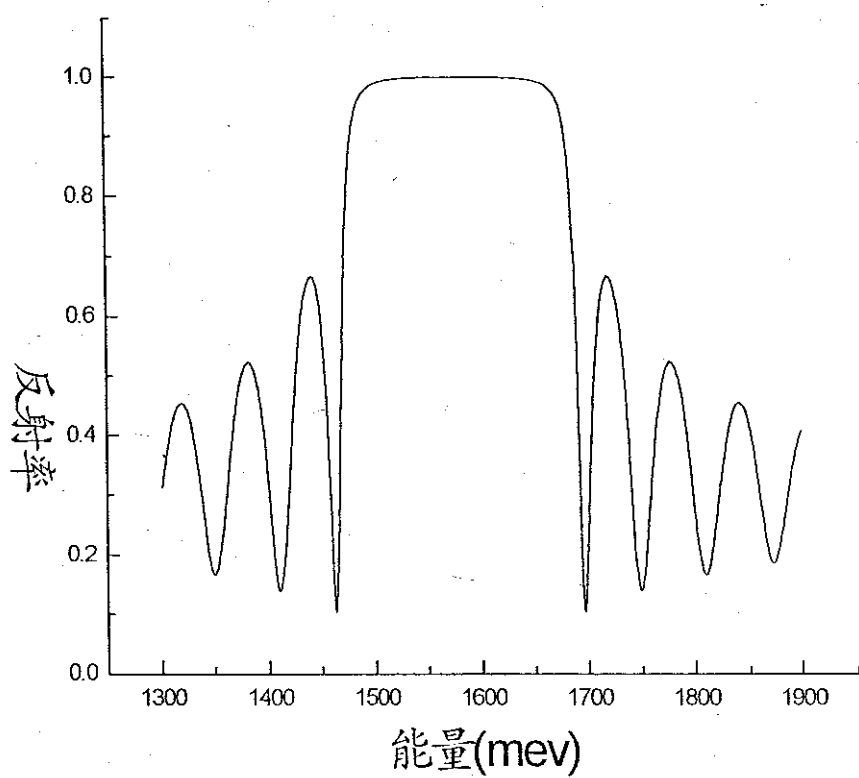


图3. DBR的反射谱

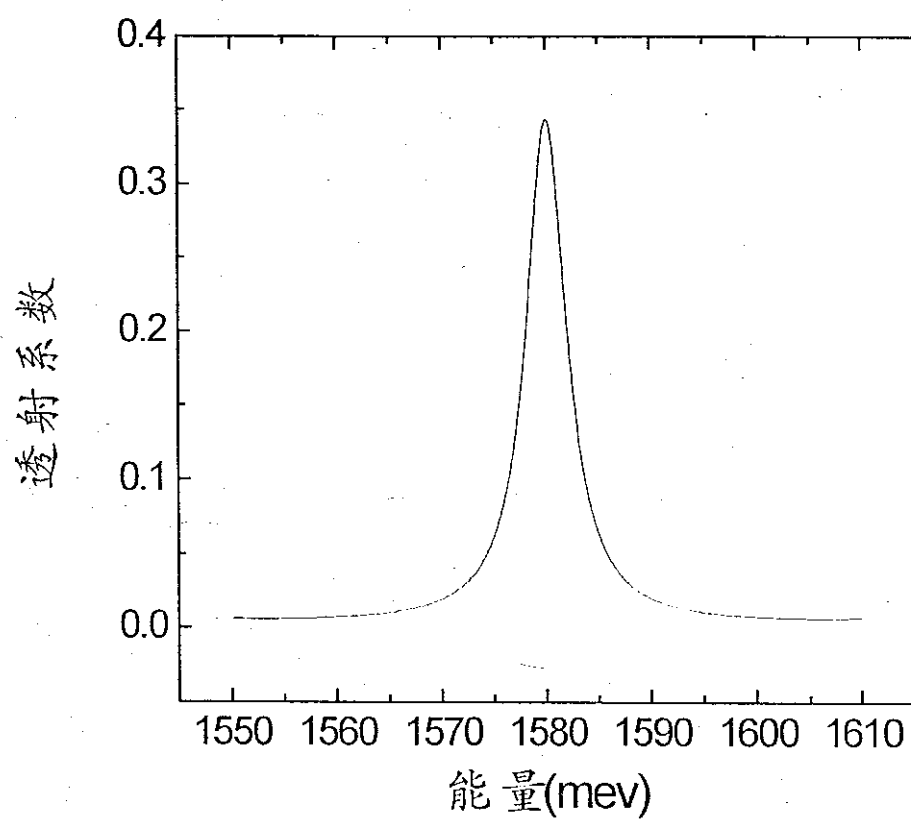


图4. 空腔的透射谱

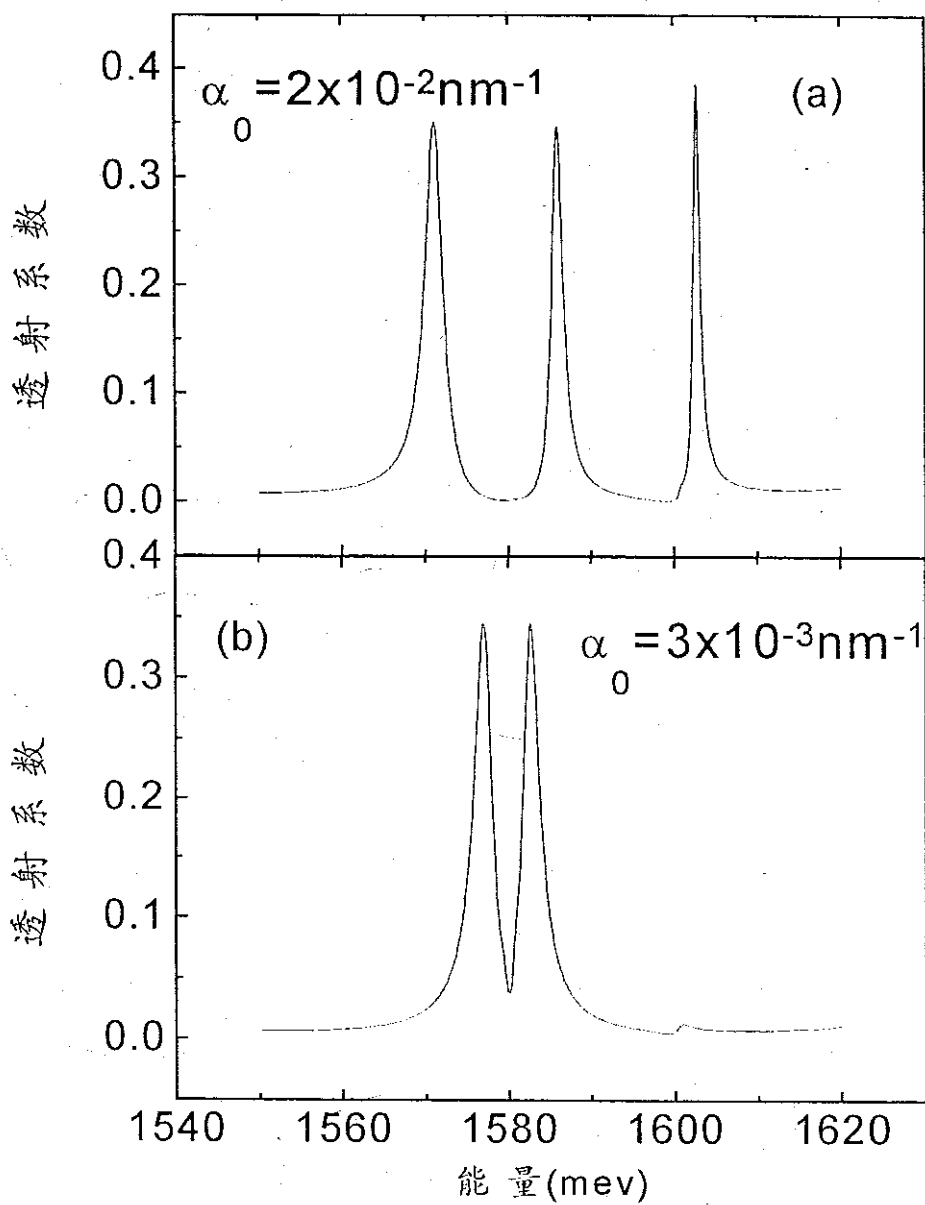


图5. $\nu_{\text{cav}} = \nu_l$ 时腔的透射谱

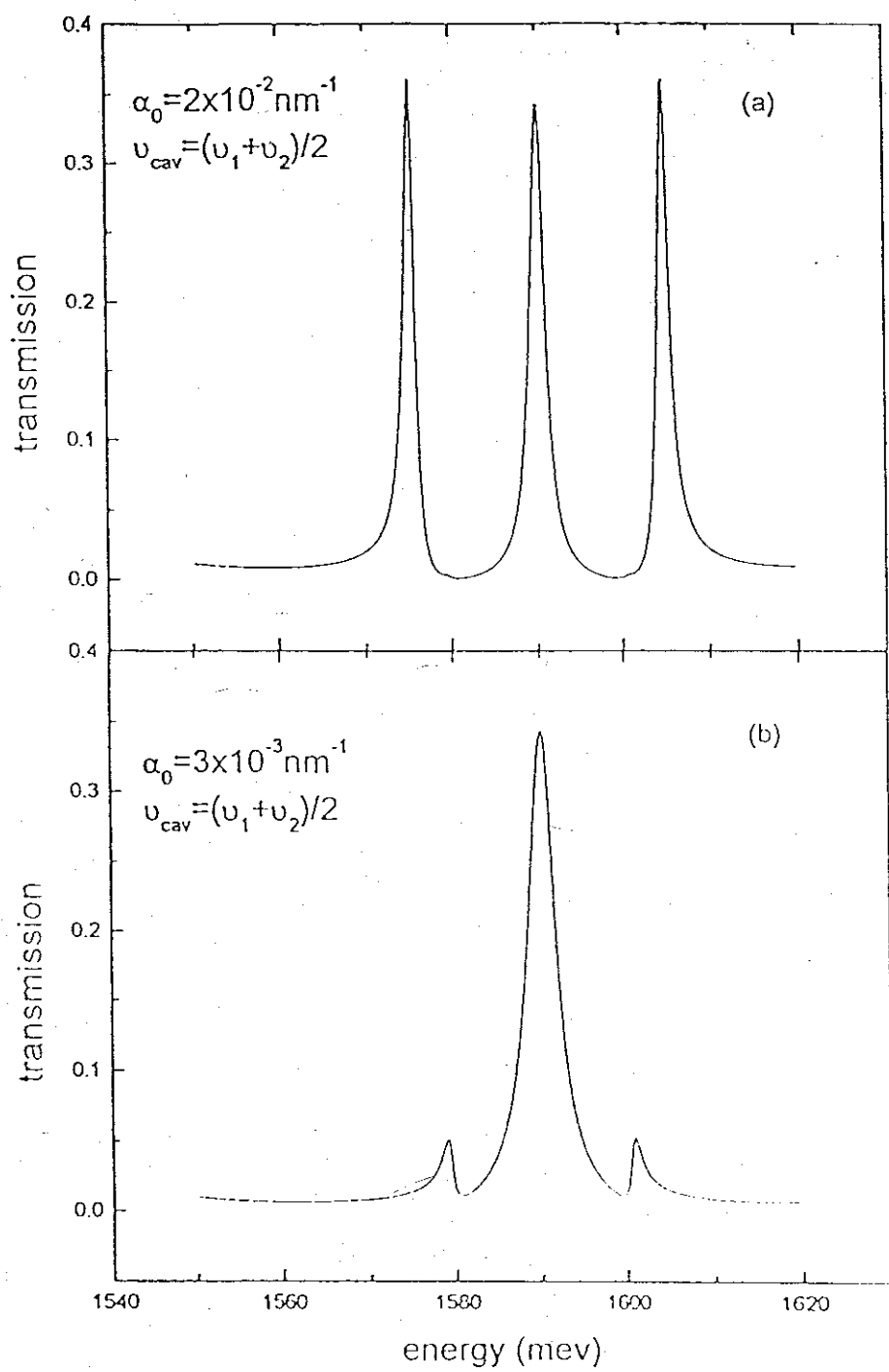


图 6. $\nu_{\text{cav}} = (\nu_1 + \nu_2)/2$ 时腔的透射谱

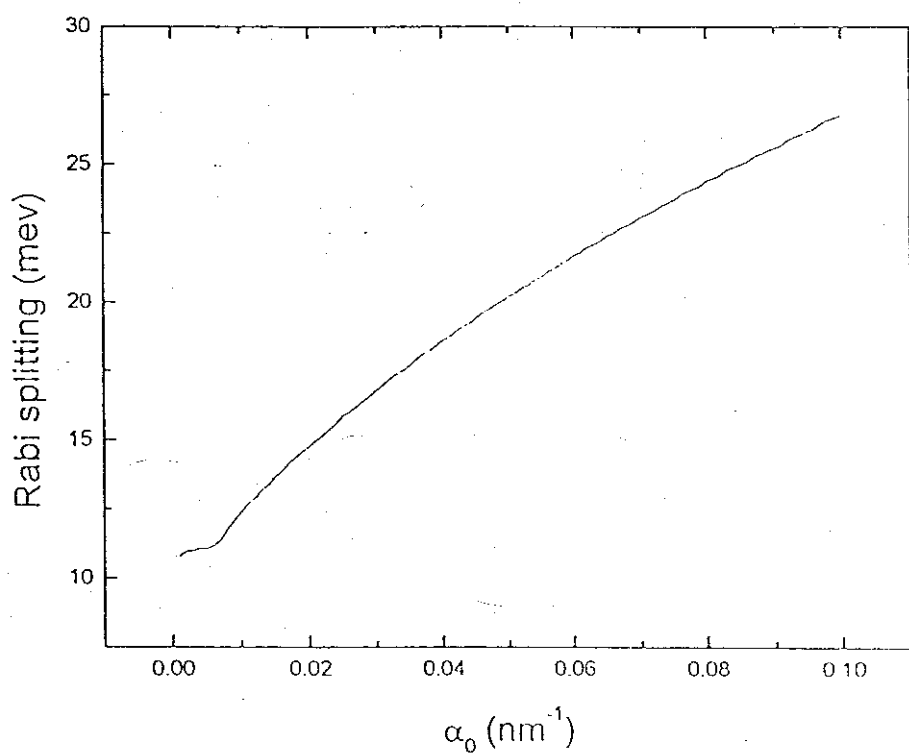


