

Si δ 掺杂 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结二维电子气的 SdH 振荡研究

韦亚一 沈金熙 郑国珍 郭少令 汤定元

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

彭正夫 张允强

南京电子器件研究所, 南京 210016

(1993 年 4 月 26 日收到)

使用分子束外延方法生长了一种新的基于 Si δ 掺杂的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结, 测量了 0.3—30 K 低温下异质结处二维电子气的横向磁阻、迁移率和 Hall 电阻, 磁阻的 Shubnikov-de Hass (SdH) 振荡非常明显。对振荡曲线作快速 Fourier 变换分析, 获得了二维电子气中每一子能带上占据的电子数密度和有效质量 ($m_0^*/m_0 = 0.073$, $m_1^*/m_0 = 0.068$)。随温度降低, 子带上占据的电子增多。实验中发现: 当样品温度为 0.3 K, 横向磁场从 0 到 7 T 扫描时, 磁阻振荡出现间歇性的反常峰, 磁阻振幅陡然增大 5—6 倍。

PACC: 7215G; 7280E; 7340L

一、引言

δ 掺杂既能获得非常高的薄层掺杂浓度又能获得非常陡的掺杂分布, 因而得到了广泛的重视^[1,2]。也提出了 δ 掺杂在器件上的许多应用, 如: δ 掺杂高迁移率晶体管 (δ -HEMT)、 δ 掺杂场效应晶体管 (δ -FET)。 δ 掺杂是基于分子束外延 (MBE) 生长技术而发展起来的, 在 GaAs 或 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 生长方向引入一薄层 Si 原子取代一部分 Ga。这些薄层施主原子电离后, 形成一正电荷层, 从而在能带上引入一 V 形势阱。电子在 V 形势阱中运动, 构成一准二维电子气 (2DEG), 形成 2D 子能带。但是, δ 层的 2DEG 与 Si 施主原子在实空间是重合的, 因此其迁移率很低, 4.2 K 时约为 $3000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。将 δ 掺杂用于调制掺杂结构中, 能够实现杂质与电子的空间分离, 使得掺杂层更靠近导质结界面, 使 V 型势阱中的 2DEG 迁移到异质结三角势阱中, 在不牺牲迁移率的前提下进一步提高异质结二维电子气的密度。基于这种考虑生长了 δ 掺杂 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结, 并通过低温下的输运实验来研究这种 δ 掺杂异质结二维电子气的性质, 确定电子在子带上的分布情况。

二、样品结构与实验结果

样品结构和能带如图 1 所示。Si δ 掺杂位于 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中距异质界面 $d = 10$ nm, 掺杂面浓度为 $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $x = 0.3$ 。外延生长时的衬底温度为 600°C 。

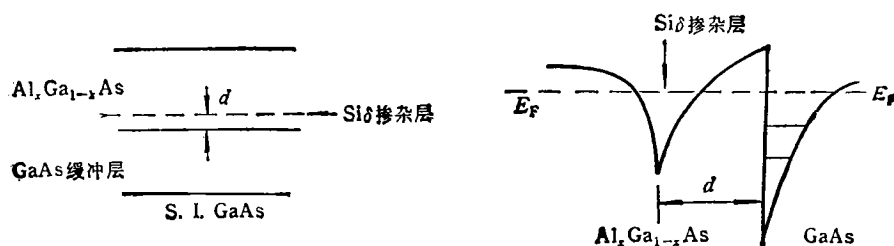


图 1 样品几何和能带结构

样品做成 Hall 桥, 在 400°C 氢气氛下用 In 扩散合金化获得电极的欧姆接触。实验装置为英国 Oxford 公司的 He^3 低温系统, 超导磁体提供磁场, 磁场垂直于异质结界面, 测得不同温度下样品的磁阻以及迁移率随温度的变化, 如图 2, 3。

