

In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱中双子带 占据的二维电子气的输运特性*

商丽燕¹⁾ 林 铁¹⁾ 周文政^{1,2)} 黄志明¹⁾ 李东临³⁾
高宏玲³⁾ 崔利杰³⁾ 曾一平³⁾ 郭少令¹⁾ 褚君浩^{1)†}

1) 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)

2) 广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

3) 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2007 年 7 月 31 日收到, 2007 年 11 月 9 日收到修改稿)

研究了不同沟道厚度的 In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱中双子带占据的二维电子气的输运特性. 在考虑了两个子带电子之间的磁致子带间散射效应后, 通过分析 Shubnikov-de Haas 振荡一阶微分的快速傅里叶变换结果, 获得了每个子带电子的浓度、输运散射时间、量子散射时间以及子带之间的散射时间. 结果表明, 对于所研究的样品, 第一子带电子受到的小角散射更强, 这与第一子带电子受到了更强的电离杂质散射有关.

关键词: 二维电子气, 散射时间, 自洽计算

PACC: 7360L, 7210, 7280E

1. 引 言

InGaAs/InAlAs 异质结构具有大的导带不连续值、小的电子有效质量和高的饱和电子漂移速度等优良性质^[1,2]. 近年来, InP 基 InGaAs/InAlAs 高电子迁移率晶体管 (HEMT) 在毫米波器件和超高速电路的应用方面表现出优良的性能, 促使人们对其进行深入的研究^[3,4].

InP 基 HEMT 的性能主要依赖于 InGaAs 沟道中二维电子气的输运特性, 即载流子的浓度、迁移率以及影响迁移率的散射机制^[5]. 在 InGaAs/InAlAs 异质结构中, 由于其导带不连续值较大, InGaAs 沟道中可以具有高的二维电子气浓度. 因此, 在高的掺杂浓度下, 电子将占据两个或两个以上子带. 而电子的迁移率和影响迁移率的散射机制由多种因素决定, 与材料组分、样品的掺杂浓度以及掺杂位置等因素有关. 因此, 研究 InGaAs 沟道中电子占据两个子带时二维电子气的输运特性, 分析其中的散射机制, 这对器件设计和器件模拟是非常重要的.

本文利用磁输运测试, 研究了电子占据两个子带的 In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As 量子阱中二维电子气的子带特性. 当电子占据两个以上子带时, 通常从分析 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡快速傅里叶变换 (FFT) 结果峰位处的半高宽得到量子迁移率^[6,7]. 为了减少误差, Yu 等^[8]通过拟合 SdH 振荡一阶微分的 FFT 结果, 得到了每个子带电子的输运迁移率 μ_{tr} 、量子迁移率 μ_q 以及与迁移率相关的散射时间 (输运散射时间 τ_{tr} 和量子散射时间 τ_q). 然而当电子占据两个子带时, 子带之间的散射会影响子带电子的输运特性. 本文发展了 Yu 等^[8]的分析方法, 在考虑了子带之间的散射效应后, 通过拟合 SdH 振荡一阶微分的 FFT 结果, 获得了每个子带的电子浓度、输运散射时间、量子散射时间以及子带之间的散射时间. 对散射时间的具体分析表明, 对于所研究的样品, 第一子带电子受到的小角散射更强.

2. 分析方法

处于低温环境的二维电子气系统, 在外磁场的

* 国家自然科学基金 (批准号: 60221502) 资助的课题.

