

# 三维半导体 GaAs 量子阱微腔中的腔极化激元

刘文楷<sup>1</sup> 林世鸣<sup>2</sup> 安艳伟<sup>1</sup> 张存善<sup>3</sup>

(1 北方工业大学信息工程学院, 北京 100041)

(2 中国科学院半导体研究所 集成光电子国家重点实验室, 北京 100083)

(3 河北工业大学电气信息学院, 天津 300130)

**摘要:** 半导体微腔中腔模和激子模耦合形成腔极化激元, 三维微腔中由于横向限定腔模和激子模形成离散化的本征模式。本文计算了远离截止近似下, 三维半导体微腔中空腔腔模的能量与微腔半径的关系; 及腔模和激子模耦合后, 三维半导体柱型微腔中具有相同角量子数和径向量子数的两个低阶腔模、重空穴激子模、轻空穴激子模耦合形成的腔极化激元能量随微腔半径变化的情况。结果表明随着微腔半径的减小腔模能量蓝移, 腔模与相应的重空穴激子模、轻空穴激子模耦合形成的腔极化激元的三支随着微腔半径的减小存在明显的交叉行为。随着微腔半径的变化, 极化激元的三支所体现的模式的特性是变化的。

**关键词:** 半导体微腔; 腔极化激元; 激子

**PACC:** 4520; 7340L; 7847

中图分类号: TN 386

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2004)10-1319-05

## 1 引言

近年来, 随着超薄生长技术和各种超精细加工技术的发展, 小尺度凝聚态物质体系中光学微腔的研究引起人们的兴趣。因为量子微腔结构(quantum microcavity, QMC)可以在同一半导体微腔中同时控制光子和激子的特性, 所以对半导体微腔结构的研究在实验和理论上引起了国内外广大学者的兴趣。

半导体微腔结构中激子与光子之间的相互作用可以分为弱相互作用区和强相互作用区, 在弱相互作用区表现为微腔对激子自发发射的控制, 在强相互作用区可导致激子-光子混合模式的形成, 即腔极化激元。

在研究半导体平面微腔中光子和激子相互作用的同时<sup>[1~3]</sup>, 对三维半导体微腔的微腔效应的研究也取得很大进展<sup>[4,5]</sup>。目前大多数关于半导体微腔的实验采用 InGaAs 量子阱作为有源区, 由于量子阱残留的应变使得重空穴激子和轻空穴激子的能量间

隔较大, 因此在研究腔模和激子模相互作用时, 可只考虑腔模和重空穴激子的耦合; 但是在 GaAs 量子阱中由于重、轻空穴激子的能量间隔较小, 必须考虑腔模同时与重空穴激子模和轻空穴激子模相互作用<sup>[15]</sup>。

本文首先计算三维半导体微腔中不考虑耦合时腔模能量和微腔半径的关系, 然后, 利用三简谐振子模型计算具有相同角量子数和径向量子数的两个低阶腔模和重空穴激子模、轻空穴激子模耦合时所形成的三支腔极化激元的能量随微腔半径变化的情况。

## 2 三维微腔中腔模和激子模

### 2.1 三维微腔中的腔模

三维微腔的结构如图 1 所示, 其反射镜由折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$  的两种材料交替生长而成, 两种材料的物理厚度满足  $\lambda_0/4$ , 其腔由有源区量子阱和势垒层、隔离层构成, 腔的平均折射率为  $n_c$ , 腔体侧

刘文楷 男, 1968 年出生, 博士, 讲师, 目前主要从事半导体光电器件和集成电路的设计。

林世鸣 男, 1945 年出生, 博士, 研究员, 主要从事光电子器件的设计和制作。

2003-10-01 收到, 2004-03-28 定稿

©2004 中国电子学会

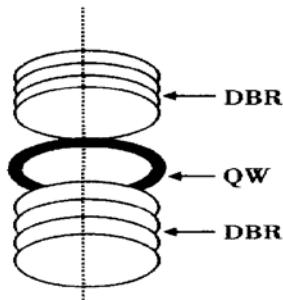


图 1 三维半导体微腔的结构

Fig. 1 Structure of three-dimension semiconductor microcavity

面为空气,由于腔体与空气界面折射率的不连续性,形成对腔内光场的横向限定。如果腔模的纵向传播常数与腔的半径  $a$  之积  $k_z a \gg 1^{[9]}$ , 我们可将光场分解为横向限定和垂直限定两部分之积。当不考虑腔模和激子模的耦合, 微腔内归一化的光场的波动方程可写为<sup>[6~8]</sup>:

