

金属平面半导体量子阱微腔自发发射

赵红东^{1,2,3} 张存善² 周 革¹ 沈光地³ 张以谟¹

(1 天津大学精密仪器与光电子工程学院 教育部光电信息技术科学开发实验室 天津 300072)

(2 河北工业大学文理学院 天津 300130)

(3 北京工业大学电子工程学系 北京市光电子技术室 北京 100022)

摘要 应用微腔量子电动力学和半导体量子阱物理, 讨论了平面半导体量子阱微腔的自发发射, 得到了腔结构、量子阱参量和注入载流子下的微腔自发发射谱和载流子寿命. 计算发现由于微腔和量子阱分别对光子和载流子的限制, 平面微腔可以增进自发发射, 具有很强单方向性.

关键词: 微腔, 自发发射, 量子阱

PACC: 4255P, 1220, 0365

文章编号: 0253-4177(2000)01-0033-05

Spontaneous Emission in Quantum Well Planar Micro-Cavities with Metallic Mirrors^{*}

ZHAO Hong-dong^{1,2,3}, ZHANG Cun-shan²,
ZHOU Ge¹, SHEN Guang-di³ and ZHANG Yi-mo¹

(1 *Optoelectronics Information Science and Technology Laboratory, College of Precision Instrument & Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

(2 *College of Literature and Science, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China*)

(3 *Department of Electronic Engineering, Beijing Polytechnic University and Beijing Optoelectronics Technology Laboratory, Beijing 100022, China*)

Received 4 September 1998, revised manuscript received 22 January 1999

Abstract Based on cavity quantum electrodynamics and physics of semiconductor quantum well, the spontaneous emission and spontaneous emission lifetime of the carrier in quantum well planar micro-cavities with metallic mirrors have been discussed. The spontaneous emission spectra are obtained for different mirror reflectivity and different cavity length, when the injection carrier density is fixed. As a result, spontaneous emission intensity, especially in one direction, can be enhanced for the confinements of the

^{*} 北京市自然科学基金和国家“863”高技术计划资助项目(Project Supported by Beijing Natural Science Foundation and by Chinese National High Technology (863) Plan).

赵红东 男, 1968 年出生, 博士后, 从事半导体量子理论、微腔激光器及光互连的研究.

1998-09-04 收到, 1999-01-22 定稿

photons and the carries by the cavity and the quantum well, respectively.

Key Words: Micro-Cavity, Spontaneous Emission, Quantum Well

PACC: 4255P, 1220, 0365

Article ID: 0253-4177(2000)01-0033-05

1 前言

1946 年 Purcell 发现腔可以增进自发发射,明确了自发发射不但与原子的上、下能级有关,更重要是受原子所处真空场的影响. 1979 年 Iga 教授成功地制造了面发射激光器. 近年使用 MBE 或 MOCVD 生长工艺,研制的垂直腔面发射激光器的腔长在光波波长量级,于是垂直腔面发射激光器可以构成微腔结构^[1~6].

人们注重面发射激光器的低阈值、低噪声、易集成的同时更注意其腔量子电动力学行为. 1992 年 Yamamoto 使用单偶极子辐射元分析了平面微腔的自发发射,其中除了选用了半导体材料的折射率外,其它并无半导体的特征参量,更没有谈到量子阱. 后来很多学者使用该方法分析半导体微腔的自发发射^[2,3,7]. 单偶极子辐射元近似只能给出自发发射相对的值,我们更希望知道半导体量子阱微腔自发发射的绝对数量,并且注入载流子填充到半导体能带中,单偶极子近似得到相对寿命表示所有注入载流子平均寿命会带有一定的偏差,本文应用腔量子电动力学和半导体量子阱物理对此进行了探讨.

2 理论模型和机制

这里采用图 1 所示的金属平面半导体微腔结构作为本文的模型示意图^[2,3]. 与单偶极子辐射元近似的

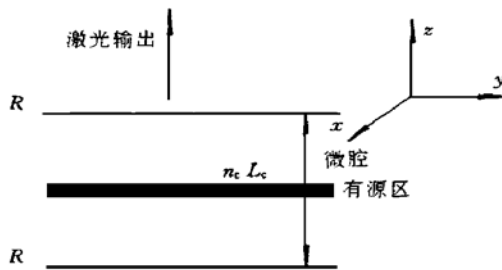


图 1 平面半导体微腔模型

FIG. 1 Planar Semiconductor Micro-Cavity Model

不同在于半导体材料在平面微腔的中间区域,有源区外的低折射率材料和镀金属膜构成微腔激光器的腔. 实际中下面反射镜的反射率略大于上面反射镜,以保证激光器顶端出射激光,这里近似地取两反射镜的反射率相同,并认为半导体有源区的厚度远远小于腔长.