† E-mail: jhchu@mail.sitp.ac.cn

作用下其能带将分裂成一系列的朗道能级. 随磁场的不断增加, 朗道能级依次穿过费米能级, 引起纵向电阻随磁场的 $1/B$ 作周期性的变化, 即形成 SdH 振荡. 具体而言, 第 i 个子带的态密度随磁场的变化为^[9]

$$\frac{\Delta g_i}{g_0} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau_q^i}\right) \cos\left(\frac{2\pi s \epsilon_i}{\hbar \omega_c} - \pi s\right), \quad (1)$$

式中 g_0 为零磁场的态密度, $\omega_c = eB/m^*$ 为回旋频率, τ_q^i 为第 i 个子带的量子散射时间, $\epsilon_i = E_F - E_i$ 为费米能量与第 i 个子带能量之差. 在一定的温度下 (1) 式中还包含一个温度因子

$$D(sX) = sX/\sin(\pi sX),$$

其中 $X = 2\pi k_B T / (\hbar \omega_c)$. 当电子占据 N 个子带时, 考虑 N 个子带的电子对电导的贡献^[8], 同时计入子带间散射的影响^[10], 纵向电导表示为

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sum_{i=1}^N \sigma_{xxi} \\ &= \sum_{i=1}^N (\sigma_{xxi}^0 + \delta\sigma_{xxi}^{\text{SH}} + \delta\sigma_{xxi}^{\text{MS}}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 σ_{xxi}^0 为在弛豫时间近似下求解半经典的玻尔兹曼方程得到的电导, $\delta\sigma_{xxi}^{\text{SH}}$ 为量子效应对电导的贡献, $\delta\sigma_{xxi}^{\text{MS}}$ 是子带之间的散射对电导的贡献.

$$\sigma_{xxi}^0 = \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\delta\sigma_{xxi}^{\text{SH}}}{\sigma_{xxi}^0} = \frac{\mathcal{X}(\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2}{1 + (\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2} \frac{\Delta g_i}{g_0}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta\sigma_{xxi}^{\text{MS}}}{\sigma_{xxi}^0} &= -\frac{\tau_{\text{tr}}^i}{\tau_{ij}} \left(1 - \frac{\mathcal{X}(\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2}{1 + (\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2}\right) \\ &\times \exp\left[-\frac{\pi}{\omega_c} \left(\frac{1}{\tau_q^i} + \frac{1}{\tau_q^j}\right)\right] \\ &\times \cos\left[\frac{2\pi(E_i - E_j)}{\hbar \omega_c}\right], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 σ_{0i} 为零场电导, τ_{ij} 为子带间散射的散射时间, τ_{tr}^i 为第 i 个子带电子在零磁场下的输运散射时间.

由 (1)(4) 式可知, 第 i 个子带的振荡频率

$$f_i = m^*(E_F - E_i)/(e\hbar).$$

当电子占据 N 个子带时的横向电导为

$$\begin{aligned} \sigma_{xy} &= \sum_{i=1}^N \sigma_{xyi} \\ &= -\sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{0i} \omega_c \tau_{\text{tr}}^i}{1 + (\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2} \\ &\times \left[1 - \frac{\mathcal{X}(\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2 + 1}{(\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2 [1 + (\omega_c \tau_{\text{tr}}^i)^2]} \frac{\Delta g_i}{g_0}\right]. \end{aligned} \quad (6)$$

二维电子气的纵向电阻率

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (7)$$

其一阶微分的 FFT 为

$$\begin{aligned} F(u) &= \int_{Y_1}^{Y_2} \frac{\partial \rho_{xx}}{\partial B} \exp(-iuY) dY \\ &= \int_{B_1}^{B_2} \frac{\partial \rho_{xx}}{\partial B} B^{-2} \exp(-iu/B) dB, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 u 为傅里叶变换的变量. 用 (8) 式拟合实验上得到的 ρ_{xx} 的 SdH 振荡的 FFT 结果, 可以得到输运散射时间 τ_{tr} 、量子散射时间 τ_q 和子带间散射时间 τ_{ij} . 由于迁移率 $\mu = e\tau/m^*$, 也可以得到与各个散射时间相关的迁移率. 假设 $P(\theta)$ 是电子在散射角 θ 方向上被散射的概率, 量子散射时间和输运散射时间分别表示为^[9,11]

$$\frac{1}{\tau_q} = \int P(\theta) d\Omega, \quad (9)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{tr}}} = \int P(\theta) (1 - \cos\theta) d\Omega, \quad (10)$$

