

# $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$ 二维电子气中的 弱局域和反弱局域效应\*

朱 博<sup>1)†</sup> 桂永胜<sup>2)</sup> 周文政<sup>2)</sup> 商丽燕<sup>2)</sup> 郭少令<sup>2)</sup> 褚君浩<sup>2)</sup>  
吕 捷<sup>3)</sup> 唐 宁<sup>3)</sup> 沈 波<sup>3)</sup> 张福甲<sup>1)</sup>

1) 兰州大学 物理系, 兰州 730000)

2) 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)

3) 北京大学物理学院人工微结构和介观物理国家重点实验, 北京 100871)

(2005 年 7 月 6 日收到, 2005 年 11 月 7 日收到修改稿)

通过磁输运测量研究了  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  二维电子气的电子相干散射中的弱局域和反弱局域化现象. 在外加弱磁场的情况下, 该系统表现出正-负磁阻的变化, 说明在  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  异质结中存在晶体场引起的电子自旋-轨道散射. 同时讨论了二维电子气中不同的散射时间对温度的依赖关系, 实验得到的非弹性散射时间与温度成反比, 表明非弹性散射机理主要来源于小能量转移的电子-电子散射.

关键词: 二维电子气, 弱局域, 磁阻

PACC: 7320F, 7210, 7360L

## 1. 引 言

近年来随着微电子技术的进步, 以 GaN 为代表的第三代半导体材料在短波长光电器件以及高频、高温和高功率电子器件上得到迅猛发展. 由于 AlGa<sub>N</sub>/GaN 异质结界面导带具有大的能带偏移和极强的压电极化效应, 因此它可以具有比 AlGaAs/GaAs 高得多的二维电子气浓度, 这对提高器件的功率有着重要的意义, 因此, 研究多子带占据情况下 AlGa<sub>N</sub>/GaN 异质结的电子输运是该领域的一个热点<sup>[1]</sup>. 从物理现象上来看, 在这种多子带占据的无序系统中, 由电子相干作用引起的现象, 比如弱局域和反弱局域效应, 还研究的比较少.

同其他的半导体异质结构一样, 在 AlGa<sub>N</sub>/GaN 二维电子气系统中同样存在电子的量子相干散射, 弱局域效应就是这种量子效应在实验上的表现<sup>[2-4]</sup>. 一般认为电子在输运过程中会受到两种类型的散射, 一类是电子和杂质的弹性散射, 另一类是

电子和声子或者电子之间的非弹性散射. 在弹性散射中, 入射波和出射波之间有确定的相位关系, 这种相位关系具有时间反演不变性. 由此导致在一无规闭合路径中, 与无序相关的各向异性以及势能涨落导致沿相反方向运动的两个电子波发生干涉, 引起电子背散射概率的增加, 导致对电导率的抑制, 使得电子产生弱局域化. 如果在二维电子气中引入一个垂直磁场, 那么沿两个相反方向传播的电子波就会获得一个相位差, 这个相差会破坏建立起来的量子干涉, 使得电导率恢复到先前的状态. 在磁阻上, 弱局域化就表现为负磁阻现象. 其来源于电子和杂质的弹性散射过程. 低温下, 弱无序会导致电子的电阻率增加. 当温度升高, 电子发生非弹性散射的概率增大, 电子的量子干涉效应逐渐消失, 电导率随温度呈对数上升关系<sup>[3]</sup>.

然而, 在异质结构中, 由于系统的反演不对称, 往往还存在晶体场引起的电子自旋-轨道散射或者磁散射, 这些散射的存在会破坏电子波之间的干涉效应, 当这些散射比较强烈时就会引起电子发生反

\* 国家重点基础研究发展规划(批准号: 2001GB309506), 国家自然科学基金(批准号: 60221502, 10374094, 60444007, 60136020), 国家杰出青年基金(批准号: 60325413)和教育部博士点基金(批准号: 20020284023)资助的课题.

