

InGaAs/InAlAs 多量子阱结构的量子 限制 Stark 效应研究

俞 谦 王健华 李德杰

(清华大学电子工程系, 集成光电子学国家重点实验室, 北京 100084)

王玉田 庄 岩

(中国科学院半导体研究所, 国家光电子工艺中心, 北京 100083)

姜 炜 黄 绮 周钧铭

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(1994 年 10 月 19 日收到)

通过吸收光电流谱的测量, 观察到用国产 MBE 设备生长的与 InP 衬底晶格匹配的 InGaAs/InAlAs 多量子阱结构的量子限制 Stark 效应及其与光偏振方向有关的各向异性电吸收特性. 报道了可用于波导型调制器制作的 MQW 样品材料的 X 射线双晶衍射结果, 并用计算机模拟出与实测十分相似的曲线, 得到了可靠的量子阱结构参数, 证明样品材料具有优良的外延质量. 利用等效无限深阱模型进行的理论计算表明, 应考虑样品 p-i-n 结内建电场的影响, 才能使算出的吸收边红移与实验值符合.

PACC: 7340L; 7820J; 6110F

1 引 言

多量子阱(MQW)异质结构由于量子尺寸效应, 在室温下仍可观察到光的激子吸收峰, 而且在垂直于多量子阱材料外延层的外加电场下, 激子吸收边会向长波长方向移动, 使多量子阱材料带边附近光的吸收系数在外加电场以后发生很大变化, 即所谓量子限制 Stark 效应(QCSE)^[1]. 利用此效应制成的电吸收型光强度调制器因具有驱动电压小、调制速率高、频率啁啾小、易于与半导体激光器单片集成等优点而受到重视^[2].

与 InP 衬底晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 的 MQW 材料, 带边在长波长光通信所用的 $1.55\ \mu\text{m}$ 附近, 且其价带不连续小, 光生空穴泄放快, 比 InGaAsP 材料有更大的饱和吸收光强^[3], 很适于制作长波长电吸收型调制器. 利用调制器的非线性调制特性可以产生超短光脉冲链, 并进而用于生成光孤子. 相比于其它一些生成光孤子的方法, 这种方法比较简单, 而且有高度的灵活性与可靠性^[4,5].

对用分子束外延(MBE)方法在 InP 衬底上生长的 InGaAs/InAlAs 的 MQW 异质结

* 国家自然科学基金资助的课题.

构的样品用 X 射线双晶衍射进行测量,分析出多量子阱的结构参量,并通过在室温对不同外加电场下样品吸收光电流谱的测量,研究了 InGaAs/InAlAs 的 MQW 的量子限制 Stark 效应.利用等效无限深阱方法近似计算了外加电场后 MQW 材料光吸收边的红移,考虑样品 p-i-n 结的内建电场后,计算值与实验值基本符合.另外,还对比了光电场垂直于 MQW 外延层(TM 偏振)和光电场平行于外延层(TE 偏振)的吸收光电流谱,观察到 TM 偏振重空穴激子吸收强度比 TE 偏振小,即 MQW 存在光吸收的各向异性.

2 实验方法

2.1 样品制备

本文所研究的 InGaAs/InAlAs 的 MQW 材料是由中国科学院物理研究所在国产 IV 型 MBE 设备上生长的,衬底为掺硫的 n 型 InP 衬底,外延层设计结构如图 1 所示,为 p-i-n 结构,i 区非故意掺杂为 15 个周期的量子阱,用 InGaAs 作阱,InAlAs 作垒.设计阱宽 L_z = 垒宽 L_b ,为 7.0—8.5 nm.生长的材料可用于进一步制作波导型光调制器.

用于测量吸收光电流谱的样品制成宽接触二极管型.先在所生长的外延片表面蒸上 Au/Cr 作为 p 电极,而后减薄衬底至 120 μm ,再在衬底背面蒸上 AuGeNi 作为 n 电极,最后解理为 200 μm × 300 μm 样品.

p ⁺ - InGaAs	0.2—0.4 μm
p - InAlAs	1.0—1.3 μm
i - MQW	
n ⁺ - InAlAs	0.2—0.4 μm
n ⁺ - InP Sub.	