因此, 有

$$\frac{\tau_{\text{tr}}}{\tau_q} = 1 + \frac{\int P(\theta) \cos\theta d\Omega}{\int P(\theta) (1 - \cos\theta) d\Omega}. \quad (11)$$

(11) 式表明, 小角散射越强, τ_{tr}/τ_q 就越大; 大角散射越强, τ_{tr}/τ_q 就越接近于 1. 因此, 通过拟合纵向电阻的 FFT 结果, 可以得到载流子量子迁移率与输运迁移率之比, 由此判断半导体材料中不同散射机制的影响.

3. 样品结构和实验

实验所用的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱结构样品是用分子束外延设备生长的, 其结构如图 1 所示. 首先在半绝缘的 InP 衬底上生长 327 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, 接着依次生长 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 沟道层, 4 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层, 21 nm 的 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 势垒层 (在隔离层和势垒层的边界进行 Si 的 δ 掺杂, 掺杂浓度为 $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), 最后是 15 nm 的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 帽层. 生长温度均为 440 °C. 整个样品的生长过程由反射高能电子衍射进行监测. 实验所用的 3 个样品, 其 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 沟道层的厚度分别为 15、20 和 35 nm. 测试的样品被切割成 5 mm × 5 mm 的正方形, 用 In 形成良好的欧姆接触. 在磁感应强

度为 0—8 T 的范围内,采用范德堡法测量样品的纵向电阻和霍尔电阻.

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 帽层 (15 nm)
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (21 nm)
Si- δ 掺杂 ($5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$)
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 隔离层 (4 nm)
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 沟道层
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (327 nm)
半绝缘 InP 衬底

图 1 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱样品生长结构示意图

4. 实验结果及讨论

图 2 所示为 1.5 K 下三个样品的纵向电阻测试结果,从图中可以观察到明显的 SdH 振荡.对每一个样品,其 SdH 振荡均是由不止一个频率的振荡叠加而成,表明量子阱中的电子占据了不止一个子带.

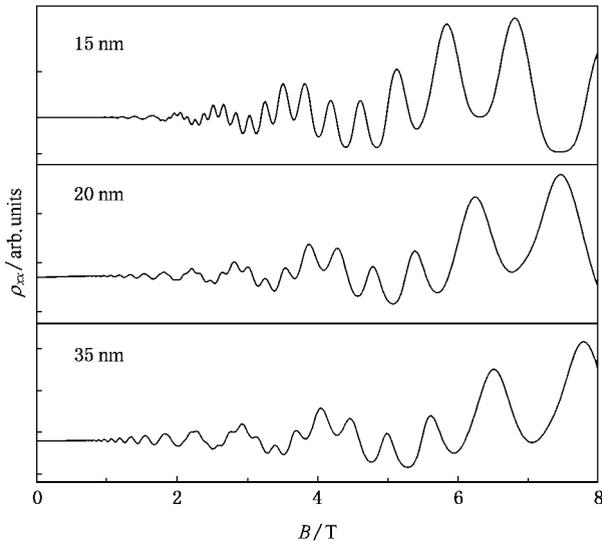


图 2 样品纵向电阻在 1.5 K 下的 SdH 振荡曲线

图 3 是对纵向电阻 SdH 振荡的一阶微分进行 FFT 的结果.由图 3 可以看出,对于每个样品,其 FFT 谱中有 A, B 两个峰,表明电子占据了两个子带,这

