

GaAs/AlGaAs 异质结中二维电子气 子能带的 Landau 能级耦合

陈张海 胡灿明 刘普霖 史国良 沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 200083)

(1997 年 6 月 26 日收到; 1997 年 8 月 18 日收到修改稿)

采用栅压比谱技术, 在相对较低的磁场下, 观察到 GaAs/AlGaAs 异质结中二维电子气第零子能带的 $N=1$ Landau 能级与高达第五子能带的 $N=0$ Landau 能级的共振耦合现象, 由此精确测量了各子能带能量间距, 并与自洽的理论计算结果相比较. 同时, 讨论了共振子能带-Landau 能级耦合所引起的 Landau 能级分裂大小与子能带量子数的关系.

PACC: 7320; 7640

1 引 言

调制掺杂的 GaAs/AlGaAs 异质结是所谓高电子迁移率晶体管 (HEMT) 最成熟和最常用的结构. 限制在其界面附近的二维电子气是此类高速器件赖以工作的基础^[1]. 有关该二维体系基本的性质, 尤其是其子能带结构的研究, 已经进行了二十几年^[2-17]. 多种光谱技术, 如光散射光谱^[4, 5]、吸收光谱^[6, 7]、子能带-回旋组合共振光谱^[8] 以及子能带-Landau 能级共振耦合 (resonant subband-Landau-level coupling, RSLC) 回旋共振 (CR) 光谱^[9-16] 都曾应用于确定二维电子气的子能带结构. 然而, 迄今为止, 即使是对于像 GaAs/AlGaAs 这样最简单也最重要的异质结二维电子气系统, 人们在实验上对其子能带结构的认识, 也仅限于最低的一、二个子能带^[4-16]. 但是实际器件的一般工作温度都在 77 K 或者室温, 在这种情况下, 电子由于热激发而已经布居于较高的子能带上. 这就要求人们对二维电子气的高激发子能带结构和性质有一个完整的了解. 因此在本文中, 主要研究二维电子体系的高激发子能带. 我们利用磁场中二维电子气的 RSLC 现象, 精确测量了多达 5 个子能带的能量间距. 实验结果与包括了退极化和激子效应修正的自洽计算相当符合. 同时, 讨论了子能带间偶极矩阵元以及 RSLC 所导致的 Landau 能级分裂量与子能带量子数的关系.

2 样品结构及实验

样品为分子束外延生长在半绝缘 GaAs 上的 GaAs/AlGaAs 异质结, 并具有以下的结构: $0.5 \mu\text{m}$ 的 GaAs 缓冲层, 然后是 20 个周期的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ /GaAs 超晶格, 接着分别是

1 μm 的 GaAs 层, 100 nm 的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 隔离层, 40 nm 的 Si 掺杂 ($N_d \approx 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 层和 34 nm 的未掺杂 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ 层, 最后是 30 nm 的 GaAs 覆盖层. 样品被制备成类似场效应管的结构, 即在样品表面的中央区域蒸上一层半透明的 NiCr 栅电极, 而在栅极以外的表面作 4 个欧姆电极. 实验中, 栅极与欧姆电极之间施于适当的电压, 以控制二维电子气浓度.

我们利用 RSLC 技术测量样品中二维电子气的子能带结构. 与标准的回旋共振光谱测量过程不同的是, 在 RSLC 实验中, 磁场与异质结界面的法线方向存在夹角 θ , 该角度的存在使得在回旋共振测量中在平行于样品表面的方向上引入了一个磁场分量, 从而导致电子 xy 平面波函数 (Landau 波函数) 和 z 方向波函数 (子能带波函数) 的杂化以及不同子能带 Landau 能级的反相交现象, 如图 1 所示, 该现象的理论描述将在下面给出. 在回旋共振实验中, 这样的共振耦合的发生将伴随着回旋共振谱线的显著增宽、移动甚至分裂. 寻找这样的共振条件, 即可以准确测量不同二维子能带的能量间距.