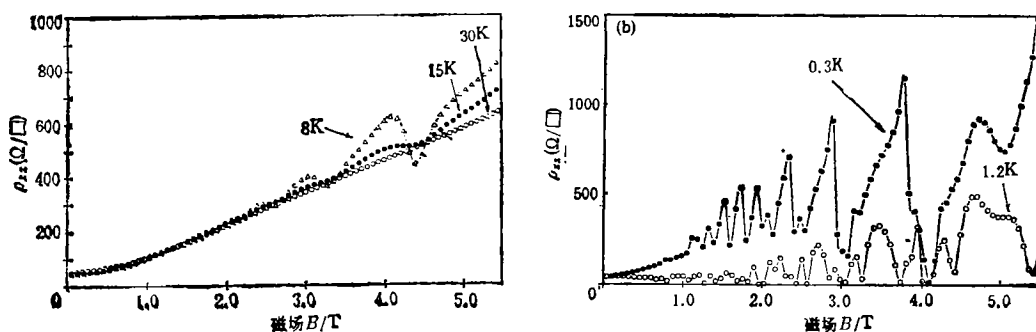


图 2 30—0.3K 温度下磁阻随磁场的变化

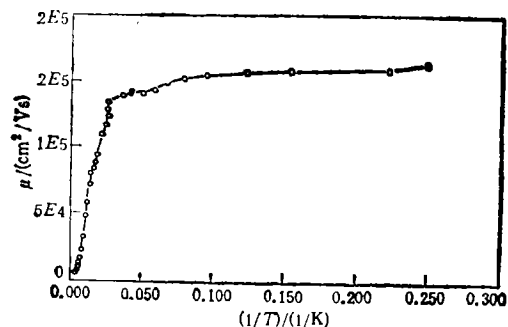


图 3 样品迁移率随温度的变化

三、理论与数据分析

电子在异质结三角势阱中可能占据几个子能带, 不同子带上电子的有效质量、迁移率

不同,所以通常 Hall 测量得到的载流子浓度、迁移率是不同子带电子的平均效果,不能反映电子在不同子带上的分布情况。然而不同子带上的电子都对输运行为有贡献,也就是说:在低温下测得磁阻随磁场强度的 SdH 振荡中包含了不同子带电子的信息。每一

子带对应 SdH 振荡一个 $1/B$ 周期,所以 2 DEG 层的磁阻可认为是 n 个不同 $1/B$ 周期的振荡曲线合成的, n 是被电子占据的子带数。

横向磁场作用下 2DEG 层的电导率为

$$\sigma_{xx} = 1/\rho_{xx} = \sum_{i=0}^{N-1} \sigma_{xxi} = \sum_{i=0}^{N-1} [1/\rho_{xxi}], \quad (1)$$

其中 $\sigma_{xxi} = 1/\rho_{xxi}$ 的振荡周期为 $\Delta_i \cdot$

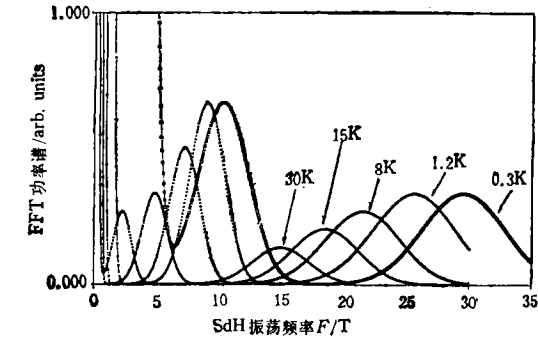


图 4 FFT 变换后的功率谱

($1/B$), i 为子带序号 ($0,1,2,\dots$).