两个峰对应两个不同的子带.由于峰的横坐标给出子带电子 SdH 振荡的频率,因此,第一子带电子 SdH 振荡的频率 f_0 为 A 峰的横坐标,第二子带电子 SdH 振荡的频率 f_1 为 B 峰的横坐标. C 峰对应的频率为 $f_0 - f_1$,这一差频峰随温度的升高始终不消失(见图 4,另两个样品的结果与图 4 的情形一致,不再给出).由(5)式可知,与子带之间的散射相关的振荡频率为

$$f_{\text{MIS}} = m^*(E_1 - E_0) / (eh),$$

即这一频率为第一子带与第二子带振荡频率之差.而且(5)式中不显含温度因子 $D(sX)$,所以子带间散射引起的振荡对温度的依赖很弱.因此,差频峰 C 是由于两个子带之间的散射引起的,它并不代表另一子带电子的 SdH 振荡,而且该峰是温度不敏感项.这与文献[12]给出的结果一致.由每一子带电子 SdH 振荡频率与该子带电子浓度的关系^[13] $n_i = ef_i / (\pi h)$,可以获得该子带电子浓度的具体值.

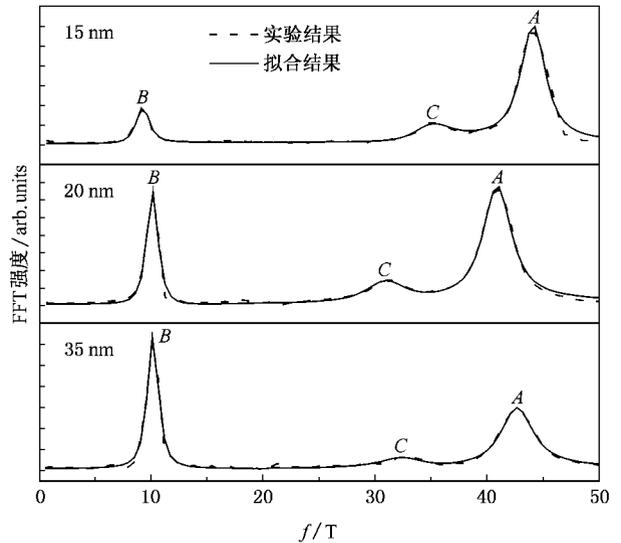


图 3 1.5 K 下样品纵向电阻 SdH 振荡曲线一阶微分的 FFT

根据上述分析方法,对 SdH 振荡一阶微分的 FFT 结果进行拟合,拟合曲线也在图 3 中给出.从图 3 可以看出,理论拟合曲线和实验结果曲线符合很好.表 1 给出了拟合得到的每个子带的输运参数.由于电子浓度可以由 FFT 谱的横坐标直接得出,因此,在拟合过程中,电子浓度作为一个不变的拟合参量.由表 1 可知,对每个样品而言,第一子带的 τ_v / τ_q 比第二子带的值大得多,且更比 1 大,表明第一子带电子遭受到了更强的小角散射.由于第二子带电子遭受到的小角散射相对要弱,大角散射的贡献有所

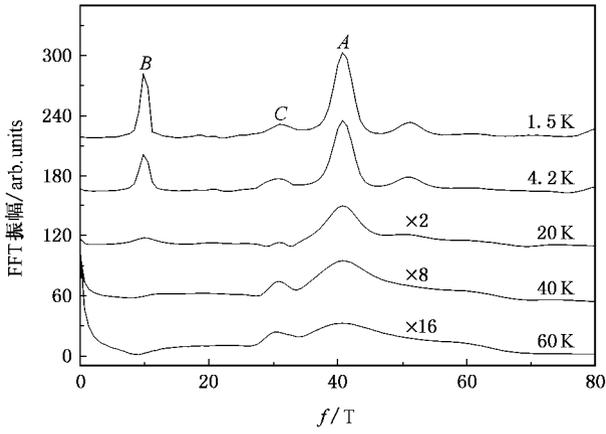


图 4 沟道厚度为 20 nm 的样品纵向电阻在不同温度下的 SdH 振荡曲线一阶微分的 FFT 为了对同一条曲线中不同峰的峰高进行对比,高温曲线进行了放大

突出.在低温下,电离杂质的散射是小角散射的主要来源^[8,11],因此第一子带电子受到更强的电离杂质散射.