图 7. Rabi分裂随吸收系数的变化关系

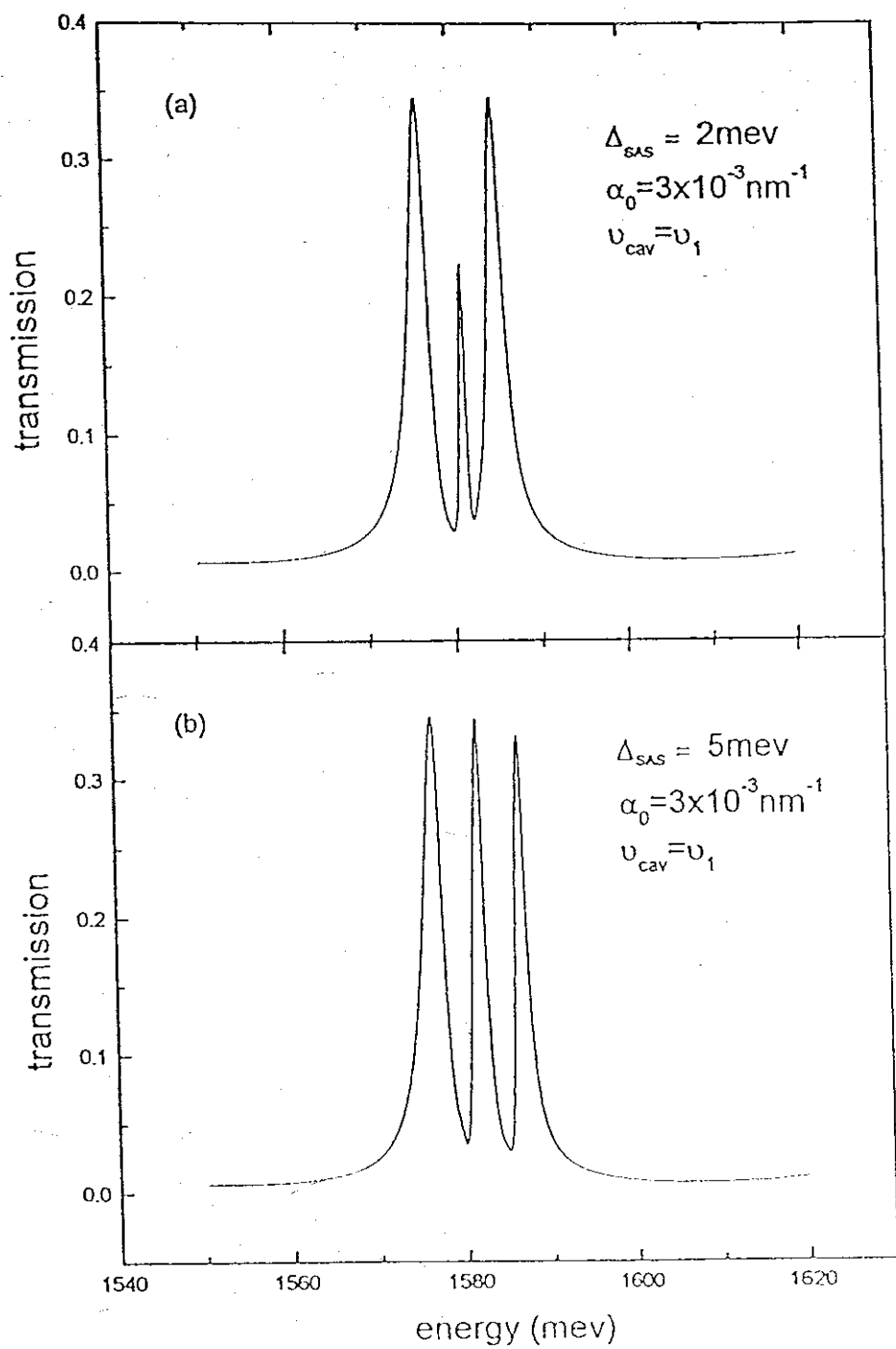


图 8. 不同能级劈裂时腔的透射谱

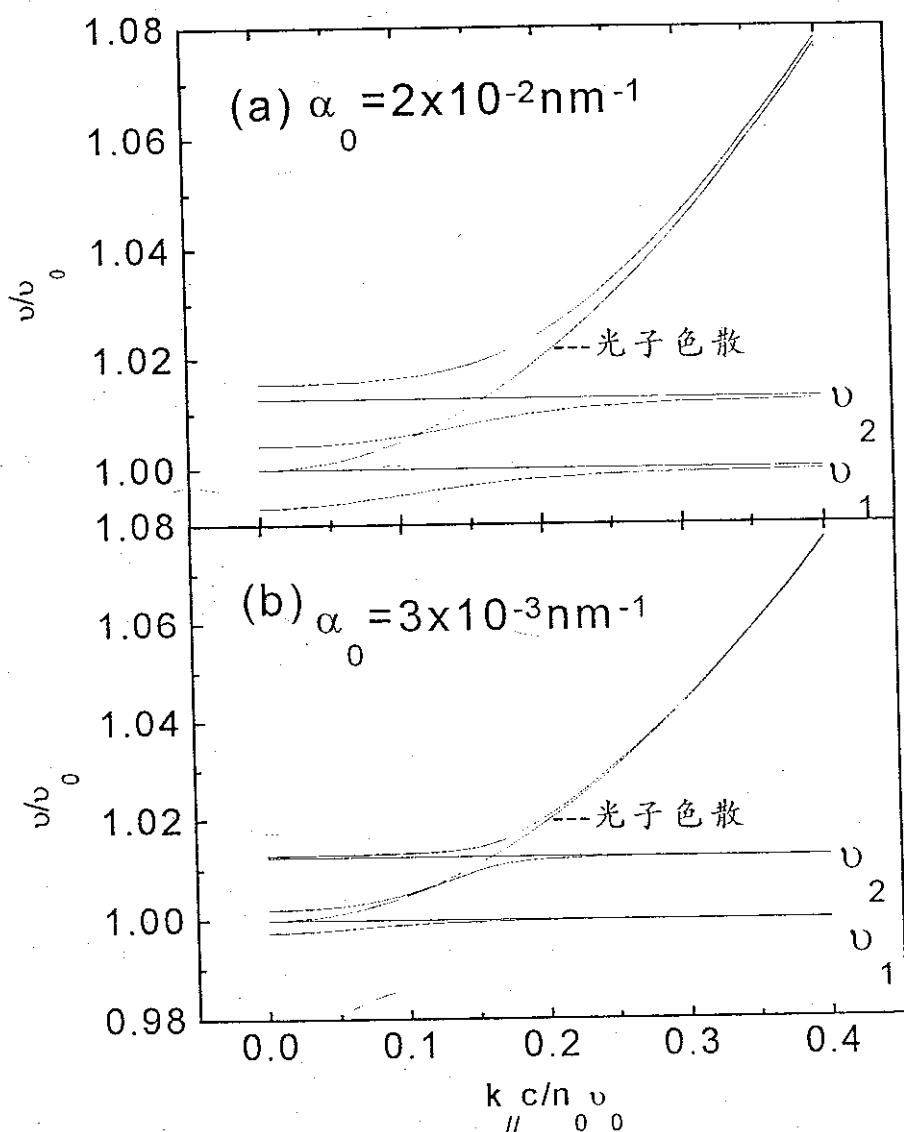


图9. $\nu_{\text{cav}} = \nu_1$ 时激子极化激元的色散曲线

电场下含耦合双量子阱微腔的透射谱 和激子极化激元的色散关系

王文利 郑厚植

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文从半经典的线性色散模型出发, 计算了在电场下含有耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系。