图 1 样品材料外延层结构设计

2.2 样品测试

生长材料结构参数测量是利用国家光电子工艺中心从日本进口的 Rigaku SLX-1A X 射线双晶衍射仪,利用 CuK α 1 线作为 X 射线源,用 Ge(004)为非对称单色器,获得半高全宽(FWHM)为 2.3°的 X 射线,再入射到待测样品上.

图 2 为吸收光电流谱的测量装置.用碘钨灯作为光源,光经过斩波器和单色仪后用光纤束引出,引出光功率约为 100 μW ,光谱线 FWHM 约为 1 nm,波长在 1.0—2.0 μm 范围内连续可调.利用 20—40 倍的显微物镜把光纤束输出光聚焦照射到样品的解理腔面上.可以在光纤束与显微物镜间加上 Glan-Taylor 棱镜以获得偏振光.光电流在电阻上产生的电压降可由锁相放大器测量.单色仪波长用步进电机控制,用计算机实现自动数据采集和处理.

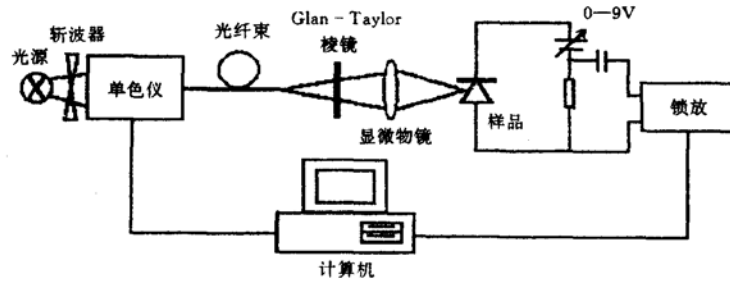


图2 吸收光电流谱测量装置

3 实验结果

3.1 X射线双晶衍射结果

由于InAs与GaAs(或AlAs)的晶格常数相差较大(约7%), InGaAs与InAlAs中In组份必须严格控制在与InP匹配的组份附近,因此对材料生长要求很高.X射线双晶衍射提供了评价材料生长质量的有力手段.

图3所示为样品材料在InP衬底(004)晶面Bragg反射峰附近的X射线衍射图,图3中横坐标为2倍Bragg角,纵坐标为衍射强度的对数.表1给出各个衍射峰的Bragg角与强度.

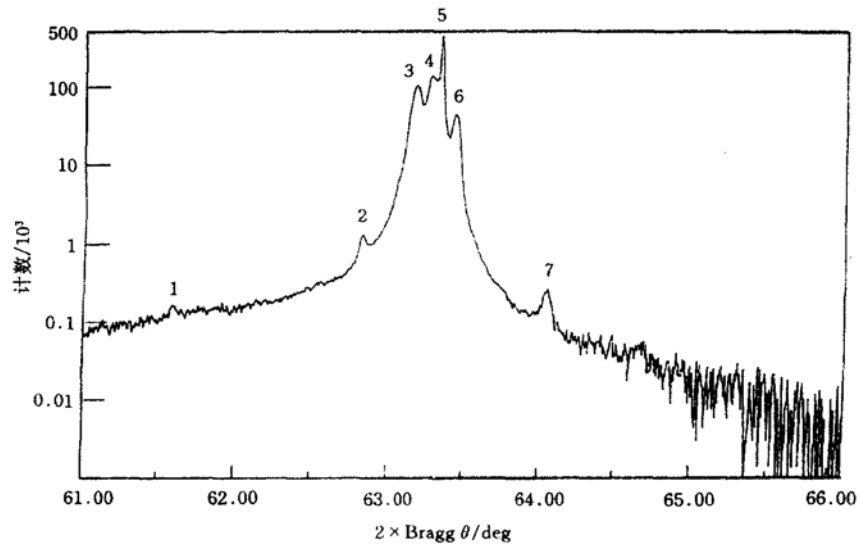


图3 样品材料在InP(004)反射峰附近的X射线双晶衍射图

表 1 各衍射峰 Bragg 角及强度

编 号	名 称	Bragg θ /deg	强 度
No. 1	$n = -3$ MQW 卫星峰	30.750	170
No. 2	$n = -1$ MQW 卫星峰	31.414	1323
No. 3	p^+ -InGaAs 层	31.591	103402
No. 4	p -InAlAs 层	31.640	134459
No. 5	InP(004)	31.671	454613
No. 6	MQW 零级峰	31.719	43576
No. 7	$n = +1$ MQW 卫星峰	32.025	268

