

# HEMT 电子迁移率与器件参数关系

赵冷柱

(上海科学技术大学物理系)

1986年2月21日收到

本文计算了调制掺杂  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-GaAs}$  异质结 2DEG 场效应晶体管 (HEMT) 电离中心散射电子迁移率  $\mu_I$ 。给出了  $\mu_I$  与掺杂  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  层的厚度  $d$ , 掺杂浓度  $N_D$ , 非掺杂的  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  层的厚度  $\delta$  以及二维电子气的电荷面密度  $N_s$  的关系。

## 一、前言

调制掺杂  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-GaAs}$  异质结 2DEG FET (HEMT) 两个重要的特点是高电子迁移率和二维电子气的高电荷面密度。前者使电子渡越沟道时间变短, 后者使其对负载电容具有大电流充放电能力。因此, HEMT 作为一个新型的高速器件而受到极大重视<sup>[1-3]</sup>。

F. Stern<sup>[4]</sup> 首先用  $\delta$  函数近似计算了硅反型层中电子散射。后来, J. Lee 计算了不存在屏蔽和强屏蔽两种极限情况下异质结二维电子气中电子的迁移率<sup>[5]</sup>。最近, H. N. Spector 等<sup>[6]</sup> 计算了远离二维电子气的电离中心对电子的散射作用。

本文的目的是在 F. Stern  $\delta$  函数近似方法基础上计算一个典型结构的 HEMT 的电离中心散射电子迁移率。给出  $\mu_I$  与 HEMT 各个参数:  $d, \delta, N_D$  和  $N_s$  关系。并对计算结果和适用条件作了简单讨论。

## 二、 $\mu_I$ 与器件参数关系

HEMT 结构如图 1 所示。

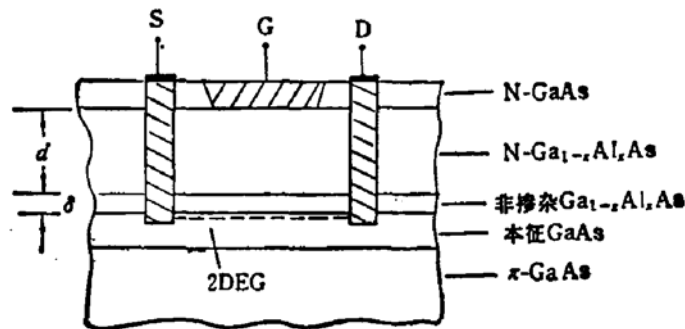


图1 HEMT 结构图

将量子力学微扰理论用于二维电子气,在量子极限条件下,跃迁限于基带内,用归一化波函数和玻恩一级近似得电离中心势  $V(r)$  将  $K_1$  态电子散射到  $K_2$  态的几率为:

$$W_{12} = \left( \frac{1}{WL} \right)^2 \cdot \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int_A V(r) e^{i(K_1 - K_2) \cdot r} dr \right|^2. \quad (1)$$

其中:  $W$  和  $L$  代表二维电子气(沟道)长和宽.  $r$  代表平面上矢量. 积分是在整个二维电子气面内进行.

$Q \rightarrow Q + dQ$  极角内,单位  $K$  空间的态数  $d\rho$  为

$$d\rho = \frac{g_v g_s m^* W \cdot L}{(2\pi)^2 \hbar^2} dQ. \quad (2)$$

其中:  $g_v, g_s$  代表能谷和自旋简并度.

令  $dn$  为单位时间,极轴方向速度为  $v$  的电子散射到  $Q \rightarrow Q + dQ$  的电子数,

$$dn = v \cdot \frac{1}{WL} \sigma(Q) dQ, \quad (3)$$

由(1)和(2)有:

$$dn = \left( \frac{1}{WL} \right)^2 \cdot \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int_A V(r) e^{i(K_1 - K_2) \cdot r} dr \right|^2 \cdot \frac{g_v g_s m^* W L}{(2\pi)^2 \hbar^2} dQ, \quad (4)$$

由(3—4)式,当  $V(r) = V(r)$  时,由贝塞尔函数母函数性质<sup>[7]</sup>有散射截面  $\sigma(Q)$  为:

$$\sigma(Q) = \frac{2\pi g_v g_s m^*}{\hbar^3 v} \left| \int V(r) j_0(qr) r dr \right|^2 \quad (5)$$

$$q \equiv |K_1 - K_2| = 2K \sin \frac{Q}{2};$$

$j_0(qr)$  是零级第一类贝塞尔函数.