(1)  $m \geq 1$  时,

对于 HE 模

$$\Psi_{mn}(r, \theta, z) = A_{mn} J_{m-1}(k_{mn} r) \times \exp[i m \theta] f(z) \exp(i \omega_{mn} t)$$

对于 EH 模

$$\Psi_{mn}(r, \theta, z) = A_{mn} J_{m+1}(k_{mn} r) \times \exp[i m \theta] f(z) \exp(i \omega_{mn} t)$$

(2)  $m = 0$  时,

对于 TE 或 TM 模

$$\Psi_{0n}(r, \theta, z) = A_{0n} J_1(k_{0n} r) \times f(z) \exp(i \omega_{0n} t)$$

此处  $J_m$  为  $m$  阶贝塞耳函数;  $n(n=1, 2\cdots)$  表示贝塞耳函数的第  $n$  个零点;  $f(z)$  为纵向依赖的归一化的函数, 可由传输矩阵方法得到<sup>[17]</sup>;  $A_{mn}$  为归一化因子;  $k_{mn}$  为径向传播常数, 可由特征方程求得<sup>[6~8]</sup>。这样三维微腔中的腔模可由角量子数  $m$  和径向量子数  $n$  来表示。此时,

$$\omega_{mn} = \frac{c}{n_c} \sqrt{k_z^2 + k_{mn}^2}$$

$c$  为光在真空中的传播速度。

## 2.2 三维微腔中的激子

对柱型微腔结构, 不考虑腔模和激子模的耦合时, 量子阱中的激子(重空穴激子和轻空穴激子)包络函数可写为<sup>[9]</sup>:

(1)  $m \geq 1$  时,

HE 模

$$\begin{aligned} \psi_{mv}(R, r) &= \psi_{mv}(R) X(r) \\ &= C_{mv} \exp[i m \theta] \frac{J_{m-1}(k_{mv} R)}{|J_m(x_{m-1, v})|} X(r) \end{aligned}$$

EH 模

$$\begin{aligned} \psi_{mv}(R, r) &= \psi_{mv}(R) X(r) \\ &= C_{mv} \exp[i m \theta] \frac{J_{m+1}(k_{mv} R)}{|J_m(x_{m+1, v})|} X(r) \end{aligned}$$

(2)  $m = 0$  时,

$$\psi_{0v}(R, r) = \psi_{0v}(R) X(r) = C_{0v} \frac{J_1(k_{0v} R)}{|J_2(x_{1, v})|} X(r)$$

$\psi_{mv}(R, r)$  为激子的包络函数;  $\psi_{mv}(R)$  为激子在量子阱平面内质心运动的波函数;  $X(r)$  为电子和空穴相对运动的波函数;  $R$  为质心运动坐标;  $r$  为电子和空穴相对运动的位置;  $C_{mv}$  为归一化因子, 在微腔和空气界面激子的质心运动将受到无穷大限定的势垒, 这就要求:

$$J_{m \mp 1}(k_{mv} a) = 0 \rightarrow k_{mv} = \frac{x_{m \mp 1, v}}{a}$$

负号对应 HE 模, 正号对应 EH 模, 此时  $v = 1, 2, \dots$  类似与腔模量子数  $n$  表示激子模式的径向量子数。

当柱型结构的半径较大时, 由于光场完全被限制在腔内, 具有相同角量子数、径向量子数和相同偏振方向的腔模和激子模才能耦合<sup>[9]</sup>, 即  $k_{mn} = k_{mv}$ , 腔模和激子模的相互作用发生在具有相同平面波矢的模式之间, 类似于平面微腔内腔模和激子模耦合的情形, 腔模的特征方程为  $J_{m \mp 1}(k_{mn} a) = 0$ 。此时腔模与重空穴激子和轻空穴激子相互耦合强度可表示为<sup>[10]</sup>:

$$g_{ch} = \hbar \left( \frac{e^2 f_{hh} N}{2 n_c^2 \epsilon_0 m_0 L_{eff}} \right)^{1/2}, g_{cl} = \hbar \left( \frac{e^2 f_{lh} N}{2 n_c^2 \epsilon_0 m_0 L_{eff}} \right)^{1/2}$$