从图 3 上可以清楚地看到 MQW 的零级峰和 $n = \pm 1$ 及 $n = -3$ 的卫星峰, 由表 1 MQW 的 $n = \pm 1$ 卫星峰关于零级峰完全对称. 从图 3 上看不到 $n = \pm 2$ 卫星峰, 因为设计 $L_z = L_b$, 2 级卫星峰出现消光. 由于样品材料可用于制作波导型调制器, 有很厚的 In-AlAs 包层及用作欧姆接触的 InGaAs 层, 从图 3 上可以看到这两层对应的衍射峰. 在有这样厚包层的情况下, 仍可观察到 MQW 层的衍射峰及卫星峰, 甚至在卫星峰之间还能看到一些更加细小的 Pendellösung 条纹, 说明多量子阱生长的一致性、均匀性乃至界面平整性都很好^[6].

3.2 吸收光电流谱测量结果

实验中, 光从单色仪引出, 用 Glan-Talor 棱镜起偏后再聚焦照射到样品解理腔面上. 图 4 为光场平行于 MQW 层 (TE 偏振) 测得的光电流谱. 图 5 为光场垂直于 MQW 层 (TM 偏振) 光电流谱.

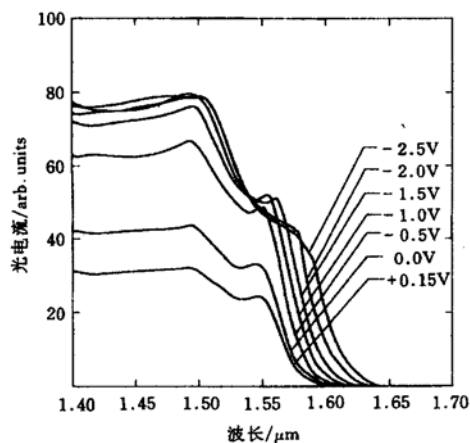


图 4 TE 偏振吸收光电流谱

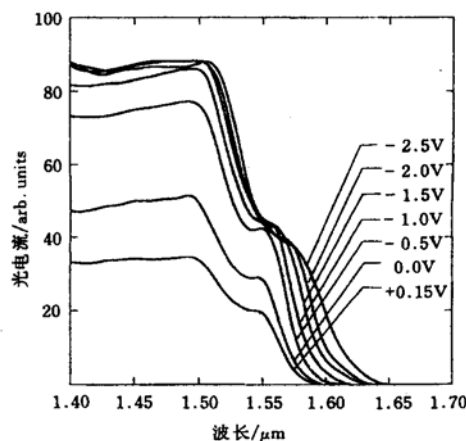


图 5 TM 偏振吸收光电流谱

当样品上的外加电压 V_b 从 $+0.15$ 变至 -2.5 V 时, 可以观察到明显的吸收边红移. 对 TE 偏振, 在样品 p-i-n 结上的反向偏压 V_b 较小时, 可观察到重空穴激子吸收峰, 而反向偏压加大后, MQW 区的强电场引起激子峰展宽, 使之难以分辨. 对 TM 偏振, 仅在对应于重空穴激子吸收的地方出现一个光电流平台, 无明显重空穴激子峰. 图 6 对比了 $V_b =$

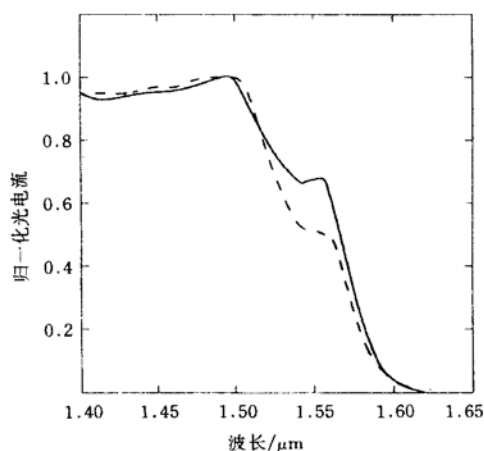


图6 TE(实线)与TM(虚线)偏振归一化光电流谱对比(以轻空穴激子峰强度为1作归一化)