计算结果表明, 由于电场具有调谐微腔中激子和光场的耦合强度的作用, 在电场下的耦合双量子阱微腔的透射谱具有更复杂的特性, 特别是观察到了空间间接激子跃迁的 Rabi 分裂的双峰。本文的工作将为进一步深入研究微腔中激子的玻色-爱因斯坦凝聚打下基础。

PACC: 4250, 7135, 7136

1. 引言

半导体微腔由于可以同时限制光子和激子, 所以它是一种研究光场和激子强耦合相互作用的很好的结构。早在 1992 年, Weisbuch 等^[1]首先研究了在半导体平面微腔中光场和激子的强耦合相互作用, 并且在微腔的反射谱上观察到了由光场和激子强耦合作用引起的 Rabi 分裂。在此之后, 人们对微腔中的光场和激子的耦合相互作用进行了一系列的研究工作^[2-4]。在这些工作中, 人们通过外加电场、磁场以及通过温度的调节来研究光场和微腔中分离量子阱中的激子的强耦合相互作用。在讨论分离量子阱与微腔光场强耦合作用的基础上, 我们研究了耦合双量子阱与微腔的相互作用^[5], 而电场作用下的含耦合双量子阱的微腔透射谱有什么新的特点, 由电场引起的量子约束斯塔克效应和激子跃迁强度的变化会对含耦合双量子阱的微腔透射谱有什么影响, 这是本文要讨论的问题。

2. 电场下耦合双阱微腔的透射谱和激子极化激元色散关系的计算

用 Yifu Zhu^[6]提出的半经典的线性色散模型, 微腔的透射系数可写为:

$$T = \frac{(t_1 t_2)^2 e^{-\alpha l}}{(1 - r_1 r_2 e^{-\alpha l})^2 + 4 r_1 r_2 e^{-\alpha l} \sin^2(\delta/2)} \quad (1)$$

$$\delta = 4\pi L (\nu - \nu_0)/c + 4\pi (n - n_0) l \nu/c \quad (2)$$

这里 t_1, t_2 是前后 DBR 的透射系数, r_1, r_2 是前后 DBR 的反射系数, c 是光速, L 是腔长, l 是量子阱的宽度, α 是激子跃迁的吸收系数, ν 是光的频率, ν_0 是腔