$n_c, L_{eff}$  和  $N$  分别为腔的折射率, 有效腔长和量子阱数;  $L_{eff} = L_c + L_{topen} + L_{bopen}$ , 分别为腔长和光透射到上、下 DBR 的深度<sup>[3]</sup>;  $f_{hh}, f_{lh}$  分别为重空穴激子和轻空穴激子的振子强度;  $e$  为电子电量;  $m_0$  为电子的质量;  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数。

## 3 计算结果和讨论

### 3.1 微腔的结构

DBR 采用 GaAs/AlAs 结构, 上下 DBR 的周期数分别为 20 和 25,  $h_{GaAs} = 55.93\text{nm}$ ,  $h_{AlAs} =$

68.245nm, 腔体中有源区为三个 10nm 的 GaAs 量子阱, 势垒层为 10nm 的 Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As, 两个外势垒层为 38.77nm 的 AlAs, 衬底为 GaAs, 折射率参数分别取  $n_{\text{GaAs}} = 3.6$ ,  $n_{\text{AlAs}} = 2.95$ ,  $n_{\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}} = 3.3$ . 在退耦近似下轻空穴和重空穴的束缚能分别为 9meV 和 8meV<sup>[11]</sup>. 空腔的谐振波长为 805.4nm. 对于 10nm 的 GaAs 量子阱结构, 重空穴激子与轻空穴激子的振子强度比为 2.4:1,  $f_{hh} = 5.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,  $f_{lh} = 2.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ <sup>[12]</sup>;  $M_{hh} = 0.5m_0$ ,  $M_{lh} = 0.087m_0$ .

### 3.2 三维微腔中腔模的能量

半导体三维微腔是采用分子束外延方法生长出平面微腔结构, 然后利用干法刻蚀工艺制作而成. 如不考虑腔模和激子模的耦合, 腔模能量随微腔半径变化如图 2 所示, 图中横坐标为微腔的半径, 纵坐标为几个低阶模的能量与平面微腔的能量差. 图中由下到上依次为 HE<sub>11</sub>, EH<sub>01</sub>, EH<sub>11</sub>, HE<sub>12</sub>, HE<sub>02</sub>, EH<sub>12</sub>. 由图中我们可以看出, 由于横向限定作用, 腔模分裂为一系列离散的模式, 各个模式的能量依赖于微腔的半径. 随着微腔半径的减小, 模式的能量增加, 每个模式的能量与平面微腔的能量差随着半径的减小蓝移. 当微腔半径很大时, 各个模式的能量趋近于平面微腔的谐振能量.

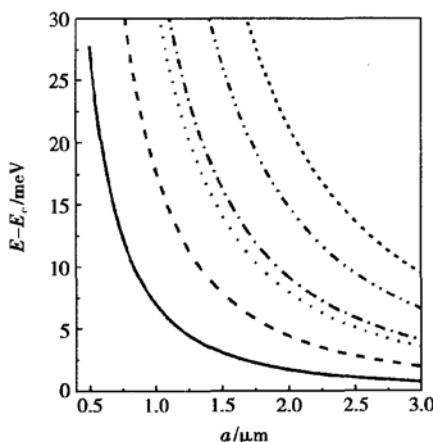


图 2 腔模的能量与微腔半径的关系

Fig. 2 Energies of cavity mode versus radius of microcavity

### 3.3 三维微腔中的极化激元

利用三简谐振子耦合模型<sup>[13~15]</sup>:

$$\begin{vmatrix} E_c - \gamma_c & g_{ch} & g_{cl} \\ g_{ch} & E_{hh} - \gamma_{hh} & 0 \\ g_{cl} & 0 & E_{lh} - \gamma_{lh} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} |\alpha_1|^2 \\ |\alpha_2|^2 \\ |\alpha_3|^2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} |\alpha_1| \\ |\alpha_2| \\ |\alpha_3| \end{pmatrix}$$