我们已经提到, 本文的主要目的是用磁光光谱的方法研究二维电子气的高激发子能带性质. 这样的研究可以直接在器件工作温度下进行. 然而, 在高温下电子回旋共振线宽不仅受到 RSLC 的影响, 能带非抛物性也将导致 CR 谱线的子能带分裂和所谓的 Landau 分裂^[16], 而且共振极化子效应的影响有时也不能忽略^[16,17]. 这些因素的同时存在将使共振耦合位置的寻找和确定十分困难. 因此, 我们的测量在 4.2 K 下进行. 为了在相对较低的磁场下使尽可能多的不同子能带的 $N=0$ Landau 能级和最低子能带的 $N=1$ Landau 能级共振, 在实验过程中我们用持续的微弱可见光照射样品, 以减少异质结 GaAs 一侧的耗尽电荷密度, 减缓限制势的坡度, 进而使子能带能量间距变窄.

远红外透射光谱的测量在 Bruker IFS-113V 型 Fourier 变换光谱仪上进行. 样品置于 OXFORD 标准超导磁体内的样品架上. 远红外辐射由低损耗的光学传输装置从 Fourier 变换光谱仪引到样品上. 透射信号由工作于液氮温区的 Si-Bolometer 探测.

由于我们可以通过调节样品的栅极电压而很方便地控制二维电子气的浓度, 因此, 为消除测量系统的背景信息对电子气透射光谱的影响, 我们采用了栅压比谱的测量方法^[16,17]. 即在同一个测量周期内交替地扫描样品在两个不同栅压 V_g 和 V_t (在 V_t 下, 异质结势阱中的电子将完全耗尽) 下的透射光谱 $T(V_g)$ 和 $T(V_t)$, 并取它们的比谱 $T(V_g)/T(V_t)$. 这种方法有两个优点: (1) $T(V_g)$ 和 $T(V_t)$ 在同一磁场强度下获得, 可

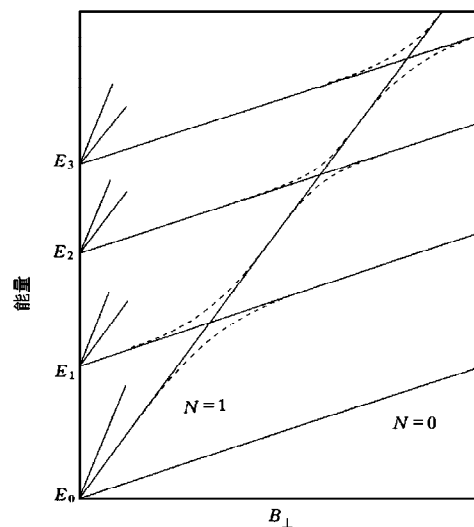


图 1 二维电子气 Landau 能级能量与磁场垂直分量的关系. 实线为 $\theta=0$ 的情形, 虚线给出了 $\theta \neq 0$ 时, RSLC 所引起的能级反相交行为.

以完全消除磁场变化对 Si-Bolometer 探测率或响应曲线的影响。(2) 由于 $T(V_g)$ 和 $T(V_t)$ 的测量是在同一周期内进行的, 测量系统的长时间漂移或不稳定性的影响可以尽量地减小。

3 理论描述与计算

3.1 哈密顿量和能级分裂

描述处于倾斜磁场(即磁场方向不平行于异质结界面的法线方向 z) 中的二维电子体系的哈密顿算符可以写成^[14]

$$\hat{H} = \hat{H}_\perp + \hat{H}_\parallel + \hat{H}', \quad (1)$$

其中

$$\hat{H}_\perp = \frac{\hat{p}_z^2}{2m^*} + V_{\text{eff}}(z) + \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{z^2}{l_\parallel^4}, \quad (2)$$

$$\hat{H}_\parallel = \frac{1}{2m^*} [\hat{p}_x^2 + (\hat{p}_y + eB_z x)^2], \quad (3)$$