F. Stern<sup>[4]</sup> 用  $\delta$  函数近似得

$$\frac{d^2 A_K(x)}{dx^2} - K^2 A_K(x) = \lambda \bar{A}_K \delta(x) - \frac{e}{2\pi\epsilon} \delta(x - z').$$

如果我们用:

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{iqx} dq,$$

$$\delta(x - z') = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty e^{iq_0(x - z')} dq_0.$$

注意算符作用:

$$\left( \frac{d^2}{dx^2} - K^2 \right)^{-1} e^{iqx} = - \frac{1}{(K^2 + q^2)} e^{iqx}.$$

用留数定理并定义:

$$\bar{A}_K \equiv \int A_K(x) \delta(x) dx.$$

可解得有效屏蔽势  $V(r)$  为:

$$V(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon} \int_0^\infty \frac{e^{-Kz_0}}{K + \lambda/2} j_0(qr) K dK. \quad (6)$$

其中:

$$\lambda \equiv \frac{c^2 g_V g_S m^*}{4\pi\hbar^2 \epsilon};$$

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}} + \epsilon_{\text{GaAs}}}{2};$$

$x_0$  散射中心与二维电子气距离.

于是有:

$$\sigma(Q) = \frac{c^2 g_V g_S m^*}{2\pi\hbar^3 v \epsilon^2} \left( \frac{e^{-qx_0}}{q + \lambda/2} \right)^2. \quad (7)$$

对于二维电子气,很容易求得散射几率  $P$  为:

$$P = \int_0^{2\pi} v N_{Ds} \sigma(Q) (1 - \cos Q) dQ \quad (8)$$

这里  $N_{Ds}$  代表了单位面积上电离中心数. 因此  $dz_0$  厚度, 单位面积上的电离中心数为:

$$\frac{N_{Ds}}{d} \cdot dz_0 = N_D \cdot dz_0.$$

考虑到掺杂  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  层中所有电离中心的散射作用, 待电子的弛豫时间  $\tau$  为

$$\tau^{-1} = \int_{\delta}^{\delta+d} dz_0 \int_0^{2\pi} v N_D \sigma(Q) (1 - \cos Q) dQ. \quad (9)$$

对于二维系统仍有:

$$\mu_l = \frac{e\tau}{m^*}$$

考虑到  $K$  应用  $\bar{K}$  代替, 容易求得<sup>[8]</sup>

$$\bar{K} = \left( \frac{2\pi N_S}{g_V g_S} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

得出:

$$\mu_l = \frac{4\pi\hbar^3 \epsilon^2 \bar{K}}{m^{*2} c^3 g_V g_S N_D} \cdot \frac{1}{\phi(\delta, d, N_S)}$$

$$\phi(\delta, d, N_S) \equiv \int_0^{2\pi} \frac{\sin \frac{Q}{2} [e^{-\delta K \sin \frac{Q}{2}} - e^{-(\delta+d)K \sin \frac{Q}{2}}]}{\left( \frac{\lambda}{2} + 2\bar{K} \sin \frac{Q}{2} \right)^2} dQ \quad (11)$$

### 三、讨 论

(11)式与最近报道<sup>[6]</sup>结果有所不同,原因是我们这里令衬底为本征 GaAs 材料,所以不必考虑本体电离中心的散射作用. 另外,由于本文考虑的是一个具体 HEMT, 所以(11)式中多了一项与  $d$  有关的项.

图 2, 3 和 4 分别给出了  $\mu_l$  与  $\delta, N_S$  和  $d$  的关系. 为了容易比较它们对  $\mu_l$  的影响, 图中曲线用了相对数值.  $\mu_l$  与  $N_D$  呈反比. 与  $\delta$  呈指数形式增加. 与  $d$  也呈指数关系, 不