2.1 量子理论处理原子间自发发射^[2,3]

按照 Dirac 理论把处于辐射场中的原子与场看成一个系统,其哈密顿量为:

$$\hat{H} = \frac{1}{2m}(\hat{p} - e\hat{A})^2 + eV(\vec{r}) + \hat{H}_r \quad (1)$$

$\hat{H}_r$ 是量子化自由辐射场的哈密顿量.

根据费米-黄金规则给出单个电子和空穴的复合率:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\mathcal{J}|^2 |\hat{H}_{int}|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega) \quad (2)$$

其中电子和辐射场相互作用项为:

$$\hat{H}_{int} = -\frac{q}{m_0} \hat{A} \cdot \hat{p} \quad (3)$$

矢势 $\vec{A}$ 的展开形式:

$$\vec{A}(\vec{r}) = i \sum_{i,\sigma} \frac{1}{\omega} \vec{e}_{i\sigma} [\mathcal{E} \hat{a}_{i\sigma} \exp(i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i) + \mathcal{E} \hat{a}_{i\sigma}^\dagger \exp(-i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i)] \quad (4)$$

$\hat{a}_{i\sigma}$ 、 $\hat{a}_{i\sigma}^\dagger$ 为消灭和产生算符; $\mathcal{E}$ 为腔内场的振幅.

2.2 单量子阱中载流子的分离能级

量子阱中电子和空穴在垂直于半导体材料生长方向受到势垒的限制,在平行于材料生长方向为自由

运动, 因此电子和空穴在量子阱中分裂为二维的子带, 对于导带底电子和价带顶空穴的运动采用单电子近似. 在有限阱中用有效质量薛定谔方程描述的电子或空穴波函数为:

$$\phi_n(x) = A \cos \left[\kappa_w z - \frac{(n-1)\pi}{2} \right] \quad |z| \leq \frac{d_w}{2} \quad (5a)$$

$$\phi_n(x) = B e^{-\xi_b |z|} \quad |z| \geq \frac{d_w}{2} \quad (5b)$$

根据波函数和概率流在势阱和势垒之间必须分别满足连续性边界条件可以得到^[8]:

$$\tan \left[\frac{\kappa_w d_w}{2} - \frac{(n-1)\pi}{2} \right] = \frac{\xi_b}{\kappa_w} \frac{m_{wj}}{m_{bj}} \quad (6)$$

其中

$$\kappa_w = \frac{\sqrt{2m_{wj}E_{jn}}}{\hbar}, \quad \xi_b = \frac{\sqrt{2m_{bj}(V_{bj} - E_{jn})}}{\hbar} \quad (7)$$

式中 m_j 为电子、空穴的有效质量; E_{jn} 为电子、空穴在材料生长方向分裂的子能级; V_j 表示导带或价带能带差.

2.3 平面半导体量子阱微腔的自发发射

半导体中的电子处于公有化运动, 电子填充到能带一定的态中, 它们按照费米统计占据可以容纳电子的态. 即注入载流子数目增加, 电子、空穴占据较高的能态, 费米能级表征了载流子填充半导体能带的情况, 由方程(2)、(3)、(4), 并考虑了平面微腔中真空场的各向异性^[2,3]和自由真空场的场强^[8]:

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar \omega}{V} \frac{2}{\bar{n} n_s \epsilon_0} \quad (8)$$

结合量子阱有源区结构, 于是可以得到平面量子阱微腔总的自发发射:

$$R_{sp}^{\infty}(E) = A \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \Phi C_i(\theta, \varphi, E) f_c(E) [1 - f_v(E)] \rho_{red}(E) F_m \quad (9)$$

式中 $f_c(E)$ 和 $f_v(E)$ 为导带、价带电子费米函数; $\rho_{red}(E)$ 表示量子阱中载流子的态密度^[7]; C_i 为平面微腔各向异性因子; 常数 A 为:

$$A = \frac{q^2 \bar{n} E_{21}}{8\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0 m_0^3 c_0^3} |M_{IJ}|^2 \quad (10)$$