† E-mail: zhubo@mail.sitp.ac.cn

弱局域化<sup>[3,5,6]</sup>.如果在二维电子气中引入一个垂直磁场,那么由于磁场的作用,电子的自旋相干性首先被破坏,导致低场下磁阻随磁场的增加而增加,呈现为正磁阻现象.接着电子的时间反演不变性遭到破坏,使得波函数获得一个附加相位,从而降低了电子回到起始点的概率.随着磁场的逐渐增加,电阻随之减小,产生负磁阻现象.总体来看,在外加一垂直磁场后,自旋和空间相干性相继被破坏,从而导致低场磁阻随着磁场的增加出现正-负的变化. Kawji 等人<sup>[7]</sup>在  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  异质结中观察到了磁阻反弱局域化现象,在低温下,电阻随磁场增加而快速上升,呈现出正磁阻行为,达到最大值后,电阻才随着磁场增加而减小.

到目前为止,对单个子带占据的电子弱局域情况,理论和实验都进行了大量的研究,然而对于两个子带占据的情况却明显不足.如果电子占据两个以上的子带,那么子带间散射的强弱会对弱局域现象产生一定的影响<sup>[8-10]</sup>.因为子带间散射要求电子发生动量的转移,在  $\text{AlGaIn}/\text{GaN}$  异质结中由于存在晶格不匹配性以及合金无序引起的高密度短程散射中心,因此电子子带间散射比较强烈. Averkiev 等人<sup>[9]</sup>和 Iwabuchi 等人<sup>[10]</sup>指出如果电子受到的散射以短程散射为主,同时子带间散射也比较强烈,那么不同子带之间会发生耦合,结果所有子带电子的行为可以用一个子带来表示,其输运参数为所有子带的平均值.

本文通过分析磁阻在高(低)磁场下的行为来研究  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  量子阱二维电子气的弱局域和反弱局域化现象,并从磁输运测量中,得到二维电子气中不同的散射时间,从中可以确定有关的散射机理.

## 2. 样品制备和实验

本实验所用  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  样品采用金属有机化学气相沉积(MOCVD)生长,首先在(0001)蓝宝石衬底上生长一层 GaN 缓冲层,生长温度为  $488^\circ\text{C}$ ,接着在温度为  $1071^\circ\text{C}$  下生长一层  $2\mu\text{m}$  厚的非故意掺杂 GaN 层(*i*-GaN),然后在样品 A 上生长一层  $3\text{nm}$  厚非故意掺杂的  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  隔离层和  $100\text{nm}$  厚 Si 掺杂  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  (*n*- $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$ )层,生长温度为  $1080^\circ\text{C}$ . 样品 B 为  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  量子阱, GaN 阱宽  $3\text{nm}$ ,  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$  势垒由  $3\text{nm}$  厚的空间层和

$25\text{nm}$  厚的 Si 掺杂层组成. 样品 A 和 B 中 Si 掺杂浓度均为  $1.2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . 样品的欧姆接触电极:范德堡法 Al/Ti 和标准法 Au/Ni/Al/Ti,采用硅铝丝做引线,并连接形成良好的欧姆接触.使用范德堡法和标准法进行磁输运测量,最大磁场为  $13\text{T}$ ,温度范围为  $1.5\text{K}$  到  $25\text{K}$ .

## 3. 结果和讨论

### 3.1. 弱局域效应

图 1 给出了样品 A 在  $1.5\text{K}$  时,磁阻随磁场的变化关系.磁阻的双周期振荡表明二维电子气中电子占据两个子带,图 1 的插图显示由于外加垂直磁场破坏了电子的相干干涉导致磁阻出现典型的负磁阻现象.