-1.0 V 时, TE 与 TM 偏振的光电流谱, 这时 MQW 基本上完全耗尽, 可以从图 6 上看到 TM 偏振重空穴激子吸收强度比 TE 偏振弱。

4 分析与讨论

4.1 X 射线双晶衍射结果分析

从 X 射线双晶衍射图上各衍射峰位置, 可推算出样品各层的晶格匹配情况与组份, 可以得到 MQW 的周期, 而从各衍射峰的强度信息, 可以确定各层的厚度^[7]。

由 Bragg 方程, 外延层在垂直于(001)面方向(外延生长方向)上的平均晶格常数 $a_{\perp}$ 与衬底晶格常数 a_s 的相对差别可表为

$$\epsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp} - a_s}{a_s} = -\cot\theta_B \cdot \Delta\theta,$$

其中 θ_B 为 InP(004)晶面 Bragg 角, $\theta_B = 31.67^\circ$; $\Delta\theta$ 为外延层 Bragg 角与 θ_B 之差。而若对应于外延层组份的体材料晶格常数为 a_e , 则由弹性理论

$$\epsilon_e = \frac{a_e - a_s}{a_s} = \frac{K_{11}}{K_{11} + 2K_{12}} \epsilon_{\perp},$$

K_{11} 和 K_{12} 为该材料弹性系数。

对 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 与 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, $K_{11}/(K_{11} + 2K_{12}) \approx 0.5$ ^[9], 故而 $\epsilon_e \approx 0.50\epsilon_{\perp}$ 。

表 2 是根据表 1 中测量数据计算的外延材料各层的晶格失配情况及相应的 In 组份偏差。可以看到从外延片表层往衬底方向, 由正失配逐渐过渡到负失配, In 组份也从正偏差变为负偏差。这可能是由于随着 MBE 外延的进行, In 束流有一定漂移造成的。

表 2 样品各外延层晶格失配情况与对应 In 组份偏差

	$\Delta\theta/\text{deg}$	$\epsilon_{\perp}$	$\epsilon_{\parallel}$	In 组份偏差
MQW	0.048	-1.4×10^{-3}	-7×10^{-4}	-0.01
p-InAlAs	-0.031	8.8×10^{-4}	4×10^{-4}	+0.006
p ⁺ -InGaAs	-0.080	2.3×10^{-3}	1.2×10^{-3}	+0.017

采用半运动学理论,用计算机模拟可进一步分析样品各层厚度.图 7 为用计算机模拟的衍射图,采用的材料各层厚度如图 8 所示.对比图 7 与图 3 可发现两者十分相似,这说明计算机模拟的理论模型十分成功,同时也说明材料生长质量较好,否则对如此复杂结构的模拟是难以想象的.

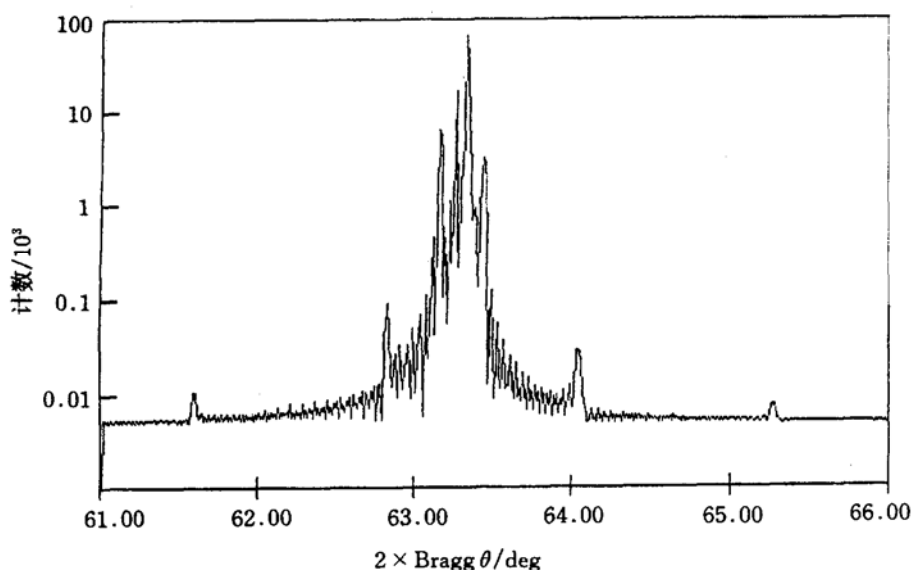


图 7 计算机模拟 X 射线双晶衍射图

p ⁺ -InGaAs	0.4 μm
p-InAlAs	0.9 μm
i-MQW	$L_x = L_y = 8.44 \text{ nm}$
n ⁺ -InAlAs	0.2 μm
n ⁺ -InP Sub.	