的谐振频率, n_0, n 分别是考虑激子吸收前后腔介质的折射率。在耦合双阱的情况下, 单量子阱的电子和空穴基态将分裂成对称态(基态)和反对称态(激发态)。在零电场的情况下, 只有从电子基态到空穴基态、电子激发态到空穴激发态的跃迁可以发生。这种情况我们已经在文献^[5]中讨论过了。而在有电场的情况下, 从电子基态到空穴激发态、电子激发态到空穴基态的跃迁矩阵元不再为零, 这时激子跃迁的吸收系数和微腔介质的折射率可写为:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\nu_0}{\nu} \left\{ \left| \langle \chi_{1h} | \chi_{1e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_1 - h\nu) + \left| \langle \chi_{1h} | \chi_{2e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_2 - h\nu) \right. \\ \left. + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{1e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_3 - h\nu) + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{2e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_4 - h\nu) \right\} \quad (3)$$

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{n_0 c m^2 \nu_0} \left| \langle u_h | \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} | u_e \rangle \right|^2 \left| \langle \chi_e | \chi_h \rangle \right|^2 |\beta(0)|^2 \quad (4)$$

$$n = n_0 - \alpha_0 \frac{c}{2\pi\nu} \left\{ \left| \langle \chi_{1h} | \chi_{1e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_1 - h\nu) + \left| \langle \chi_{1h} | \chi_{2e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_2 - h\nu) \right. \\ \left. + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{1e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_3 - h\nu) + \left| \langle \chi_{2h} | \chi_{2e} \rangle \right|^2 \delta(h\nu_4 - h\nu) \right\} \quad (5)$$

而激子极化激元的色散关系可写为:

$$\left(\frac{\hbar c k_{||}}{n_0 \nu_0} \right)^2 + 1 = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \left(1 - \frac{\Delta_1}{\nu - \nu_1} - \frac{\Delta_2}{\nu - \nu_2} - \frac{\Delta_3}{\nu - \nu_3} - \frac{\Delta_4}{\nu - \nu_4} \right) \\ \Delta_1 = \frac{\hbar c \delta_H \alpha_0}{\pi m_0} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_1^2}, \Delta_2 = \frac{\hbar c \delta_H \alpha_0}{\pi m_0} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_2^2}, \Delta_3 = \frac{\hbar c \delta_H \alpha_0}{\pi m_0} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_3^2}, \Delta_4 = \frac{\hbar c \delta_H \alpha_0}{\pi m_0} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_4^2} \quad (6)$$

这里, $k_{||}$ 是光子在(x,y)平面方向上的波矢, χ_{1e}, χ_{2e} 分别是电子基态和激发态在 z 方向上的波函数, χ_{1h}, χ_{2h} 是空穴基态和激发态在 z 方向上的波函数。 χ_e, χ_h 是单阱中电子和空穴基态在 z 方向上的波函数, $|\langle \chi_e | \chi_h \rangle|^2 \approx 1$ 。 u_e, u_h 分别是电子和空穴在量子阱平面方向(x,y)上的 Bloch 波函数, $\beta(r)$ 是激子的包络波函数。 ν_1, ν_3 是电子基态到空穴基态、激发态的跃迁能量, ν_2, ν_4 是电子激发态到空穴基态、激发态的跃迁能量。 $\delta_H = 2\text{mev}$ 取作激子的线宽, 在无电场的下 $\nu_1 = 1592\text{mev}$, $\nu_4 = 1600\text{mev}$ 。

3. 计算结果和讨论

我们选择了一个具体的微腔作计算。腔体是由 $L = \lambda$ (λ 是光波波长) 长的 AlGaAs 构成。腔体两端的反射镜是由 $\lambda/4$ 的 AlAs/AlGaAs 组成。通过计算发现, 这时 DBR 的反射率可达到 99%。我们假设 GaAs 量子阱的阱宽为 $l = 7.2\text{nm}$, AlGaAs 垒宽为 2nm , 吸收系数 $\alpha_0 = 5 \times 10^{-3} \text{nm}^{-1}$, 腔谐振频率 $\nu_0 = 1592\text{mev}$ 。

图 1(a)-1(d)表示了在不同的电场情况下微腔的透射谱。在弱电场的情况下, e_1h_1 和 e_2h_2 跃迁的 Rabi 分裂的三峰结构可以明显观察到, 这是由于 e_1h_1 和 e_2h_2 跃迁的激子态可以同时和光场强耦合。随着电场的增长, e_1h_1 和 e_2h_2 的跃迁峰降低。第一, 由于在电场下的量子约束斯塔克效应, e_1h_1 和 e_2h_2 跃迁频率远离腔的谐振频率, 第二, 因为在电场的作用下, 基态的电子和空穴将位于耦合双阱中不同的阱中, 从而导致了电子和空穴波函数叠加的减少。相反, e_1h_2 和 e_2h_1 的跃迁峰随着电场的增加而出现并加强, 当电场强度达到 $2 \times 10^4 \text{ V/cm}$, 可以看到两个 Rabi 分裂的双峰。这同样是由于电场增加, e_1h_2 和 e_2h_1 跃迁强度增加, 并且它们的跃迁频率同时趋向于腔的谐振频率的结果。