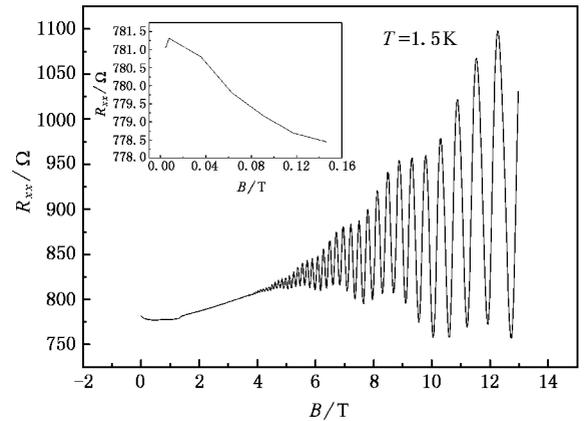


图 1 样品 A 在  $1.5\text{K}$  时的磁阻随磁场的变化关系

通过对磁阻振荡进行快速傅里叶变换(FFT),得到  $1.5\text{K}$  时,第一和第二子带电子浓度分别为  $9.28 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$  和  $1.31 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$ ,这与低磁场下由霍尔系数和零场下电阻率得到的二维电子气中电子浓度  $1.02 \times 10^{13}\text{cm}^{-2}$  非常符合.根据 Thouless 等人提出的标度理论<sup>[11]</sup>,在弱局域情况下二维电子气的电导随温度呈对数关系:  $\sigma(T) \propto \ln(T)$ .图 2 给出了低温下电导的测量结果,与理论预期的行为完全符合,从而证实了电子输运过程中的弱局域行为.从输运测量结果可以计算出两个电子子带都满足弱局域条件  $k_F l_e \gg 1$ <sup>[12]</sup>,其中  $k_F$  和  $l_e$  分别为电子的费米波矢和平均自由程.

在磁场小于临界磁场的条件下( $B < B_c = \hbar/2el_e^2$ ),电子的弱局域现象可以用扩散理论<sup>[13]</sup>来处理.根据这个理论,磁导随磁场的变化可以表示为

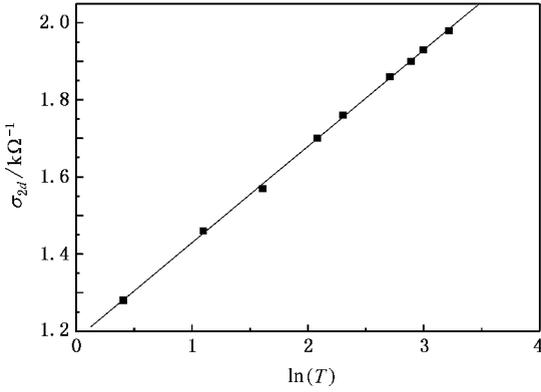


图2 零磁场下样品 A 的二维电子气电导率随温度的变化关系, 实线为对数拟合

$$\Delta\sigma^{\text{WI}}(B) = \frac{\alpha e^2}{2\pi^2 \hbar} \left[ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_i}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eDB\tau_e}\right) + \ln\left(\frac{\tau_i}{\tau_e}\right) \right], \quad (1)$$

其中  $\tau_e$  和  $\tau_i$  分别是弹性和非弹性散射时间,  $\alpha$  是一个系数, 用来表征可能存在的自旋-轨道散射的影响. 如果不存在自旋-轨道散射或其他磁散射, 则  $\alpha = 1$ , 如果存在, 则  $\alpha < 1$ .  $\psi$  是 digamma 函数,  $D$  是平均扩散系数  $D = \frac{1}{n} \sum_{j=1,2} n_j (\hbar k_F^{(j)} / m^*)^2 \tau_j / 2$  ( $n = n_1 + n_2$ ,  $m_1$  和  $n_2$  为两个子带的电子浓度,  $\tau_j$  是子带运输散射时间). 假设两个子带的运输散射时间相同  $\tau_1 = \tau_2 = \frac{\hbar m^*}{e} = 0.11 \text{ ps}$ , 电子有效质量取  $0.22 m_e$  [14], 则子带电子平均自由程  $\bar{l}_e = \bar{v}_F \tau_i$  近似等于  $40 \text{ nm}$ . 由此得到的临界磁场  $B_c$  大约为  $0.2 \text{ T}$ , 远远高于其他高迁移率样品, 比如  $\text{AlGaAs/GaAs}$  异质结 [15].

图3 为不同温度下低场磁电导率随磁场的变化关系, 对(1)式进行最小二乘法拟合(图中的实线)得到系数  $\alpha = 0.3$ , 表明在  $\text{GaN}$  二维电子气中自旋-轨道散射不能被忽略, 之所以没有观察到明显的反弱局域现象, 是由于自旋-轨道散射时间远大于非弹性散射时间, 在非弹性散射时间内, 自旋-轨道散射引起的自旋转动远远小于  $2\pi$ , 反弱局域效应在实验上很难观察到.

