

含耦合双量子阱的半导体微腔的透射谱

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透射谱.计算结果表明,当吸收系数取 $2 \times 10^{-2} \text{nm}^{-1}$ 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冷腔透射峰的线宽.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.

PACC: 4250, 7135, 7136

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费米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磁场模,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 Zhu^[2]提出的半经典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 ($\Delta_{\text{SAS}} = E_{\text{AS}} - E_{\text{S}}$),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 耦合双阱下微腔透射谱的计算

为了计算微腔的透射谱,我们用了 Zhu 提出的半经典的线性色散模型,即微腔可认为

王文利 女, 1969 年出生, 博士后, 当前从事专业: 半导体微腔物理
姬 扬 男, 1971 年出生, 博士, 当前从事专业: 半导体低维物理
郑厚植 男, 1942 年出生, 研究员, 中国科学院院士
1997-10-28 收到, 1997-12-17 定稿

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, 这时微腔的透射系数可写为:

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

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

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和反对称态, 利用光跃迁基本理论和量子阱中激子跃迁的基本公式^[3], 可以得到耦合双量子阱情况下激子跃迁的吸收系数和微腔介质的折射率:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{\nu_0}{\nu} \{ |\chi_{ie} \chi_{ih}|^2 \delta(h\nu_1 - h\nu) + |\chi_{ec} \chi_{ch}|^2 \delta(h\nu_2 - h\nu) \} \tag{3}$$

$$\alpha_0 = \frac{e^2}{n_0 \omega m^2 \nu_0} |u_h |\vec{\epsilon} \times \vec{p}| u_e|^2 |\chi_e \chi_h|^2 |\beta(0)|^2 \tag{4}$$

$$n = n_0 - \alpha_0 \frac{c}{2\pi\nu} \left[\frac{(\nu - \nu_1) \delta_1}{4(\nu - \nu_1)^2 + \delta_1^2} \times \frac{\nu_0}{\nu_1} + \frac{(\nu - \nu_2) \delta_1}{4(\nu - \nu_2)^2 + \delta_1^2} \times \frac{\nu_0}{\nu_2} \right] \tag{5}$$

这里 χ_{ie}, χ_{ec} 分别是电子基态和激发态在 z 方向上的波函数; χ_{ih}, χ_{ch} 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; $|\chi_e \chi_h|^2 = 1$; 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 是电子基态到空穴基态的跃迁能量, ν_2 是电子激发态到空穴激发态的跃迁能量. $\delta_1 = 2\text{meV}$ 取作激子的线宽

3 计算结果和讨论

我们利用(1)~(5)式, 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/AIGaAs 堆组成. 这类反射镜称为 Bragg 反射器 (DBR). 微腔顶部 DBR 由 24 个周期的 AlAs/AIGaAs 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. 通过计算表明, 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 , 垒高为 300meV , 通过计算可得, (3)式中的 $h\nu_1 = 1.58\text{eV}$, $h\nu_2 = 1.60\text{eV}$.

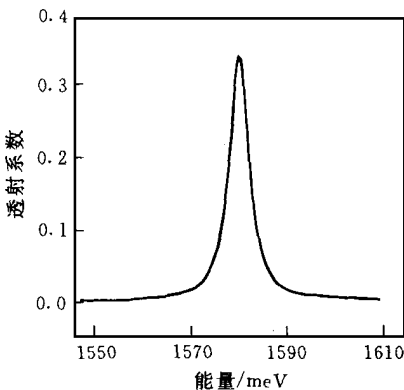


图 1 空腔的透射谱

图 1 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_0 和激子的跃迁

频率 ν_1 一致时的情况 图 2 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 $\Delta_{\text{SAS}}/\Delta_R$ 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

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:

$$\left(\frac{\hbar ck}{n_0 \nu_0}\right)^2 + 1 = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2 \left(1 - \frac{\Delta_1}{\nu - \nu_1} - \frac{\Delta_2}{\nu - \nu_2}\right) \quad (6)$$

$$\Delta_1 = \frac{\hbar c \delta_1 \alpha_0}{\pi \Gamma_{10}} \times \frac{\nu_0}{\nu_1^2}, \quad \Delta_2 = \frac{\hbar c \delta_1 \alpha_0}{\pi \Gamma_{10}} \times \frac{\nu_0}{\nu_2^2} \quad (7)$$

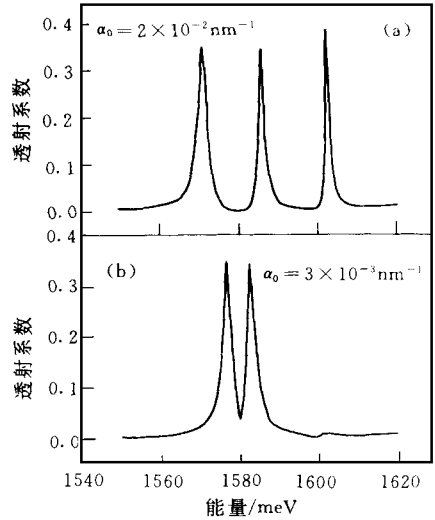


图 2 $\nu_0 = \nu_1$ 时腔的透射谱

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 3). 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 $k = 0$ 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 $k = 0$ 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

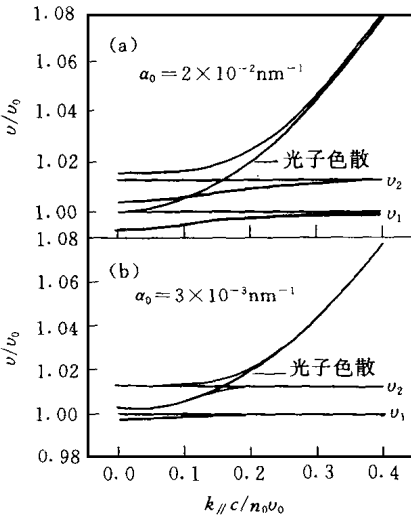


图 3 $\nu_0 = \nu_1$ 时激子极化激元的色散曲线

4 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. Nishikawa *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", Les Editions de Physique, 1988, 264
[4] H. Haug, "Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductor", World Scientific, 1990, 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*

Received 28 October 1997, revised manuscript received 17 December 1997

Abstract The transmission spectrum in microcavity-embedded coupled quantum wells is calculated by using the semi-classical linear-dispersion model. The results show 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