图 2(a)-2(d)表示了在不同电场下微腔的激子极化激元的色散曲线。它对应于图 1(a)-1(d), 直观地解释了随电场增加 e_1h_1 和 e_2h_2 跃迁峰降低, Rabi 分裂消失, 而 e_1h_2 和 e_2h_1 跃迁峰增加, Rabi 分裂出现的原因。

4. 结论

本文从半经典的线性色散模型出发, 计算了在电场下含有耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系。计算结果表明, 由于电场具有调谐微腔中激子和光场的耦合强度的作用, 在电场下的耦合双量子阱微腔的透射谱具有更复杂的特性, 特别是观察到了空间间接激子跃迁的 Rabi 分裂的双峰。本文的结果将为进一步深入研究微腔中激子的玻色-爱因斯坦凝聚打下基础。

参 考 文 献

- [1] C. Weisbuch, M. Nishioka *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1992, 69:3314.
- [2] T.A.Fisher, A.M.Afshar, D.M.Whittaker *et al.*, Phys. Rev. B, 1995, 51:2600.
- [3] T.A.Fisher, A.M.Afshar *et al.*, Solid State Electro., 1996, 40:493.
- [4] J.Tigon, P.Voisin *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1995, 74:3967.
- [5] 王文利, 姬扬, 郑厚植, 半导体学报, 1998, 19(5):385.
- [6] Y.Zhu, D.J.Gauthier *et al.*, Phys. Rev. Lett., 1990, 64:2499.

Transmission Spectrum and Dispersion of Exciton in Microcavity-Embedded Coupled Quantum Wells under an Electric Field

Wang Wenli, Zheng Houzhi

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

Abstract Based on the semi-classical linear-dispersion model, the transmission spectrum of exciton polariton in microcavity-embedded coupled quantum wells under an electric field is calculated. The results present more sophisticated cavity transmission spectrum, especially two transmission peaks Rabi splitting for transition of spatially separate exciton due to the electric field tuning of exciton-photon coupling. The research work establishes the base for the further investigation of the Bose-Einstein condensation of excitons in microcavity.