此外, 通过拟合还得到相应的弹性和非弹性散射时间  $\tau_e$  和  $\tau_i$ . 与运输散射时间  $\tau_i$  相类似, 弹性散射时间  $\tau_e$  也与温度无关约为  $0.1 \text{ ps}$ , 这主要是因为合金无序, 位错等短程散射势是电子主要散射过程. (1)式中的非弹性散射时间也称退相位时间

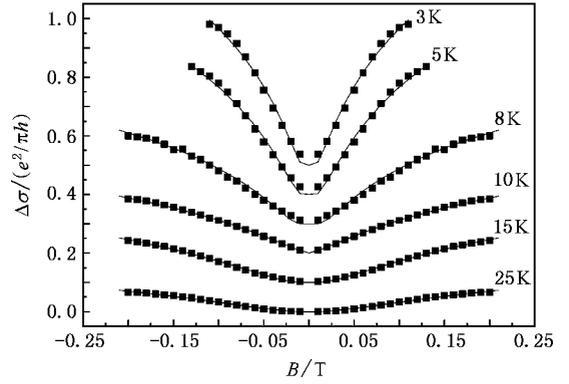


图3 样品 A 在不同温度下磁导随磁场的变化关系(实线为拟合曲线, 图中各曲线分别偏移 0.1 个单位, 以便于看得清楚)

(dephasing time, 或者 phase-breaking time), 它指出非弹性散射导致电子波丧失相位记忆. 理论认为,  $\frac{1}{\tau_{\text{ph}}} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-p}}$ , 与温度的三次方成反比  $\tau_{e-p} \propto T^{-3}$  [16],  $\tau_{e-e}$  在  $T > \hbar / (k_B \tau_e)$  情况下与温度的平方成反比  $\tau_{e-e} \propto T^{-2}$ , 在  $T < \hbar / (k_B \tau_e)$  的情况下与温度成反比  $\tau_{e-e} \propto T^{-1}$  [17]. 因此, 低温下, 一个主要为弱无序的系统, 电子-声子散射可忽略, 具有速率  $\tau_{e-e}^{-1}$  的非弹性电子-电子碰撞是决定能量弛豫的主要过程 [16]. 本实验中  $\hbar / (k_B \tau_e)$  约为  $70 \text{ K}$ ,  $T \ll \hbar / (k_B \tau_e)$ , 因此  $\tau_{e-e} \propto T^{-1}$  是适用的. 从图 4 也可以看出在整个温度范围内, 非弹性散射时间与温度成反比  $\tau_i \propto T^{-1}$ . 这表明在“脏极限”(dirty limit  $\frac{\hbar}{k_B T \tau_i} > 1$ ) 下, 小能量转移的电子-电子散射是电子主要的非弹性散射机理, 如果电子-电子散射是以大能量转移为主, 那么  $\tau_i \propto T^{-2}$  [18, 19]. 对  $\tau_i^{-1}$  进行线性拟合得到  $\frac{1}{\tau_i} = 5.5 \times 10^{10} \text{ T} (\text{s}^{-1})$ . 我们可以采用 Nyquist 模型来估算电子的非弹性散射率:

$$\frac{1}{\tau_N} = \frac{k_B T}{2 E_F \tau_i} \ln\left(\frac{E_F \tau_i}{\hbar}\right). \quad (2)$$

由于两个子带的运输散射时间不同, 将所有已知参数代入上式可以得到两个子带电子的非弹性散射率为  $\frac{1}{\tau_{i1}} = 1.1 \times 10^{10} \text{ T} (\text{s}^{-1})$  和  $\frac{1}{\tau_{i2}} = 2.4 \times 10^{10} \text{ T} (\text{s}^{-1})$ . 由于子带间散射比较强烈, 所以总的非弹性散射率满足  $\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{i1}} + \frac{1}{\tau_{i2}}$  关系, 既  $\frac{1}{\tau_i} = 3.5 \times 10^{10} \text{ T} (\text{s}^{-1})$ , 考虑到(2)式没有任何拟合参数, 因此, 可以认为实验上

所观察到的非弹性散射率与 Nyquist 模型计算的结果在因子 2 以内理论和实验符合得很好.

弱局域现象,直接表现弱局域(在(3)式中,如果假设  $B_{so} = 0$  就可以得到与(1)式类似的结果).