Schubert 等^[3,4]最早提出用 Fourier 变换的方法把这些不同周期振荡的频谱区分开来,即通过对 $\sigma_{xx}-1/B$ 做快速 Fourier 变换 (FFT),就可以把这些对应各子带的振荡周期分辨出来,得到 FFT 功率谱^[5]. FFT 功率谱中每一个谱峰的位置就对应一个子带的振荡频率. $\sigma_{xx}-1/B$ 的 Fourier 变换式为

$$F(j) = \sum_{k=0}^{N-1} \sigma_{xx}(k) \exp(-2\pi i k j / N), \quad (2)$$

其中 $i = \sqrt{-1}$; $j = 0,1,2,\dots,N-1$.

FFT 功率谱为

$$S(j) = |F(j)|^2. \quad (3)$$

基于这种思想,我们将测量得到的 δ 掺杂 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结二维电子气在 0.3—30K 温度时的磁阻振荡曲线 (SdH 振荡曲线)作快速 Fourier 变换 (FFT),得到其频谱分布,如图 4 所示. 结合图 2 可以看到:有两个子带被占据,且随样品测试温度从 30K 降低到 0.3K,子带上占据的电子数不断增加。

根据 SdH 振荡的 Adams-Holstein 理论^[6],可以由每一子带对应的振荡频率 F_i 求得对应的电子浓度^[6,7]

$$n_i = e F_i / (\pi \hbar). \quad (4)$$

表 1 0.3—30K 温度范围子带上的电子数 (10^{11}cm^{-2})⁻¹、每一子带底相对 Fermi 能级的位置 (meV)⁻¹

		0.3K	1.2K	8K	15K	30K
$i = 0$	n_0	14.3	12.4	10.6	8.91	7.23
	ΔE_0	47.1	40.8	34.9	29.3	23.8
$i = 1$	n_1	5.01	4.36	3.47	2.35	1.08
	ΔE_1	17.5	15.3	12.2	8.23	3.78

不同温度下的计算结果列于表 1 中。

因为 FFT 功率谱中每一谱峰都具有 Gauss 分布,在极小值处将谱截断,可以把谱中的每一个峰取出,得到不同温度下对应每一子带的 Gauss 分布型 FFT 谱峰^[6]。再将取出的峰作 Fourier 逆变换,就可以得到某一测量温度下每一子带的 SdH 振荡曲线^[7],整个过程如图 5 所示。