$$\hat{H}' = \frac{\hbar}{m^*} \frac{z\hat{p}_x}{l_\parallel^2}. \quad (4)$$

m^* 为电子的有效质量; $\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z, B_x, B_y$ 和 B_z 分别为动量算符和磁场在垂直及平行于异质结限制方向的分量; $V_{\text{eff}}(z)$ 为样品沿 z 坐标轴的有效势; $l_\parallel^2 = \hbar/eB_y$. 不难看出, $\hat{H}_\perp$ 决定了电子在 z 方向的运动状态, 即二维子能带能量 E_i 和子能带波函数 $\xi_i(z)$. 不过, 由于(1)式中 $\hbar^2 z^2/2m^* l_\parallel^4$ 项的存在, 电子的子能带能量将有一个逆磁位移(diamagnetic shift), 其大小为 $\hbar^2[(z^2)_{ii} - (z_{ii})^2]/2m^* l_\parallel^4$ ^[2]. 而 $\hat{H}_\parallel$ 则在 xy 平面产生 Landau 能级, 即回旋运动. $\hat{H}'$ 描述了由磁场的垂直分量所引起的电子回旋运动和 z 方向运动的耦合. 当电子的二维子能带的间距 $E_{i'} - E_i$ 等于回旋能量 $\hbar\omega_{c\perp}$ ($\omega_{c\perp} = eB_\perp/m^*$), 即发生子能带和 Landau 能级共振时, 这样的耦合将导致 Landau 能级的分裂, 即如图 1 所示的共振子能带-Landau 能级耦合分裂. 如果磁场在 xy 平面的分量较小, $\hat{H}'$ 可以被当成一个微扰量, 由一阶微扰论, RSLC 所产生的能级分裂量可近似表示为^[13]

$$\Delta E_{i'i} = \sqrt{2N} \tan(\theta) \frac{z_{i'i}}{l_\perp} E_{i'i}, \quad (5)$$

式中 N 为 Landau 量子数, $z_{i'i} = \left| \int \xi_{i'}^*(z) z \xi_i(z) dz \right|$ 为子能带间偶极矩阵元, $E_{i'i} = E_{i'} - E_i$ 为子能带间距.

3.2 子能带结构和偶极矩阵元的计算

在描述二维电子气子能带特性的哈密顿算符 $\hat{H}_\perp$ ((2)式)中, 有效势 $V_{\text{eff}}(z)$ 具有如下形式,

$$V_{\text{eff}}(z) = -e\phi(z) + V_h(z) + V_{xc}(z) + V_{\text{im}}(z), \quad (6)$$

其中静电势 $\phi(z)$ 满足如下的 Poisson 方程,

$$\epsilon_0 \kappa \frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} = e \sum_i N_i \xi_i(z) - \rho_I(z), \quad (7)$$

$$N_i = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right]. \quad (8)$$

对于 GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As 异质结而言, 上述公式中, κ 为 GaAs 的相对介电常数; N_i 为第 i 子能带上电子的面密度; E_F 为费密能量; $\rho_I(z)$ 为杂质固定电荷密度分布; $V_h(z)$ 为异质结界面处导带不连续性导致的势能, $V_{xc}(z)$ 为多体效应引入电子交换-关联势; $V_{\text{im}}(z)$ 为镜像势, 由于 GaAs 和 Al_{0.3}Ga_{0.7}As 的介电常数相差很小, 因此, 这项势能贡献可以忽略.

采用文献[14]描述的边界条件, 联立并自洽求解 Schrödinger 方程 $\hat{H}_\perp \xi_i(z) = E_i \xi_i(z)$ 和 Poisson 方程(7), 可以确定有效势 $V_{\text{eff}}(z)$ 形状, 求得波函数 $\xi_i(z)$ 、子能带能量 E_i 以及费密能级 E_F . 图 2(a) 给出了上述理论计算的一个结果, 它对应于样品在 4.2 K, 0 V 栅压下的情形. 在这里, 我们选择了耗尽电荷密度 N_{depl} 为 $5.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, 从下面的结果与讨论中可知, 这个值为弱可见光照射的实验条件所决定. 由于较低的耗尽电荷密度 N_{depl} , 电子气的限制势较为平缓, 使得高激发子能带上电子波函数在空间上十分扩展(图 2(a)), 这直接导致与高激发子能带有关的偶极矩矩阵元 $z_{i0} \left(z_{i0} = \left| \int \xi_i^*(z) z \xi_0(z) dz \right| \right)$ 的减小. 图 2(b) 为取 $N_{\text{depl}} = 5.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 时计算得到的子能带偶极矩矩阵元与二维电子气浓度 N_s 的关系. 从图 2(b) 可知, z_{i0} 随着子能带量子数 i 的增大而减小, 但是减小趋势逐渐变缓.