过,只与积分中第二项有关。 $\mu_l$  与  $N_s$  关系较为复杂,这是由于通过屏蔽效应和电子的热平均速度来影响散射截面所致。

如前所述,上面结果仅适用于衬底为本征 GaAs 材料,电子只填充在子能带基带,不

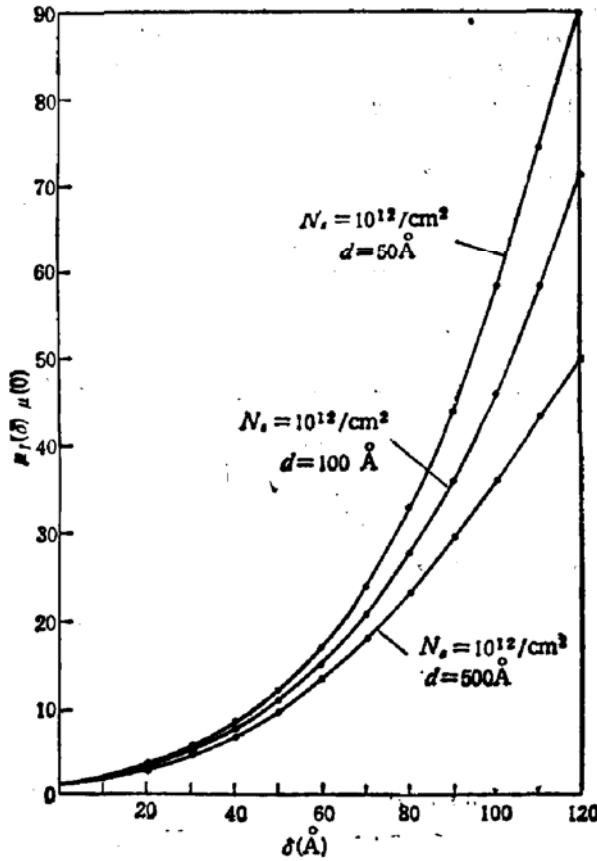


图 2  $\frac{\mu_l(\delta)}{\mu_l(0)}$  与  $\delta$  关系

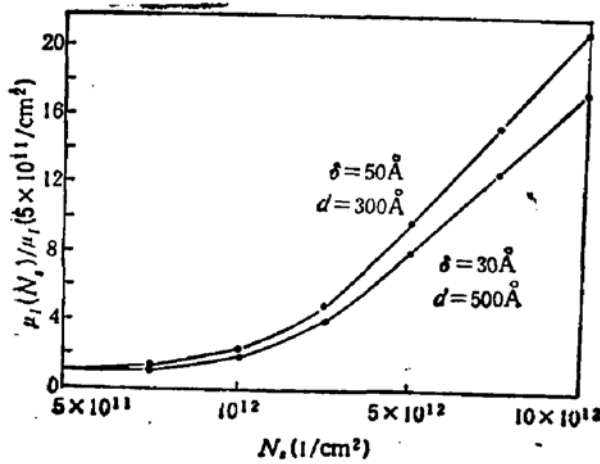


图 3  $\frac{\mu_l(N_s)}{\mu_l(5 \times 10^{11})}$  与  $N_s$  关系

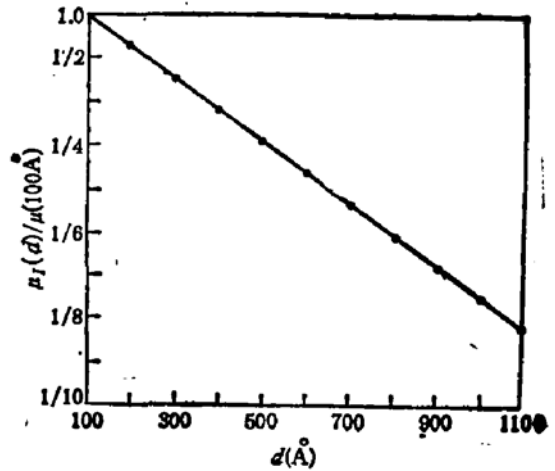


图 4  $\frac{\mu_l(d)}{\mu_l(100)}$  与  $d$  关系  
 $\delta = 50 \text{ \AA}, N_s = 10^{12}/\text{cm}^2$

存在带间的跃迁,这种情况在室温时,  $N_s \leq 5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$  对于  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-GaAs}$  HEMT 总是满足的。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] H. Morkoc, P. M. Solomon, *IEEE Spectrum*, 21, 28(1984).
- [ 2 ] Takashi Mimura, *Surface Science*, 113, 454(1982).
- [ 3 ] P. M. Solomon, Hadis Morkoc, *IEEE. Trans. Electron Devices*, ED-31, 1015(1994).
- [ 4 ] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. of Mod. Phys.*, 54, 27(1982).
- [ 5 ] J. Lee, H. N. Spector, and V. K. Arora, *J. Appl. Phys.*, 54, 6995(1983).
- [ 6 ] H. N. Spector, V. K. Arora, *Surface Science*, 159, 425(1985).
- [ 7 ] B. H. 斯米尔诺夫著, 叶彦谦译, 高等数学教程第三卷, 第三分册, p213, 人民教育出版社, 1979 年版。
- [ 8 ] 曾谨言等, 量子力学, 下册, p. 423, 科学出版社, 1984 年版。

## Dependence of Electron Mobility of HEMT on Parameters of Device

Zhao Lengzhu

(Shanghai University of Science and Technology)

### Abstract

The paper presents a calculation of electron mobility limited by scattering from ionized impurities in the modulation doping  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-GaAs}$  heterojunction 2DEG field effect transistor (HEMT). The mobility is related to the thickness of undoped  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  layer; the doped concentration and thickness of doped  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  layer; and the charge density of 2DEG.