表 1 对温度为 1.5 K 的 SdH 振荡一阶微分的 FFT 结果进行拟合所获得的参数值

样品编号	1	2	3
沟道宽度/nm	15	20	35
第一子带			
$n_0/10^{12} \text{ cm}^{-2}$	2.12	1.97	2.06
τ_{tr}^0/ps	0.47	0.52	0.39
τ_q^0/ps	0.09	0.08	0.07
τ_{tr}^0/τ_q^0	5.4	6.6	5.8
第二子带			
$n_1/10^{12} \text{ cm}^{-2}$	0.44	0.48	0.49
τ_{tr}^1/ps	0.46	0.54	0.39
τ_q^1/ps	0.17	0.19	0.20
τ_{tr}^1/τ_q^1	2.7	2.8	2.0
τ_{12}/ps	0.37	0.43	0.36

为了进一步确证上述研究结果,本文通过自洽求解薛定谔方程和泊松方程,得到二维电子气中两个子带的能级位置和波函数在量子阱中的分布情况,并做了定性的讨论.自洽计算的详细过程见文献[14].图 5 是自洽求解得到的沟道厚度为 20 nm 的样品的结果,其中图 5(a)所示为二维电子气中两个子带的能级位置,图 5(b)为这两个子带波函数在量子阱中的分布.能级位置和波函数的空间分布均表

明,第一、第二子带的电子几乎都局域在量子阱中.从波函数的空间分布可以看到,第一子带电子的波函数在沟道中的分布更接近掺杂位置的电离杂质,表明第一子带电子受到的电离杂质散射更强.这说明小角散射对第一子带电子的贡献比对第二子带电子的贡献要大.因此,第一子带的 τ_{tr}/τ_q 比第二子带的值要大,这与拟合实验数据所得到的结果一致.另两个样品的计算结果与沟道厚度为 20 nm 的样品的结果一致,不再给出.

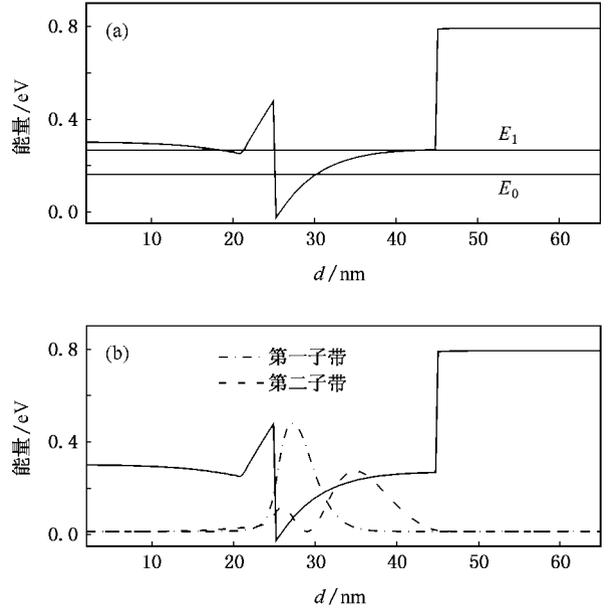


图 5 计算得到沟道厚度为 20 nm 的样品在 1.5 K 下子带能级位置与波函数的空间分布 (a)第一、第二子带的能级位置 (b)波函数的空间分布

5. 结 论

研究了不同的 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 量子阱样品中二维电子气的子带输运特性.在考虑了两个子带电子之间的磁致子带间散射效应后,通过分析纵向电阻 SdH 振荡一阶微分的 FFT 结果,获得了每个子带的电子浓度、输运散射时间、量子散射时间以及子带之间的散射时间等重要参数.对实验数据的分析表明,对于所研究的每个样品,第一子带电子受到的小角散射更强.通过自洽求解薛定谔方程和泊松方程,得到了不同子带电子的能级位置和波函数的空间分布情况.计算分析与实验分析所得结果一致.