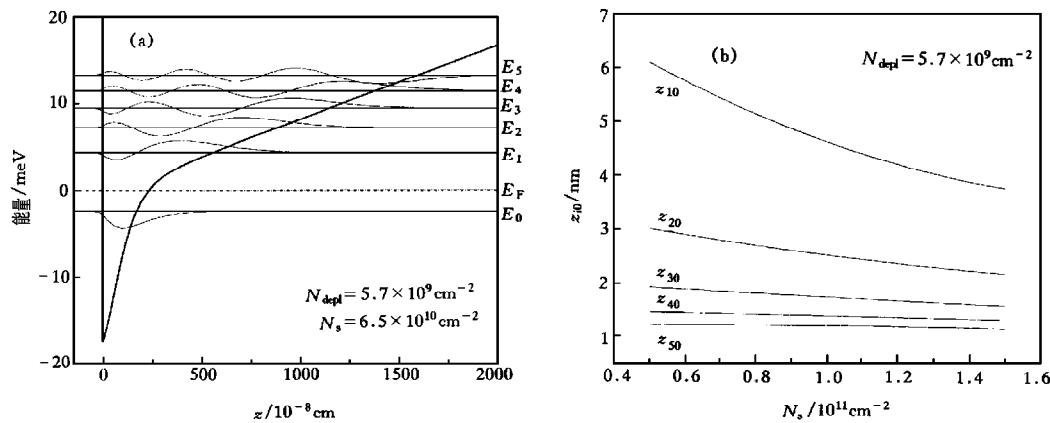


图 2 (a) 为异质结有效势 $V_{\text{eff}}(z)$ 、子能带电子波函数 $\xi_i(z)$ 、子能带能量 E_i 以及费密能级能量 E_F 的自洽计算结果, (b) 为 N_{depl} 取 $5.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ 时子能带间偶极矩矩阵元 z_{i0} 与 N_s 关系的理论计算结果

3.3 退极化和类激子效应修正

由于倾斜磁场的测量位形将在样品的 z 方向引入有效电荷密度激发, 从而导致子能带能量的光学测量结果的退极化移动和类激子效应^[2], 因此, 为了与实验结果相比较, 上

述自洽计算得到的子能带能量还必须进行这两个因素的修正,即

$$\tilde{E}_{i0}^2 = E_{i0}^2(1 + \alpha_{ii} - \beta_{ii}), \quad (9)$$

式中 E_{i0} 和 $\tilde{E}_{i0}$ 分别为修正前和修正后第 i 子能带与最低子能带的能量间距, α_{ii} , β_{ii} 分别为退极化和类激子效应的修正系数,它们可以由自洽波函数 $\xi_i(z)$ 和能量间距 E_{i0} 并根据文献[2]中给出的有关公式求得.

4 结果与讨论

图 3 给出了由共振子能带-Landau 能级耦合所导致的样品 CR 谱线的分裂和反相交现象的实验结果,这些光谱是在磁场与样品 z 方向夹角 θ 和样品的耗尽电荷密度 N_{depl} 都