图 8 计算机模拟算出的各层厚度

利用 MQW $n = \pm 1$ 卫星峰与零级峰角距离 $\Delta\theta^{\pm 1}$ 可求出 MQW 的周期 D ($D = L_x + L_y$). 由 Bragg 方程, $2D\sin\theta = L\lambda$, θ 在 θ_B 附近, 对 θ 取差分有

$$D = \frac{\lambda}{2\cos\theta_B} \frac{\Delta L}{\Delta\theta} = \frac{0.519 \text{ nm}}{\Delta\theta^{\pm 1} \text{ deg}},$$

由表 1, $\Delta\theta^{\pm 1} = 0.3055^\circ$, 算得 $D = 17.0 \text{ nm}$.

由于二级卫星峰消光, 有 $L_z = L_b = 8.5$ nm, 与计算机模拟的 8.44 nm 一致.

4.2 吸收光电流谱结果分析

(1)理论上, 由于量子阱能带结构满足 $D2d$ 对称性, 对 TM 偏振由选择定则限制, 仅有轻空穴激子可吸收光子而被激发, 重空穴激子不会吸收光子; 对 TE 偏振, 两者均可被激发^[11]. 因而, 理论上 TM 偏振光吸收谱应观察不到 e-hh 吸收峰. 在我们的实验中, 由于聚焦不够理想, 聚焦后光电场仍存在平行于 MQW 层的分量, 产生 e-hh 吸收, 故而在 TM 偏振的吸收谱上对应于重空穴激子吸收的地方可看到一个光电流平台, 但强度明显弱于 TE 偏振. 另外, 价带混合效应也可能会产生一些影响, 使量子阱能带结构偏离理论假定的对称性^[12].

(2)利用 Kronig-Penny 模型, 可计算出量子阱中电子与空穴的子能级, 进而算出激子跃迁能量, 对与 InP 晶格匹配的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 与 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 有如表 3 所示的能带结构参数^[8,9].

表 3 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 与 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 的能带结构参数

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$
$m_e^* = 0.041m_0$	$m_e^* = 0.075m_0$
$m_{hh}^* = 0.38m_0$	$m_{hh}^* = 0.57m_0$
$m_{lh}^* = 0.052m_0$	$m_{lh}^* = 0.095m_0$
$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2(T + \beta)^{-1}$	$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2(T + \beta)^{-1}$
$E_g(0 \text{ K}) = 803 \text{ meV}$	$E_g(0 \text{ K}) = 1.541 \text{ eV}$
$E_g(297 \text{ K}) = 736 \text{ meV}$	$E_g(297 \text{ K}) = 1.448 \text{ eV}$
$\alpha = 4.10 \times 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$	$\alpha = 4.7 \times 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$
$\beta = 226 \text{ K}$	$\beta = 149 \text{ K}$

因为 E_g 的取值对计算结果影响较大, 计算中根据双晶衍射的测量结果, 考虑了样品 MQW 层中 In 组份的 -0.01 的偏差和由此产生的应力对能隙的影响, 采用如下修正后的 E_g 值: $E_g^{\text{hh}}(\text{InGaAs}) = 740 \text{ meV}$, $E_g^{\text{lh}}(\text{InGaAs}) = 738 \text{ meV}$, $E_g(\text{InAlAs}) = 1.458 \text{ eV}$. 取 InGaAs 与 InAlAs 能带不连续性比值 $\Delta E_0/\Delta E_g = 0.71$, 激子束缚能为 6 meV ^[8], 并用 $m^* = m_0^*(1 + 2\alpha E)$, $\alpha = \frac{(1 - m_0^*/m_0)^2}{E_g^{-1}}$ 进行非抛物线能带修正^[10], 对 $L_z = L_b = 8.5$ nm,