$E_c$ ,  $E_{hh}$  和  $E_{lh}$  分别表示腔模、重空穴激子模和轻空穴激子模的能量;  $\gamma_c$ ,  $\gamma_{hh}$  和  $\gamma_{lh}$  分别表示腔模、重空穴激子模和轻空穴激子模的线宽;  $|\alpha_1|^2$ ,  $|\alpha_2|^2$  和  $|\alpha_3|^2$  分别代表腔模、重空穴激子模和轻空穴激子模在三支腔极化激元中所占的权重. 在远离截止近似下, 我们可以得到腔模分别与相应的重空穴激子模、轻空穴激子模耦合的曲线. 图 3(a) 是 HE<sub>11</sub> 腔模与相应的 HE<sub>11</sub> 重空穴激子模、HE<sub>11</sub> 轻空穴激子所形成的腔极化激元的三支的能量与微腔半径关系曲线. 图 3(b) 是 EH<sub>01</sub> 腔模与相应的 EH<sub>01</sub> 重空穴激子模、EH<sub>01</sub> 轻空穴激子模所形成的腔极化激元的三支的能量与微腔半径关系曲线.

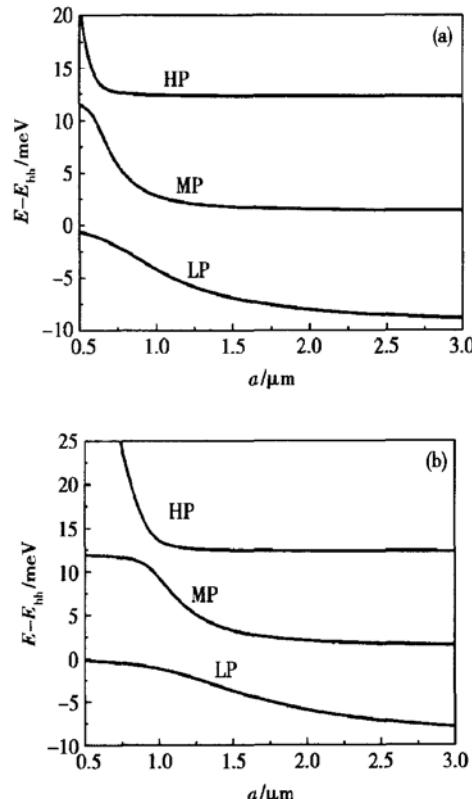


图 3 (a) HE<sub>11</sub> 腔模与相应的重空穴激子模、轻空穴激子模耦合形成的腔极化激元能量与微腔半径关系; (b) EH<sub>01</sub> 腔模与相应的重空穴激子模、轻空穴激子模耦合形成的腔极化激元能量与微腔半径关系

Fig. 3 (a) Energies of the cavity polaritons as a function of radius for the HE<sub>11</sub> mode; (b) Energies of the cavity polaritons as a function of radius for the EH<sub>01</sub> mode

从图3可以看出腔模与相应的重空穴、轻空穴激子模所形成的腔极化激元的三支的能量随着微腔半径的减小而增加,但存在反交叉现象(anticrossing)。它最早出现于金属微腔中描述原子和光子强耦合现象,其物理意义为随着原子的跃迁频率和腔的谐振频率差的变化,原子-光子系统组成的缓饰系统的两个能态分别体现不同粒子的特性,所以它最早是用来描述两种粒子之间的耦合。这里引用这一词只用来说说明三维微腔中三种粒子之间强耦合后也出现类似现象。即随着微腔半径的变化极化激元的高、中、低三支分别体现出不同的模式特性,当微腔半径较大时低能支体现腔模的特性,高能支体现轻空穴激子模的特性;当微腔半径较小时低能支体现重空穴激子模特性,高能支体现腔模特性。由色散关系我们可以进一步分析随着半径的变化极化激元的低能支(LP)、中能支(MP)和高能支(HP)主要表现的模式特性。在量子阱中激子的色散关系可表示为:

$$E_{mx}(k_{mx}) = E_{x0} + \frac{\hbar^2 k_{mx}^2}{2M_x} \quad (x \text{ 代表重空穴或轻空穴}) \quad (1)$$