其中 $\bar{n}$ 为有源区平均折射率. 令有源区处在两反射镜中间的位置, 并考虑到光场经过金属反射镜反射后存在半波损失, 则 C_i 写成:

$$C_i(E, \theta, \varphi) = \frac{(1-R) \left[1 + R + 2R^{1/2} \cos \left[\pi \left| \frac{2L_c}{\lambda_c} \cos \theta + 1 \right| \right] \right]}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \left[\pi \left| \frac{2L_c}{\lambda_c} \cos \theta + 1 \right| \right]} \times \cos^2 \theta \cos^2 \varphi \sin \theta$$

$$+ \frac{(1-R) \left[1 + R + 2R^{1/2} \cos \left[\pi \left| \frac{2L_c}{\lambda_c} \cos \theta + 1 \right| \right] \right]}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \left[\pi \left| \frac{2L_c}{\lambda_c} \cos \theta + 1 \right| \right]} \times \sin^2 \varphi \sin \theta$$

式中 R 为金属镜的反射系数; θ, φ 分别表示真空场与竖直方向和水平方向的夹角. 量子阱中各向异性因子 F_m 可表示成^[9]:

$$F_m = \begin{cases} \frac{3}{4} \left[1 + \frac{E_{cn}}{\epsilon_{cn}} \right] & (\text{TE, e-hh}) \\ \frac{1}{4} \left[5 - \frac{3E_{cn}}{\epsilon_{cn}} \right] & (\text{TE, e-lh}) \end{cases} \quad (12)$$

其中 ϵ_{cn} 为量子阱中电子的总能量, E_{cn} 为量子阱中第 n 阶分离的能量. 量子阱带内载流子之间、载流子和声子之间的色散, 破坏了原来严格的 k 选择. 引入谱的权函数 $W(\epsilon_k, E)$, 自发发射谱写成:

$$R_{sp}(E) = \int_{E_g}^{\infty} R_{sp}^{\infty}(E_{21}) W(\epsilon_k, E) d\epsilon_k \quad (13)$$

其中

$$W(\epsilon_k, E) = \frac{\frac{1}{\pi} \left[\frac{\hbar}{\tau_{in}} \right]}{(\epsilon_k - E)^2 + \left[\frac{\hbar}{\tau_{in}} \right]^2} \quad (14)$$

式中 τ_{in} 为带内弛豫时间, 一般在 0.1ps 量级.

半导体激光器注入载流子的寿命 τ_{sp} 是标志着注入载流子 N 的平均寿命, 其定义为:

$$\frac{N}{\tau_{sp}} = \int_0^{\infty} R_{sp}(E) dE \quad (15)$$

3 结果与讨论

由于量子阱对载流子的一维限制作用, 态密度由体材料的抛物线状变为台阶状, 注入相同数量载流子时, 在量子阱中填充的费米能级较高, 量子阱中光跃迁的强度增加, 并在带内弛豫趋近无穷的自发发射谱中出现峰值结构. 同时量子阱的存在破坏了晶体的各向同性, 这样引起 TE 模自发发射跃迁增强, 因此量子阱的自发发射峰值强度比体材料增加约一倍. 量子限制作用减弱了载流子的自由运动, 即电子的公有化程度变弱, 量子阱中可以提供更多的载流子满足腔内真空场的共振条件, 于是平面量子阱微腔总的自发发射谱峰值强度增长到 $5.28 \times 10^{28} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ (图 2a). 其中有源区为 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 量子阱, 注入载流子密度为 $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $T = 300\text{K}$, 微腔参量: $L_c \times n_c = 0.4029 \mu\text{m}$, 反射率为 0.95.

实验中经常要观测激光器某一方向的自发发射, 并且只有有效地将自发发射控制在出射光方向内才能增进微腔的自发发射因子, 微腔效应也就能充分地体现出来. 为此这里模拟在出射光方向 0.5° 内的自发发射谱 (图 2b). 由图看到, 在量子阱中载流子色散趋近无穷时, 单方向的自发发射谱的强度大约相当于 “无腔” 量子阱的六十倍, 即使考虑载流子带内弛豫引起自发发射谱的增宽, 谱的形状也明显地压窄.