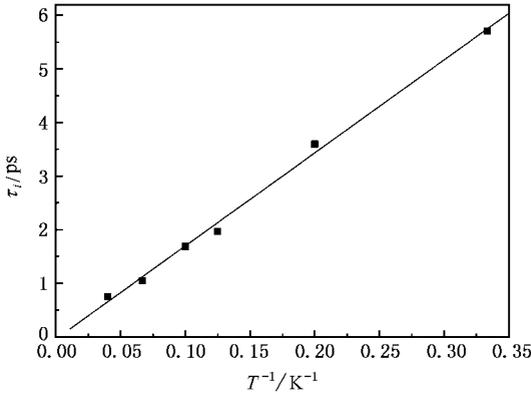


图 4 样品 A 中非弹性散射时间随温度的变化(实线表示  $\tau_i \propto T^{-1}$ )

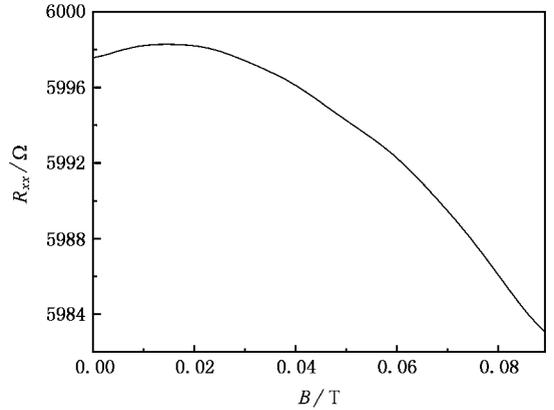


图 5 1.5K 温度下样品 B 的低场磁阻变化

### 3.2. 反弱局域效应

前面提到在 AlGa<sub>x</sub>N/GaN 异质结中发现弱局域系数  $\alpha < 1$ ,表明在二维电子气中自旋-轨道散射不能忽略. 图 5 显示了由于电子反弱局域效应导致 1.5K 下样品 B 低场正-负磁阻的变化. 随着外磁场的逐渐增加,电子的自旋相干性首先被破坏产生正磁阻,接着电子的空间相干性被破坏而产生负磁阻现象.

在扩散近似下,考虑了电子的自旋-轨道散射,磁导的量子修正公式在理论上由 Hikami, Larkin 和 Nikami 给出<sup>[13]</sup>:

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{e^2}{\pi h} \left[ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_1}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_2}{B}\right) + \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_3}{B}\right) - \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_4}{B}\right) \right] \quad (3)$$

其中  $B$  是所加磁场,  $\psi$  是 digamma 函数,  $B_1 = B_e$ ,  $B_2 = B_1 + B_{so}^X + B_{so}^Y + B_{so}^Z$ ,  $B_3 = B_i$ ,  $B_4 = B_i + 2B_{so}^X + 2B_{so}^Y$ ,  $B_\beta = \hbar/4De\tau_\beta$  ( $\beta$  等于  $e$  为弹性散射,  $i$  为非弹性散射,  $so$  为自旋-轨道散射),  $D$  是扩散系数由  $(1/2)v_F^2\tau_i$  给出,如果自旋-轨道散射是各向同性的,则  $B_{so} = 3B_{so}^X = 3B_{so}^Y = (3/2)B_{so}^Z$ ,由此可推得  $B_2 = B_4$ . 从  $\mu_i = \tau_i e/m^*$  可求出  $\tau_i = 0.13ps$ . (3)式与(1)式比较去掉了系数  $\alpha$ ,这是因为(3)式本身已考虑了自旋-轨道散射的影响. 而(1)式中自旋-轨道散射的影响是通过系数  $\alpha$  来表征的. 反弱局域化的强弱依赖于两个特征散射时间  $\tau_{so}$  与  $\tau_i$  之比,当自旋-轨道散射比较强烈时( $\tau_{so} \leq \tau_i$ ),磁阻首先表现出反弱局域现象,当不能满足  $\tau_{so} \leq \tau_i$  条件时,则观察不到反

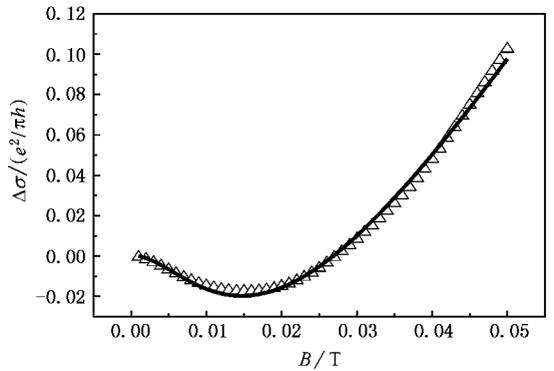


图 6 1.5K 温度下,样品 B 的磁导率随磁场的变化(实线为拟合曲线)