PACC: 4250, 7135, 7136

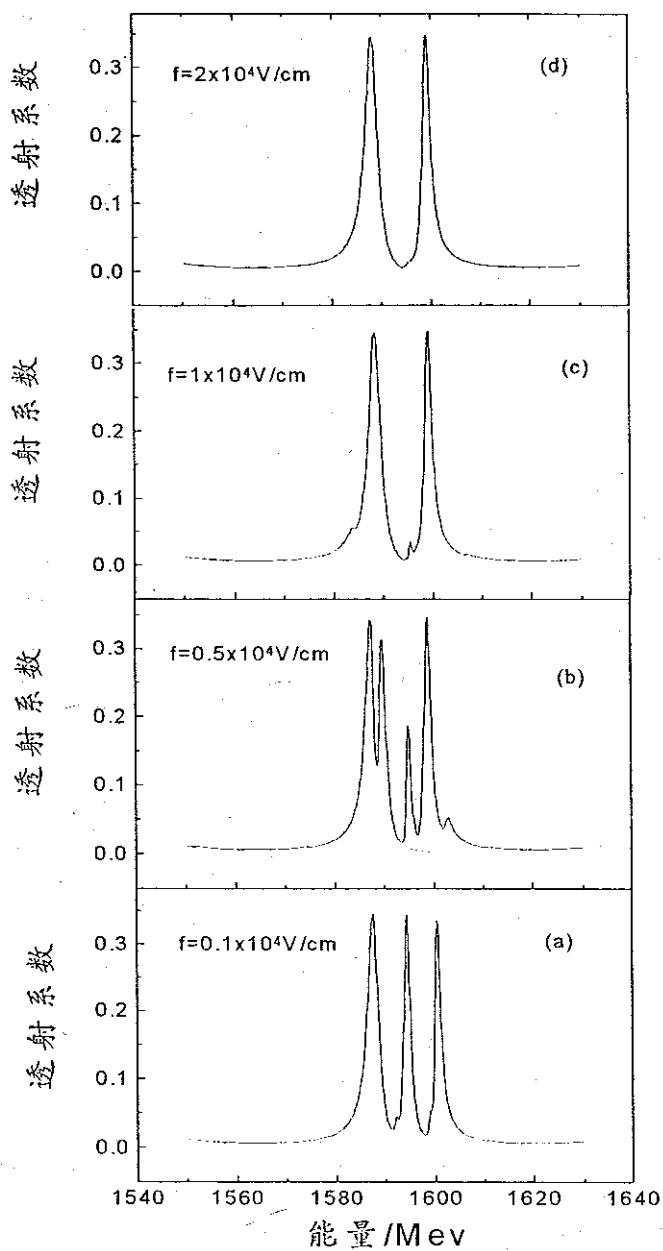


图 1 不同电场下腔的透射谱

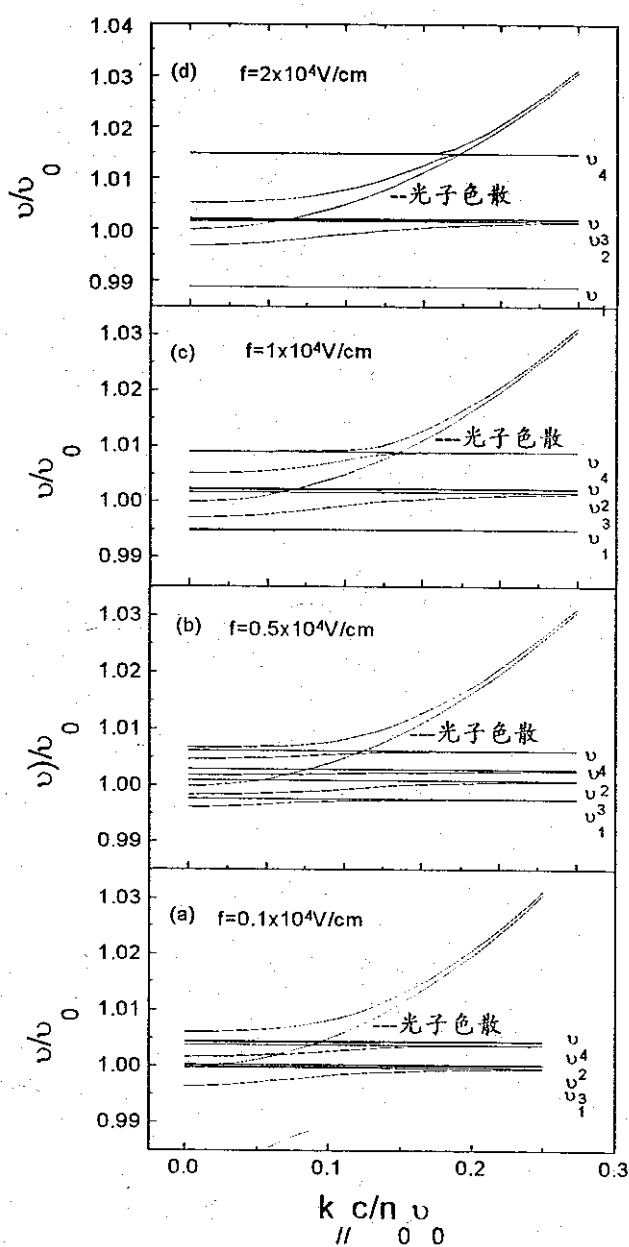


图 2 不同电场下激子极化
激元的色散曲线

致 谢

在作者从事博士后研究工作期间，导师郑厚植院士在学术上给予了作者多方面的指导，在生活上也提供了诸多的帮助，作者在此谨致以最诚挚的感谢！

作者感谢中科院半导体研究所超晶格国家重点实验室二维组的其他老师，感谢他们给予作者在学术上和生活中的帮助和支持。

特别感谢游建强博士、姬扬博士、邓元明、谭平恒同学对作者研究工作的帮助以及与作者进行的有益的讨论。

对中科院半导体研究所博士后办公室张今弼老师的支持与帮助，作者深表谢意。

感谢中国科学院和国家教委回国启动基金的支持。

博士和博士后期间发表的学术论文、专著

1. R.Keiper, W.Wang and I.P.Zvyagin. Effect of Quantum Confinement on Impurity Hopping in Quantum Wells. Phys.Stat.Sol.(b), 193, 113(1996).
2. И.П.Звягин. В.Ван. Частотная зависимости проводимости по примесям в квантовой яме. Вестн. Моск. Ун-та. Сер.3. Физика. Астрономия. 1996.(6).69
3. 王文利, 姬扬, 郑厚植. 半导体微腔中耦合量子阱的行为. 第一届全国微腔物理及应用研讨会论文集, p.11, 1997.9.
4. 王文利, 姬扬, 郑厚植. 含耦合量子阱中的半导体微腔的透射谱. 半导体学报, Vol.19, No.5, May, 1998.
5. 王文利, 郑厚植. 电场下含耦合双量子阱微腔的透射谱和激子极化激元的色散关系. 已投稿.
6. J. Q. You, Hou-zhi zheng and W.L.Wang. Magnetoexciton polariton in planar semiconductor microcavity. (submitted)
7. J. Q. You, Hou-zhi zheng and W.L.Wang. Exciton polariton in photonic quantum dots. (submitted)

个人简历

王文利，女，1969年2月出生于四川省成都市。1986年至1990年在南京大学物理系学习，获得理学学士学位。1990年9月至1991年7月在成都科技大学出国人员培训部接受俄语培训。1991年10月由国家教委公派到前苏联国立莫斯科大学物理系攻读博士学位，1996年6月获博士学位后回国。从1996年10月至今在中科院半导体研究所超晶格室从事博士后研究工作，主要研究半导体量子微腔中的光场和电子系统的相互作用。近年来在国内外学术刊物上发表数篇论文。