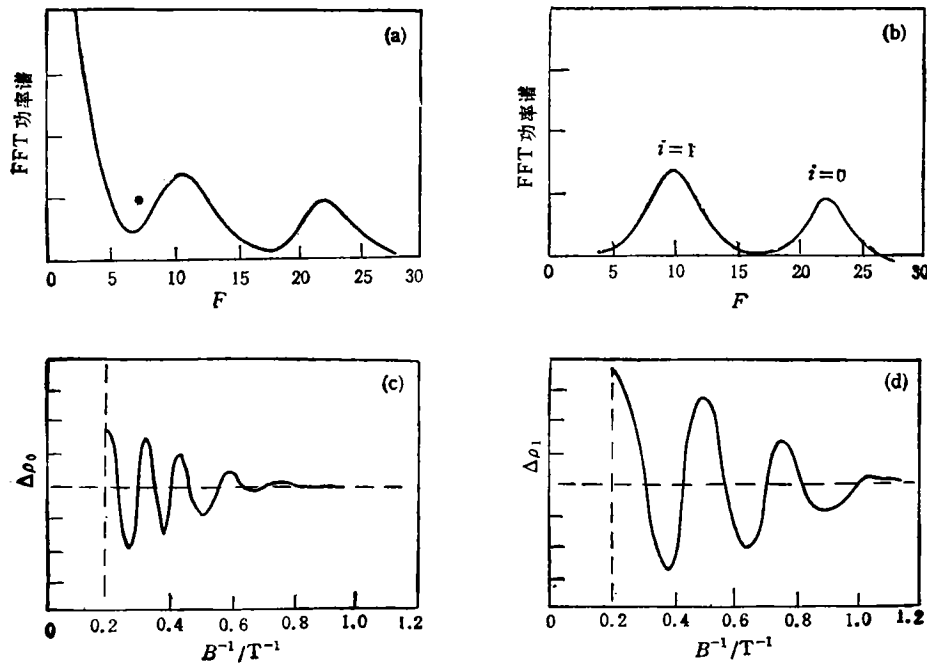


图 5 用 Fourier 逆变换 (IFFT) 分解子带振荡的过程 (a) 为 FFT 功率谱; (b) 为从极小值处‘切断’得到两个子带孤立的 Gauss 峰; (c) 为对 $i=0$ 峰作 IFFT 得到 $\Delta\rho_0$; (d) 为对 $i=1$ 峰作 IFFT 得到 $\Delta\rho_1$

这样就可以求得不同温度下每一子带的 SdH 振荡振幅值,如图 5 中的点。然后,用二维 SdH 振荡的振幅与温度的依赖关系来拟合。因为,对于某一子带上的电子,横向磁场下磁阻 SdH 振荡的表达式^[7,8]有

$$\Delta\rho/\rho_0 \approx (\beta T/B) \operatorname{arcsinh}(\beta T/B) \cdot \exp(-\beta T_D/B) \times \cos(2\pi m^* E_F / \hbar e B - \gamma), \quad (5)$$

其中 ρ_0 为零磁场时的电阻率, $\beta = 2\pi^2 K_B m^* / \hbar e$, T_D 为 Dingle 温度它代表碰撞加宽的影响, γ 为一相因子。

由(5)式, SdH 振荡归一化振幅与温度的关系可以表示为

$$A(T)/A(T_0) \approx T \sin h(\beta T_0/B) / [T_0 \sin h(\beta T/B)]. \quad (6)$$

对(6)式取 m^*/m_0 使(6)式与实验数据处理得到的 $A(T)-T$ 点符合,也就是插值拟合得到每一子带的有效值。图 6 中实线就是取合适的 m^*/m_0 拟合得到的, $m_0^*/m_0 = 0.073$, $m_1^*/m_0 = 0.068$, m_0 为自由电子的质量。

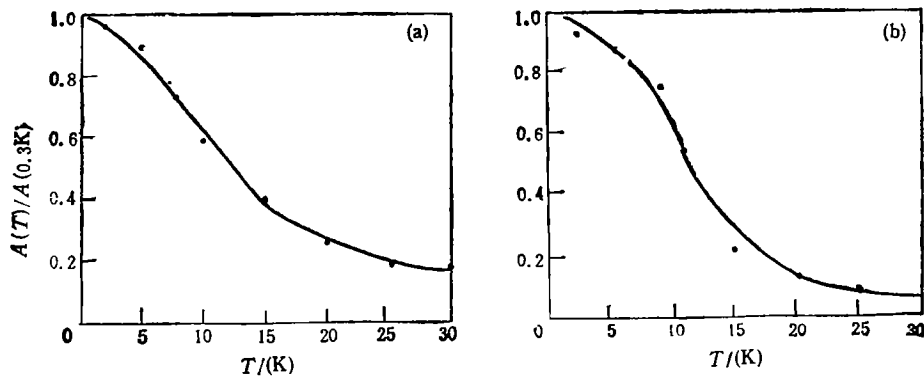


图6 子带电子有效质量的拟合 (a) 为基态子带 ($i=0$), $m_0^*/m_0=0.073$;
(b) 为第一激发态子带 ($i=1$), $m_1^*/m_0=0.068$