图 6 显示了 1.5K 时的磁导随磁场的变化,实线为对(3)式进行最小二乘法拟合得到的曲线. 拟合结果为  $\tau_e = 0.11ps$ ,  $\tau_{so} = 4.32ps$  以及  $\tau_i = 4.67ps$ ,由于  $\tau_{so} < \tau_i$ ,所以在电子失去它的相位前,电子的自旋已经转动了  $2\pi$ . Dresselhaus 等人<sup>[20]</sup>最早在 AlGaAs/GaAs 反型层中观察到反弱局域化现象,他们把电子自旋-轨道散射归因于晶体场引起的自旋分裂. 在宽禁带极性半导体异质结中,电子的自旋分裂主要来源于晶体场的贡献(由异质结反演不对称性引起的自旋分裂在宽禁带半导体中可以忽略<sup>[21,22]</sup>). 由于自旋-轨道散射时间  $\tau_{so}$  与载流子浓度的平方成反比,而与温度无关<sup>[20]</sup>,因此在拟合过程中认为  $\tau_{so}$  为常数,计算出不同温度下的非弹性散射时间  $\tau_i$ .

图 7 显示了非弹性散射时间  $\tau_i$  与温度的关系,

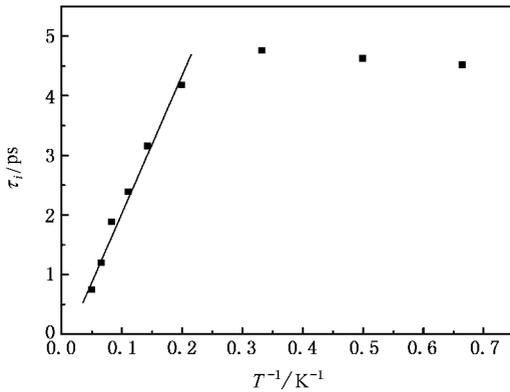


图 7 样品 B 非弹性散射时间随温度的变化(实线表示  $\tau_i \propto T^{-1}$ )

通过线性拟合给出  $\frac{1}{\tau_i} = 4.4 \times 10^{10} T (\text{s}^{-1})$  与异质结(样品 A)中的非弹性散射率相差不多. 当温度低于

3K 时  $\tau_i$  开始趋向于饱和, 该现象在 GaAs 异质结<sup>[23]</sup> 以及金属薄膜<sup>[24]</sup> 中也观察到. 我们认为低温下  $\tau_i$  饱和现象主要来源于实验过程中的电子加热效应<sup>[25]</sup>, 但是也不排除可能存在其他效应.

## 4. 结 论

通过磁输运测量研究了  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$  二维电子气的电子相干散射. 通过对电子弱局域与反弱局域效应的分析, 得到了电子自旋-轨道散射时间和非弹性散射时间. 电子自旋-轨道散射主要来源于晶体场引起的自旋分裂, 不受晶格温度的影响. 而非弹性散射时间随温度变化满足  $\tau_i \propto T^{-1}$  关系, 这表明非弹性散射机理主要来源于小能量转移的电子-电子散射.

[1] Zheng Z W, Shen B, Zhang R, Gui Y S, Jiang C P, Ma Z X, Zheng G Z, Guo S L, Shi Y, Han P, Zheng Y D, Someya T, Arakawa Y 2000 *Phys. Rev. B* **62** R7739

[2] Abrahams E, Anderson P W, Licciardello D C, Ramakrishnan T V 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 673

[3] Bergmann G 1984 *Phys. Rep.* **107** 1

[4] Lee P A, Ramakrishnan T V 1985 *Rev. Mod. Phys.* **57** 287

[5] Hassenkam T, Pedersen S, Baklanov K, Kristensen A, Sorensen C B, Lindelof P E, Pikus F G, Pikus G E 1997 *Phys. Rev. B* **55** 9298

[6] Chen G L, Han J, Huang T T, Datta S, Janes D B 1993 *Phys. Rev. B* **47** 4084

[7] Kawji S, Kuboki K, Shigeno H, Nambu T, Wakabayashi T, Yoshino J, Sakai H 1984 *Proceedings of the Seventeenth International Conference on the Physics of Semiconductors, San Francisco*, edited by Chadi J D, Harrison W A (Springer Verlag, New York, 1985) p413