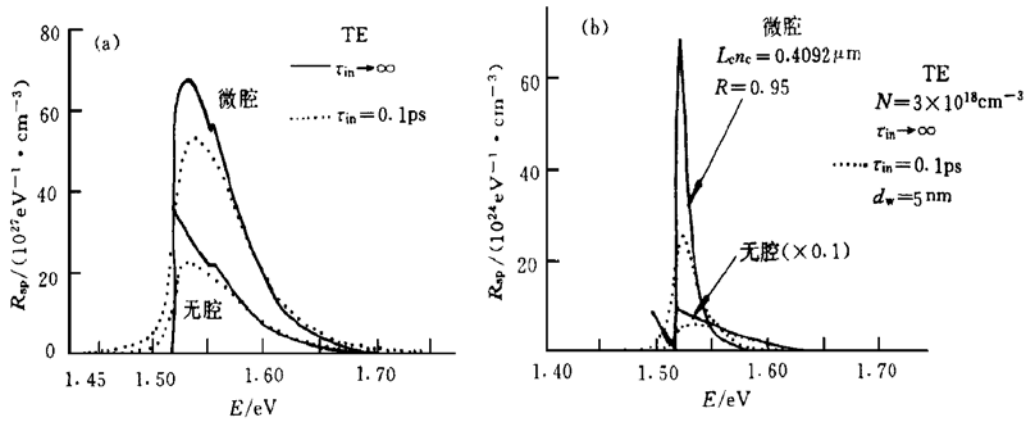


图 2 平面量子阱微腔和 “无腔” 量子阱 TE 模自发发射

图(a) 总的自发发射谱, 图(b) 单方向的自发发射谱; (图 2(a) 中无腔单方向自发发射谱的数值要乘以 0.1 为实际值).

FIG. 2 Spontaneous Emission from Planar Quantum well Micro Cavity

我们计算了确定注入载流子浓度、腔长、镜面的反射率、量子阱阱宽的平面量子阱微腔 TE 模自发发射谱 (图 2) 及注入载流子自发发射寿命 (图 3), 发现上述因素都影响微腔自发发射, 对单方向的自发发射更为突出. 增加反射率、选择腔长与辐射场接近共振且载流子受到量子限制时, 微腔激光器 TE 模的自发发射

明显增加, 因此腔和量子阱同时在量子阱微腔自发发射中发挥作用. 对比文献[7], 可以发现图3和单偶极子结果相似, 但由公式(15)可以看出, 注入载流子的寿命与所有载流子自发发射强度之和成反比, 它与文献[7]中单个偶极子寿命相对自己自由空间的值不同, 两者物理意义和数值上均存在差异, 因此避开复杂量子阱特性而研究半导体微腔只能得到近似的“相对值”.

4 结论

应用腔量子电动力学和半导体量子物理讨论半导体量子阱微腔的自发发射, 这是半导体微腔的实际要求. 由于同时考虑了载流子的量子限制和真空场的微腔限制, 半导体量子阱微腔总的自发发射可以增进约一倍, 单方向的自发发射可以增进约六十倍.

感谢 感谢北京大学物理系郭长志教授和中国科学院半导体研究所集成光电子实验室林世鸣研究员有意义的讨论.

参 考 文 献

- [1] 郑厚植, 半导体学报, 1997, **18**(7): 481 [Zheng Houzhi, Chinese Journal of Semiconductors, 1997, **18**(7): 481 (in Chinese)].
- [2] G. Björk *et al.*, Phys. Rev. A., 1993, **47**(5): 4451.
- [3] Y. Yamamoto *et al.*, Opt. Quantum Electron, 1992, **24**: S215.
- [4] K. Iga *et al.*, IEEE J. Quantum Electron., 1988, **24**(9): 1845.
- [5] 康学军, 林世鸣, 等, 半导体学报, 1996, **17**(11): 873 [Kang Xuejun, Lin Shiming *et al.*, Chinese Journal of Semiconductors, 1996, **17**(11): 873 (in Chinese)].
- [6] 赵红东, 林世鸣, 张存善, 等, 中国激光, 1998, **A25**(9): 833 [Zhao Hongdong, Lin Shiming, Zhang Cunshan *et al.*, Chinese Journal of Lasers, 1998, **A25**(9): 833 (in Chinese)].
- [7] I. Abram *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1998, **34**(1): 71.
- [8] C. Z. Guo (郭长志), “Semiconductor quantum well lasers,” Workshop on semiconductor superlattice/quantum well physics and opto-electronics devices, Guang-zhuo, China, Jan. 1991.
- [9] M. Yamanish *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys, 1984, **23**(1): L35.

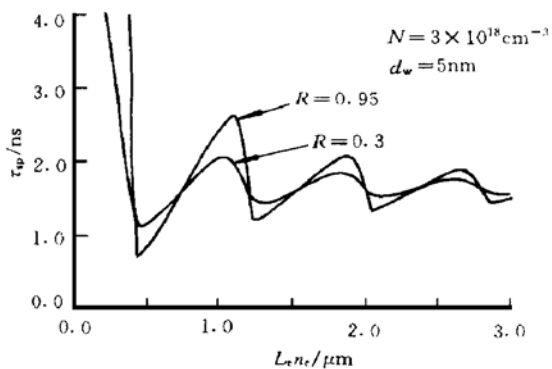


图3 平面量子阱微腔激光器注入载流子的自发发射寿命

FIG. 3 Spontaneous Emission Lifetime for Planar Microcavity Lasers with Quantum Well