使用(7)式可以近似计算出每一子带底相对 Fermi 能级的位置,

$$\Delta E_i = E_F - E_i = \pi \hbar^2 n_i / m_i^*, \quad (7)$$

其中 m_i^* 为第 i 子带电子的有效质量, n_i 为对应子带上的电子数。计算结果列在表 1 中。

四、讨 论

1. 在我们的样品条件下, 异质结三角势阱中的电子已经占据了二个子能带, 显然 δ 掺杂可以获得更高的 2DEG 浓度。

对每一子带上的电子密度 n_0, n_1 求和, 就可以得到异质结 2DEG 的密度 $n_s = n_0 + n_1 = 0.83, 1.26, 1.41, 1.68, 1.93 (\times 10^{12} \text{cm}^{-2})$ (按 30—0.3K 温度顺序排列)。随着温度从 30K 降致 0.3K, n_1 不断增大的同时, n_0 也不断减少, 这可以用费密能级的移动来解释: 随温度降低, n-Al_xGa_{1-x}As/GaAs 异质结的费密能级也不断上移, 导致子带上的电子数不断增多, 如图 7。可以预见: 若掺杂浓度更高, 则随温度的降低第二激发子带 ($i=2$) 将开始占据电子。

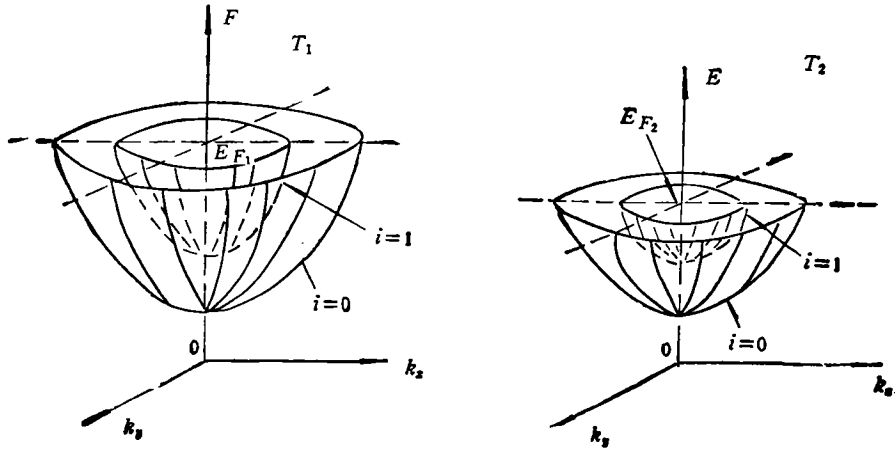


图7 费密能级上移电子不断向上填充子带 ($T_1 < T_2, E_{F1} > E_{F2}$)

2. 作为载流子来源的 Si δ 掺杂层与异质结三角势阱临近, 它们之间存在较强的耦合。随温度、隔离层厚度 d 、 δ 掺杂面密度的变化, 耦合强度也会发生变化。电子从 δ 层向异质结迁移平衡时必须满足^[9]

$$\delta E_F^{2\text{DEG}} - \delta E_F^{\delta} = \Delta E_c - 4\pi e^2 n_s (d + z_0) / \varepsilon, \quad (8)$$

其中 δE_F 为由于电子迁移导致的 Fermi 能级弛豫, z_0 为异质结三角势阱的特征宽度, ε 为 GaAs 介电常数。

从(8)式可以看出: 异质结 2DEG 浓度 n_s 由费密能级相对位置决定, 随着温度的降低, n_s 增大。

3. 关于有效质量和迁移率的讨论

拟合的结果表明: $m_0^* > m_1^*$, 即基态子带上电子的有效质量大于第一激发态子带上电子的有效质量。据此可以初步推断: $\mu_0 < \mu_1$ 。

根据两种载流子导电的模型, 总迁移率为

$$\mu = (\mu_0 \times n_0 + \mu_1 \times n_1) / (n_0 + n_1). \quad (9)$$

这里的总迁移率 μ 也就是 Hall 测量得到的迁移率。从(9)式可以看到, 随温度 T 的降低, 多子带占据 2DEG 系统迁移率 μ 的增大来自于两方面的贡献: 第一, T 降低每一子带的迁移率要增大; 第二, T 降低导致 n_1/n_0 增大 (从表 1 算得: 对应 $T = 30-0.3\text{K}$, $n_1/n_0 = 0.15-0.35$), 即迁移率较高的子带对系统 μ 的贡献增大。