算得 $n = 1$, 重空穴激子(e-hh)峰在 801 meV (1548 nm), 轻空穴激子(e-lh)峰在 828 meV (1498 nm). 而由图 4 所示的光电流谱, 在没有外加偏压的情况下, $n = 1$, (e-hh)峰位于 $(1544 \pm 4) \text{ nm}$, (e-lh)峰位于 $(1494 \pm 4) \text{ nm}$, 可见计算值与实验结果符合得很好. 值得指出的是, 这里计算中采用的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的 E_g 是用光反射谱(PR)测得的, 并修正了样品应力的影响^[9].

(3)对势垒较宽的 MQW, 可忽略阱间耦合, 按照外加电场为零时基态能量相同的原理, 利用等效无限深阱模型近似计算外加电场下电子与空穴的能级移动和激子跃迁能量的红移^[1,13]. 在前面激子跃迁能量的计算中, 已经得到样品 MQW 区电场为零时, 电子基态能量 $E_{e1} = 57.4 \text{ meV}$, 重空穴基态能量 $E_{hh1} = 9.35 \text{ meV}$. 假定样品 p-i-n 结的自建电场

在 MQW 区的电压降为 V_d , 外加电压为 V_b , ($V_d + V_b$) 均匀加在 MQW 区, MQW 区厚度 $d = 0.2465 \mu\text{m}$ ($d = 15L_z + 14L_b$, $L_z = L_b = 8.5 \text{ nm}$), 忽略激子束缚能的减少与激子吸收峰的展宽, 即可用等效无限深阱模型算出相对于 $V_b = 0$ 的激子吸收边的能量红移 ΔE .

对宽度为 a 的无限深阱, 带电粒子(质量为 m^* , 带电量为 q)在垂直于阱面的电场 F 作用下运动, 取 $F = 0$ 时粒子基态能量 $E_1(0)$ 为能量单位. 以 $F_1 = E_1(0)/aq$ 为电场单位, $f = F/F_1$ 为归一化电场, $W_n(f) = E_n(f)/E_1(0)$ 为归一化基态能量, f 与 $W_n(f)$ 满足如下边值问题:

$$-\frac{d^2}{dx^2} y(x) + \frac{f}{\pi} xy(x) = W_n(f)y(x),$$

$$y(-\pi/2) = y(\pi/2) = 0.$$

利用有限差分方法可将此微分方程边值问题离散为实对称矩阵特征值问题, 算出 $W_n(f)$.

在外加电场较弱时, 利用二阶微扰法, 有

$$W_1(f) = 1 - \frac{1}{48} \left(\frac{15}{\pi^2} - 1 \right) f^2.$$

上式可用于检验数值计算精度, 图 9 给出数值法与微扰法计算的归一化基态能量移动 $1 - W_1(f)$. 可以看出当 $f < 5$ 时两者差别很小, 而 f 较大时, 微扰解结果偏大.

为定量描述吸收边位置, 取光电流下降为 e-hh 吸收峰最大光电流强度的一半处作为边的位置, 并由图 4 得到 ΔE 的实验值. 表 4 给出 ΔE 计算值与实验值对比. 在忽略 V_d , 即取 $V_d = 0$ 时, 计算结果明显小于实验结果, 而根据假设的不同 V_d 所作的计算表明, 取 $V_d = (0.35 \pm 0.05) \text{ V}$ 计算结果与实验结果符合较好.

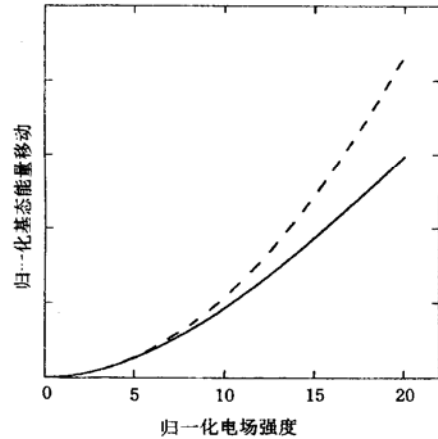


图 9 数值方法(实线)与微扰法(虚线)计算的归一化能量移动

表 4 ΔE 计算值与实验值对比

V_b/V	ΔE (实验值)	ΔE (计算值)			
		$V_d = 0.0 \text{ V}$	$V_d = 0.30 \text{ V}$	$V_d = 0.35 \text{ V}$	$V_d = 0.40 \text{ V}$
-0.5	1.8 ± 0.5	0.63	1.36	1.48	1.59
-1.0	4.4 ± 0.5	2.45	3.84	4.06	4.28
-1.5	7.9 ± 0.5	5.34	7.29	7.60	7.91
-2.0	11.7 ± 0.8	9.13	11.6	12.0	12.3
-2.5	16.6 ± 0.8	13.7	16.5	17.0	17.4