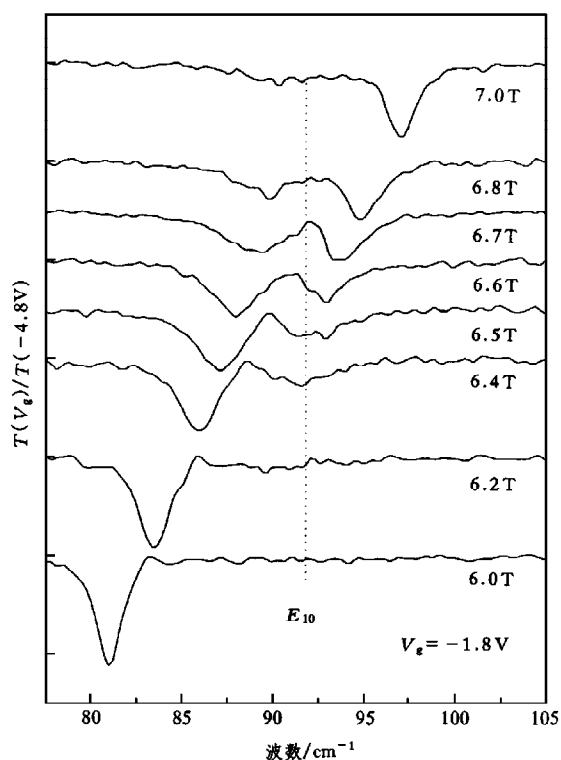


图 3 θ 和 N_{depl} 均较大时,在 4.2 K 温度和 -1.8 V 栅压下获得的 CR 光谱

较大的条件下测得的.根据图 1,等强度的两条分裂的 CR 谱线中间的能量位置即对应于子能带能量间隔,如图 3 中的虚线所示.但为了在相对较低的磁场下观察到尽可能多的高激发子能带,我们必须减小夹角 θ 以增加垂直样品方向的磁场分量,同时通过持续光照降低 N_{depl} ,以压缩子能带间隔.图 4 给出了在这样的实验条件下获得的不同磁场下的 CR 光谱, θ 约为 1° ,测量温度为 4.2 K,所施加的栅电压为 0 V,相邻谱线的磁场间隔 0.2 T.尽管由于磁场倾斜夹角 θ 和子能带间偶极矩阵元 z_{i0} 的减小,在图 4 中我们并没有观察到 CR 谱线的明显分裂,但仍可以清楚地看到 RSLC 所导致的 CR 谱线强度的振荡行为.在这种情况下,通常子能带间距可以由 CR 谱线强度的振荡极小值的峰位确定.然而,对于强度振荡幅度较小的情形,这样测得的子能带-Landau 能级 CR 能量位置误差较大.

由于 RSLC 不仅导致 CR 谱线的分裂或强度的振荡,它还将引起谱线半宽度增大和峰位移动.因此可以预期,对 CR 频率 ω_c 移动和对谱线半宽度 b 变化相当敏感的电子的 CR 有效质量 m_c^* 和电子散射时间 τ (或迁移率 μ) 与磁场的关系也将表现出明显的振荡行为.图 5 所示即为由图 4 谱线计算得到的电子 CR 有效质量以及散射时间与磁场的关系.很明显,这两个参数均随着磁场的

变化而呈现剧烈的振荡行为,它们的极小值所对应的磁场即为共振子能带-Landau 能级耦合发生所需的磁场强度.至此,由图 4 和图 5 我们可以很精确地测定子能带之间的能量间隔.