这里  $E_{x0}$  表示平面波矢为零时激子的能量(对于我们所设计的量子阱平面波矢为零时,重空穴和轻空穴激子的能量分别为 1.550eV 和 1.562eV);  $M_x$  代表重空穴(或轻空穴)激子的质量。虽然光子是无质量粒子,但是微腔中腔模的能量色散关系可近似为<sup>[15]</sup>:

$$E_{mn}(k_{mn}) = E_{c0} + \frac{\hbar^2 k_{mn}^2}{2M_c} \quad (2)$$

其中  $E_{c0}$  为平面微腔的谐振能量(本结构中为 1.542eV);  $M_c = n_c^2 E_{c0}/c^2$ , 为光子的有效质量<sup>[15]</sup>, 大约等于  $10^{-5} m_0$ 。

由(1)和(2)式可以看出,由于光子的有效质量远远低于重、轻空穴激子的质量,所以在平面波矢较小(或者说微腔半径较大)的情况下腔模的能量最低,重空穴较高,轻空穴最高。随着平面波矢的增加(或者说微腔半径的减小)腔模的能量迅速增加,轻空穴较少,重空穴增加的最少。当平面波矢较小(半径较大)时,腔模能量最低,轻空穴能量最高,所以 LP 支主要表现出腔模的特性, MP 支主要表现重空穴激子模的特性, HP 支主要表现轻空穴激子模的特性;当半径减小,平面波矢增加到一定程度时,重空穴激子模能量最低,轻空穴激子模能量最高, LP 支主要表现出重空穴激子模的特性, MP 主要表现腔模的特性, HP 支主要表现轻空穴激子模的特性;随着半径的进一步减小,腔模的能量大于轻空穴激

子模能量, LP 支主要表现重空穴激子模的特性, MP 支主要体现轻空穴激子模的特性, HP 支主要体现腔模的特性。腔极化激元的三支所表现的模式特性随微腔半径的变化类似于平面微腔中极化激元所体现的模式特性随入射角度变化的情形<sup>[13]</sup>, 其根源在于随微腔半径的不同腔模、重空穴激子模和轻空穴激子模在三支中的权重不同。由于腔极化激元所体现的模式特性的变化,导致其线宽和有效质量等随着微腔半径的变化而变化。例如,如果极化激元主要体现腔模的特性则其有效质量很小,如果极化激元体现重空穴激子模的特性其有效质量较大。

## 4 结论

半导体三维微腔中由于横向限定,空腔腔模能量是完全分立的,同时由于横向限定激子的质心运动受到限制,激子的平面波矢也取分立值。空腔腔模的能量随着半径的减小蓝移。在远离截止近似下,利用三简谐振子耦合模型,我们可以得到腔模与相同角量子数和径向量子数的重空穴激子模、轻空穴激子模耦合所形成的腔极化激元的三支的能量随微腔半径变化的曲线。结果表明,随着微腔半径的减小腔极化激元的三支存在明显的反交叉现象。随着微腔半径的变化,极化激元的三支所体现的模式的特性是变化的。

## 参考文献

- [1] Weisbuch C, Nishioka M, Ishikawa A, et al. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys Rev Lett*, 1992, 69(23): 3314
- [2] Zheng Houzhi. Semiconductor microcavity: physics and its applications. *Chinese Journal of Semiconductors*, 1997, 18(7): 481(in Chinese)[ 郑厚植. 半导体微腔物理及其应用. 半导体学报, 1997, 18(7): 481]
- [3] Guo Changzhi, Chen Shuilian. On microcavity effect in vertical cavity surface emitting quantum well laser with multilayer heterostructure reflectors. *Acta Physica Sinica*. 1997, 46(2): 1732(in Chinese)[ 郭长志, 陈水莲. 分布反射面发射垂直微腔半导体激光器的微腔效应. 物理学报, 1997, 46(2): 1732]
- [4] Gerard J M, Fisher T A. Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(5): 1110
- [5] Gubord T, Bayer M, Forchel A, et al. Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots. *Phys Rev B*, 1998, 57(16): 9950