[8] Yao W, Qiu Z J, Gui Y S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2247 (in Chinese) [姚 炜, 仇志军, 桂永胜 2005 物理学报 **54** 2247]

[9] Averkiev N S, Golub L E, Tarasenko S A, Willander M 2001 *Phys. Rev. B* **64** 045405

[10] Iwabuchi S, Nagaoka Y 1989 *J. Phys. Soc. Jpn.* **58** 1325

[11] Thouless D J 1979 *La Matiere Mal Condensee, Les Houches Session X X XI* (North-Holland, Amsterdam)

[12] Beenakker W J, Houten H van 1991 *Solid State Physics, Advances*

*in Research and Applications* (Academic, San Diego) vol **44**

[13] Hikami S, Larkin A I, Nagaoka Y 1980 *Prog. Theor. Phys.* **63** 707

[14] Zheng Z W, Shen B, Jiang C P, Gui Y S, Someya T, Zhang R, Shi Y, Zheng Y D, Guo S L, Arakawa Y 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 1651

[15] Choi K K, Tsui D C, Alavi K 1987 *Phys. Rev. B* **36** 7751

[16] Szott W, Jedrzejek C, Kirk W P 1993 *Phys. Rev. B* **48** 8975

[17] Chen Y, Nicholas R J, Sundaram G M 1993 *Phys. Rev. Lett.* **47** 7358

[18] Abrahams E, Anderson P W, Lee P A, Ramakrishnan T V 1981 *Phys. Rev. B* **24** 6783

[19] Choi K K 1983 *Phys. Rev. B* **28** 5774

[20] Dresselhaus P D, Papavassiliou C M A, Wheeler R G, Sacks R N 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 106

[21] Lommer G, Malcher F, Rössler U 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 728

[22] de Andrade e Silva E A, La Rocca G C, Bassani F 1994 *Phys. Rev. B* **50** 8523

1997 *Phys. Rev. B* **55** 16293

[23] Minkov G M, Germanenko A V, Rut O E, Sherstobitov A A, Zvonkov B N, Uskova E A, Birukov A A 2001 *Phys. Rev. B* **64** 193309

[24] Mueller R M, Stasch R, Bergmann G 1994 *Solid State Commun.* **91** 255

[25] Lin J J, Kao L Y 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** L119

# The weak antilocalization and localization phenomenon in AlGa<sub>0.22</sub>N/GaN two-dimensional electron gas<sup>\*</sup>

Zhu Bo<sup>1,2)†</sup> Gui Yong-Sheng<sup>2)</sup> Zhou Wen-Zheng<sup>2)</sup> Shang Li-Yan<sup>2)</sup> Guo Shao-Ling<sup>2)</sup>

Chu Jun-Hao<sup>2)</sup> Lü Jie<sup>3)</sup> Tang Ning<sup>3)</sup> Shen Bo<sup>3)</sup> Zhang Fu-Jia<sup>1)</sup>

<sup>1</sup> *Department of Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*

<sup>2</sup> *State Key Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China*

<sup>3</sup> *State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*

( Received 6 July 2005 ; revised manuscript received 7 November 2005 )

## Abstract

The weak localization and weak antilocalization effects in the coherent scattering of two dimensional electron gas ( 2DEG ) have been observed in Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>N/GaN heterostructures by the magneto-transport measurement. The change of magnetoresistance from positive to negative under a perpendicular low magnetic field indicates that electron spin-orbit scattering caused by crystal field exists in Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>N/GaN heterojunction. The relation between the spin-orbit scattering time and the temperature is discussed for 2DEG, the inelastic scattering time measured by experiment shows a strong temperature dependence according to  $T^{-1}$  rule, which indicates that the electron-electron scattering with small energy transfer is the dominant inelastic process.

**Keywords** : two-dimensional electron gas, weak localization, magnetoresistance

**PACC** : 7320F, 7210, 7360L

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2001GB309506 ), the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60221502, 10374094, 60444007 and 60136020 ), the National Fund for Distinguished Young Scholars ( Grant No. 60325413 ), and the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education ( Grant No. 20020284023 ).

<sup>†</sup> E-mail : zhubo@mail.sitp.ac.cn