4. 从实验中发现, 当 $T = 0.3\text{K}$ 时磁阻振荡出现反常峰, 即当 B 分别等于 4 和 6T 左右时, 横向磁阻振幅陡然增大 5—6 倍。如图 8 反复多次实验均出现这一现象, 可以排除实验误差的可能性。它的起源是什么? 目前尚不清楚, 有关工作正进一步进行。

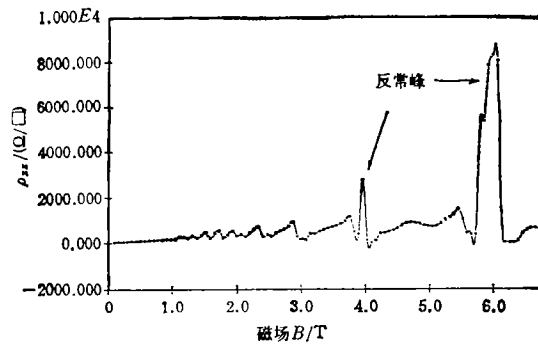


图 8 0.3K 时的磁阻振荡以及迁移率随磁场的变化

五、结 语

电子占据多个子带二维系统的横向 SdH 振荡较为复杂, 它包含了每一子带的物理信息, 本文通过 Fourier 交换、Fourier 逆变换把多子带混合振荡分解成对应每一子带的 SdH 振荡, 然后根据 SdH 振荡的有关理论, 获得每一子带电子的分布、有效质量等信息。因为 SdH 振荡的获得对样品和实验条件的要求并不十分苛刻, 这种方法可以成功地用于分析多子带占据的其它 2DEG 系统。

作者与褚君浩研究员进行过很多有益的讨论, 在此表示感谢!

- [1] M. Santo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **53**(1988), 2504.
- [2] K. Ploog, *J. Cryst. Growth*, **81**(1987), 304.
- [3] E. F. Schubert *et al.*, *IEEE Trans. Electron Device*, **ED-33** (1986), 625.
- [4] N. W. Ashcroft *et al.*, *Solid State Physics* (New York, 1976), p. 264.
- [5] 刘得贵等, *FORTRAN 算法汇编*, 第二分册(北京, 国防工业出版社, 1983), 554 页.
- [6] S. Yamada *et al.*, *GaAs and Related Compounds* (IOP Publishing Ltd. 1989), p. 429.
- [7] G. Landwehr: *Physics of Solids in Intense Magnetic Field*(1969), p. 415.
- [8] 汤定元、郑国珍, *半导体物理进展与教学*, (北京, 高等教育出版社, 1989), 63 页.
- [9] J. E. Cunningham *et al.*, *Phys. Rev.*, **37** (1988), 4317.

STUDY OF SdH OSCILLATIONS OF 2-D ELECTRON GAS IN Si δ -DOPED $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ HETEROJUNCTION

WEI YA-YI SHEN JIN-XI ZHENG GUO-ZHEN GUO SHAO-LING TANG DING-YUAN

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

PENG ZHENG-FU ZHANG YUN-QIANG

Nanjing Institute of Electronic Devices, Nanjing 210016

(Received 26 April 1993)

ABSTRACT

A new type of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterojunction based on Si δ -doping has been fabricated by MBE method. We measured the magnetoresistances, mobility and Hall resistance of the 2-D electron gas at the junction in a transvers magnetic field from 0.3 to 30K. Using Fourier-transform analysis, the distribution of electrons and their effective masses for each subband are determined, which are $m_0^*/m_0 = 0.073$, $m_1^*/m_0 = 0.068$. With the decreasing of temperature, the electrons in each subband increase continuously. We observed abnormal peaks in magnetoresistance when magnetic field was scanned from 0 to 7T at 0.3K.

PACC: 7215G; 7280E; 7340L