- [ 6 ] Gerd Keiser. Optical fiber communication. McGraw-Hill, 1983: 381
- [ 7 ] Perk K Cheo. Fiber optics and optoelectronics. New Jersey: Prentice Hall, 1990: 285
- [ 8 ] Liu Desen. Fibre optics. Beijing: Science Press, 1987: 176 (in Chinese) [ 刘德森. 纤维光学. 北京: 科学出版社, 1987: 176]
- [ 9 ] Panzarini G, Andreani L C. Quantum theory of exciton polaritons in cylindrical semiconductor microcavity. Phys Rev B, 1999, 60(24): 16799
- [ 10 ] Savona V, Andreani L C, Schwendimann P, et al. Quantum well excitons in semiconductor microcavities: unified treatment of weak and strong coupling regimes. Solid State Commun, 1995, 93(9): 733
- [ 11 ] Xia Jianbai, Zhu Bangfen. Semiconductor superlattice physics. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 1995: 83 [ 夏建白, 朱邦芬. 半导体超晶格物理. 上海: 上海科学技术出版社, 1995: 83]
- [ 12 ] Gil B, Khalifi Y E, Mathieu H. Accurate theory of excitons in GaAs-GaAlAs quantum wells. Phys Rev B, 1990, 42(14): 8928
- [ 13 ] Liu Wenkai, Lin Shiming, Zhang Cunshan. Coupling between cavity mode and heavy-hole exciton and light-hole exciton in semiconductor microcavity. Acta Physica Sinica, 2002, 51(9): 2052 (in Chinese) [ 刘文楷, 林世鸣, 张存善. 半导体微腔中腔模、重空穴激子模和轻空穴激子模耦合. 物理学报, 2002, 51(9): 2052]
- [ 14 ] Liu Wenkai, Lin Shiming, Zhang Cunshan. In-plane propagation of cavity polaritons in a quantum semiconductor microcavity. Chin Phys Lett, 2002, 19(6): 843
- [ 15 ] Skolnick M S, Fisher T A, Whittaker D M. Strong coupling phenomena in quantum microcavity structures. Semicond Sci Technol, 1998, 13(3): 645
- [ 16 ] Liu Wenkai, Lin Shiming, Wu Shu, et al. Research on etch rate of reactive ion etching of GaAs, AlAs and DBR. Chinese Journal of Semiconductors, 2001, 22(9): 1222 (in Chinese) [ 刘文楷, 林世鸣, 武术, 等. GaAs、AlAs、DBR 反应离子刻蚀速率的研究. 半导体学报, 2001, 22(9): 1222]
- [ 17 ] Born M, Wolf E. Principles of optics. Beijing: Science Press, 1978: 77 (in Chinese) [ 波恩 M, 沃耳夫 E. 光学原理. 北京: 科学出版社, 1978: 77]

## Cavity Polaritons of GaAs Quantum in Three-Dimension Semiconductor Microcavity

Liu Wenkai<sup>1</sup>, Lin Shiming<sup>2</sup>, An Yanwei<sup>1</sup> and Zhang Cunshan<sup>3</sup>

(1 North China University of Technology, Beijing 100041, China)

(2 State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics Institute of Semiconductors,

The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

(3 College of Electricity Information, Hebei University of Technology, Tianjin 300130, China)

**Abstract:** In the far from cutoff approximation the energies of empty cavity modes vs radii of three-dimension semiconductor microcavity are evaluated. The energies of cavity polaritons coupled by the lower cavity modes, heavy-hole, and light-hole exciton modes, which must have the same azimuthal and radial quantum number, are calculated. It is indicated that the cavity modes blueshift with decreased radius, and on decreasing radii there is obvious anticross between the three polaritons resulted from interaction between cavity modes and its corresponding exciton modes. It is also shown that the primary characteristics exhibited by the cavity polaritons are different from varied radii.

**Key words:** semiconductor microcavity; cavity polariton; exciton

PACC: 4520; 7340L; 7847

Article ID: 0253-4177(2004)10-1319-05

Liu Wenkai male, was born in 1968, lecturer. His research interest is in optoelectronics device and IC design.

Lin Shiming male, was born in 1945, professor. His major interest includes design and fabrication of optoelectronics devices.

Received 1 October 2003, revised manuscript received 28 March 2004

©2004 The Chinese Institute of Electronics