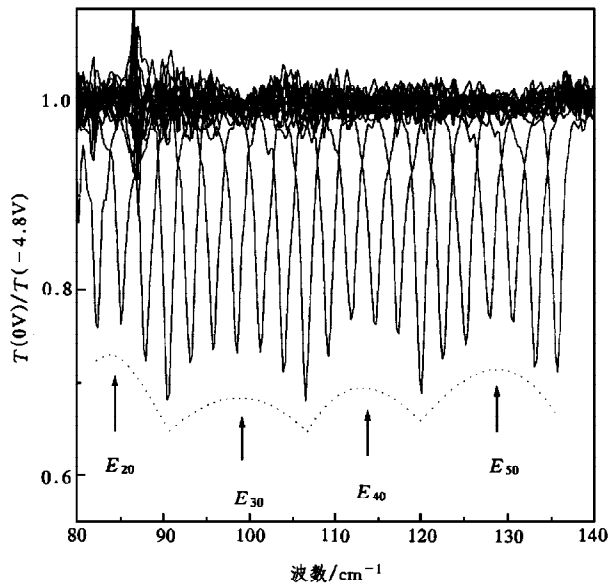


图 4 零栅压下样品的 CR 光谱 磁场从 6 T 到 10 T,测量时 $\theta\approx1^\circ$,并用微弱的可见光持续照射样品表面

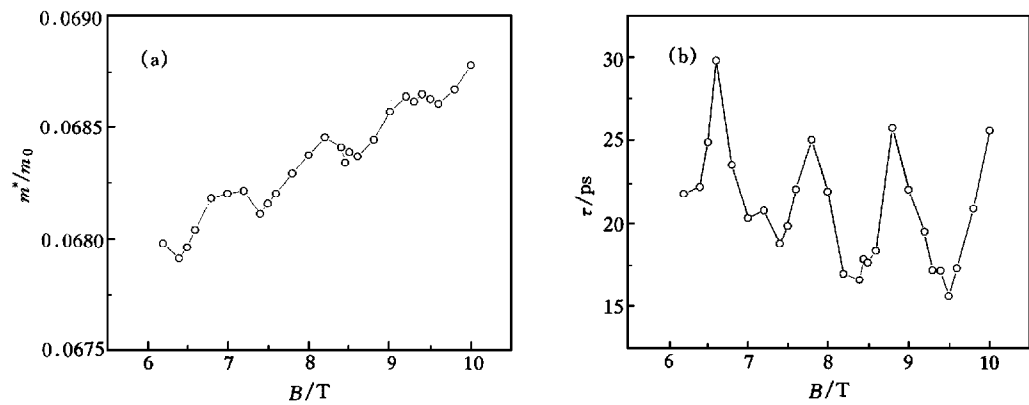


图 5 (a)为电子的 CR 有效质量与磁场的关系,(b)为散射时间与磁场的关系

我们通过改变栅压控制结构中的二维电子气浓度,测量了两个不同电子气浓度时的子能带间距,图 6 给出了实验结果与自洽计算曲线的比较.实验点所对应的 N_s 可从 CR 谱线的拟合参数中计算得到^[18].通过这样的比较,我们还间接地获得了异质结构中 GaAs 一侧的 $N_{\text{depl}}=5.7\times10^9\text{ cm}^{-2}$.从图 6 可以看出,选取这个耗尽电荷浓度,理论曲线与实验

结果相当符合.同时还可以看出,随着 N_s 的增大,各激发子能带与最低子能带的能量间隔向高能方向移动.这是一种多体效应,它来自于二维电子气中一个电子与其余所有电子的库仑势即 **Hartree** 势对体系哈密顿量的贡献^[2].

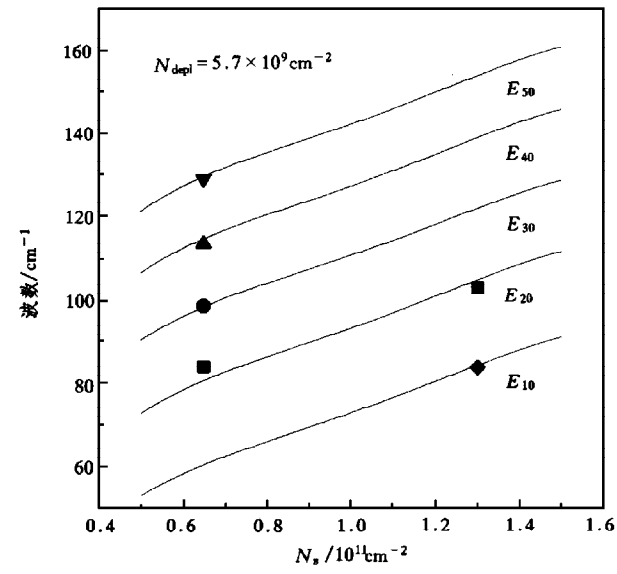


图 6 由 RSLC 测得子能带能量间距 E_0 与自洽计算结果的比较 在理论计算中, N_{depl} 取 $5.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, 并计入退极化和类激子效应修正

裂量随着 i 的增大并不是单调减小的.这个有趣的现象还未见报道.

表 1 发生 RSLC 时的 CR 线宽 w_0 与 ΔE_0 的理论值比较

i	2	3	4	5
$\Delta E_0/\text{cm}^{-1}$	0.80	0.59	0.68	0.70
w_0/cm^{-1}	1.79	1.48	1.65	1.74

5 结 语

采用栅压比谱技术,我们观察到第零子能带的 $N=1$ Landau 能级与高达第五子能带的 $N=0$ Landau 能级的共振耦合现象,由此测量了各子能带能量间距.实验结果与考虑了退极化和类激子效应的自洽理论计算结果符合很好.同时,讨论了 RSLC 所引起的 Landau 能级分裂大小与子能带量子数的关系.