5 结 语

我们建立了简单、可靠的光电流谱测量系统, 通过对吸收光电流谱的测量, 观察到与 InP 衬底晶格匹配的 InGaAs/InAlAs 的 MQW 材料的量子限制 Stark 效应. 通过 X 射线

双晶衍射的测量,得到了可靠的量子阱结构参数,考虑样品 p-i-n 结的自建电场后,理论计算的吸收边红移量与实验值基本符合. 所研究的 InGaAs/InAlAs/InP 材料为国产 MBE 设备生长的. 吸收光电流谱和量子限制 Stark 效应的研究,为进一步研制长波长电吸收调制器打下良好的基础.

- [1] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, *Phys. Rev.*, **B32**(1985), 1043.
- [2] 司伟民、李德杰、王健华、彭吉虎、张克潜,通信学报, **13**(1992), 55.
- [3] B. J. Hawdon, T. Tutken, A. Hangleiter, R. W. Glew and J. E. A. Whiteaway, *Electron. Lett.*, **29**(1993), 705.
- [4] M. Suzuki, H. Tanaka, K. Uta, N. Edagawa and Y. Matsushima, *Electron. Lett.*, **29**(1992), 1007.
- [5] E. Yamada, K. Wakita and M. Nakazawa, OFC'93, SAN Jose, U. S. A., MD7-1(1993).
- [6] M. A. Hiyariza, *Japan J. Appl. Phys.*, **22L**(1983), 609.
- [7] V. S. Speriosu, T. Vreeland, Jr., *J. Appl. Phys.*, **56**(1984), 1591.
- [8] 江德生、李 锋、张永航、K. Ploog, 半导体学报, **12**(1991), 136.
- [9] D. K. Gaskill, N. Bottka, L. Aina and M. Mattingly, *Appl. Phys. Lett.*, **56**(1990), 1269.
- [10] D. F. Welch, G. W. Wicks and L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 3176.
- [11] D. D. Sell, S. E. Stokowski, R. Dingle and J. V. DiLorenzo, *Phys. Rev.*, **B7**(1973), 4568.
- [12] J. S. Weiner, D. S. Chemla, D. A. B. Miller, H. Haus, A. C. Gossard, W. Wiegmann and C. A. Burrus, *Appl. Phys. Lett.*, **47**(1985), 664.
- [13] I. J. Fritz, *J. Appl. Phys.*, **61**(1987), 2273.

STUDY ON THE QUANTUM CONFINED STARK EFFECT OF InGaAs/InAlAs MULTIPLE QUANTUM WELL STRUCTURES

YU QIAN WANG JIAN-HUA LI DE-JIE

(State Key Laboratory of Integrated Optoelectronics, Department of Electronic Engineering,
Tsinghua University, Beijing 100084)

WANG YU-TIAN ZHUANG YAN

(National Research Center for Optoelectronic Technology, Institute of Semiconductors, Beijing 100083)

JIANG WEI HUANG YI ZHOU JUN-MING

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 19 October 1994)

ABSTRACT

The quantum confined stark effect of InGaAs/InAlAs MQW heterostructures lattice-matched to InP substrate, grown by Chinese-built molecular beam epitaxy (MBE) system, is observed by absorption photocurrent spectra measurements, as well as the anisotropic electroabsorption of MQWs. The structure parameters of the epitaxied materials, which can be used to fabricate waveguide MQW electroabsorption modulators, were determined from double crystal X-ray diffraction measurements and computer simulations. The theoretical calculations of absorption-edge red shift compared with experimental results shows that the built-in potential of the p-i-n junction can not be neglected.

PACC: 7340L; 7820J; 6110F