- [1] Weslch D F , Wicks G W , Eastman L F 1984 *J. Appl. Phys.* **55** 3176
- [2] Vurgaftman I , Meyer J R , Ram-Mohan L R 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 5815
- [3] Chauveau J M , Androussi Y , Lefebvre A , Di-Persio J , Cordier Y 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4219
- [4] Li D L , Zeng Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3677 (in Chinese) [李东临、曾一平 2006 物理学报 **55** 3677]
- [5] Qiu Z J , Jiang C P , Gui Y S , Shu X Z , Guo S L , Chu J H , Cui L J , Zeng Y P , Zhu Z P , Wang B Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2879 (in Chinese) [仇志军、蒋春萍、桂永胜、疏小舟、郭少令、褚君浩、崔利杰、曾一平、朱战平、王保强 2003 物理学报 **52** 2879]
- [6] Skuras E , Kumar R , Williams R L , Stradling R A , Dmochowski J E , Johnson E A , Mackinnon A , Harris J J , Beall R B , Skierbeszewski C , Singleton J , Van der Wel P J , Wisniewski P 1991 *Semicond. Sci. Technol.* **6** 535
- [7] Su J S , His W C , Lin W , Lin Y S 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 4076
- [8] Yu G , Studenikin S A , Spring Thorpe A J , Aers G C , Austing D G 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 103703
- [9] Coleridge P T , Soner R , Fletcher R 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1120
- [10] Raikh M E , Shahbazyan T V 1993 *Phys. Rev. B* **49** 5531
- [11] Coleridge P T 1991 *Phys. Rev. B* **44** 3793
- [12] Zhou W Z , Yao W , Zhu B , Qiu Z J , Guo S L , Lin T , Cui L J , Gui Y S , Chu J H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2044 (in Chinese) [周文政、姚 炜、朱 博、仇志军、郭少令、林 铁、崔利杰、桂永胜、褚君浩 2006 物理学报 **55** 2044]
- [13] Das B , Miller D C , Datta S , Reifenberger R 1989 *Phys. Rev. B* **39** R1411
- [14] Huang Z M , Chu J H , Wu Y N , Hou Y , Xue J Q , Tang D Y , 2005 *Phys. Rev. B* **72** 052106

Electron transport properties of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ quantum wells with two occupied subbands^{*}

Shang Li-Yan¹⁾ Lin Tie¹⁾ Zhou Wen-Zheng^{1,2)} Huang Zhi-Ming¹⁾ Li Dong-Lin³⁾
Gao Hong-Ling³⁾ Cui Li-Jie³⁾ Zeng Yi-Ping³⁾ Guo Shao-Ling¹⁾ Chu Jun-Hao^{1)†}

1) *National Laboratory for Infrared Physics , Shanghai Institute of Technical Physics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 200083 , China)*

2) *College of Physical Science and Technology , Guangxi University , Nanning 530004 , China)*

3) *Institute of Semiconductors , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100083 , China)*

(Received 31 July 2007 ; revised manuscript received 9 November 2007)

Abstract

Magnetotransport properties of two-dimensional electron gas have been investigated for three $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ quantum well samples having two occupied subbands with different well widths. When the intersubband scattering is considered, we have obtained the subband density, transport scattering time, quantum scattering time and intersubband scattering time, respectively, by analyzing the result of fast Fourier transform of the first derivative of Shubnikov-de Haas oscillations. It is found that the main scattering mechanism is due to small-angle scattering, such as ionized impurity scattering, for the first subband electrons.

Keywords : two-dimensional electron gas , scattering time , self-consistent calculation

PACC : 7360L , 7210 , 7280E

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60221502).

[†] E-mail : jhchu@mail.sitp.ac.cn