[1] C. Weisbuch, B. Vinter, Quantum Semiconductor Structures(Academic Press Inc., San Diego 1991), p. 1.
[2] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Rev. Mod. Phys.*, **54**(1982), 437.
[3] F. Stern, S. Das Sarma, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 840.

将子能带间距和子能带间偶极矩阵元的理论值代入(5)式,我们可以计算得到 RSLC 所导致的能级分裂量 ΔE_0 .它与子能带量子数 i 的关系,此时可与实验结果进行比较.尽管这样的分裂在图 4 中并不能分辨,但 RSLC 发生时的谱线线宽可以反映这样的分裂.因此,我们在表 1 中给出了 ΔE_0 的理论值(磁场 B 采用实验确定的共振值)与 RSLC 发生时 CR 半宽度的比较.很明显,它们随子能带量子数 i 的变化趋势大致相同.根据(5)式,虽然矩阵元 z_{i0} 随着 i 的增大而减小(图 2),但是其逐渐趋缓的减小趋势和随 i 增大的子能带间距 E_{i0} 以及较高的共振磁场,使得这样的共振分

- [4] A. Pinczuk, J. M. Worlock, H. L. Störmer *et al.*, *Solid State Commun.*, **36**(1980), 43.
- [5] A. Pinczuk, J. M. Worlock, H. L. Störmer *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol.*, **19**(1981), 561.
- [6] P. Kneschaurek, A. Kamgar, J. F. Koch, *Phys. Rev.*, **B14**(1976), 1610.
- [7] B. D. McCombe, R. T. Holm, D. E. Schafer, *Solid State Commun.*, **32**(1979), 603.
- [8] W. Beinvogl, J. F. Koch, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 1736.
- [9] Z. Schlesinger, J. C. M. Hwang, S. J. Allen, Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 2098.
- [10] G. L. J. A. Rikken, H. Sigg, C. J. G. M. Langerak *et al.*, *Phys. Rev.*, **B34**(1986), 5590.
- [11] A. D. Wieck, J. C. Maan, U. Merkt *et al.*, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 4145.
- [12] S. Huan, M. Grynberg, G. Martinez, *Solid State Commun.*, **65**(1988), 457.
- [13] A. D. Wieck, F. Thiele, U. Merkt *et al.*, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 3785.
- [14] K. Ensslin, D. Heitmann, K. Ploog, *Phys. Rev.*, **B39**(1989), 10879.
- [15] J. G. Michels, R. J. Nicholas, G. M. Summers *et al.*, *Phys. Rev.*, **B52**(1995), 2688.
- [16] C. M. Hu, Ph. D. Thesis(Würzburg University, Germany, 1995).
- [17] C. M. Hu, E. Batke, K. Köhler *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 1904.
- [18] A. D. Wieck, Ph. D. Thesis(Hamburg University, Germany, 1987).

RESONANT SUBBAND-LANDAU-LEVEL COUPLING FOR HIGH-LYING SUBBANDS OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GASES IN GaAs/AlGaAs HETEROJUNCTION

CHEN ZHANG-HAI HU CAN-MING LIU PU-LIN SHI GUO-LIANG SHEN XUE-CHU

(State Key Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Academia Sinica, Shanghai 200083)

(Received 26 June 1997; revised manuscript received 18 August 1997)

ABSTRACT

The resonant subband-Landau-level coupling(RSLC) between the $N = 1$ Landau level of the lowest subband and the $N = 0$ Landau level of the subbands with quantum index up to $i = 5$ of two-dimensional electron gases in GaAs/AlGaAs heterojunction was observed under relatively low magnetic field. Several intersubband energies were accurately determined. The experimental results were in good agreement with the self-consistent calculations including the depolarization shift and exciton-like effect corrections. The quantum index dependence of the level splitting due to the RSLC was discussed.

PACC: 7320; 7640