

δ掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 的二维量子模型

张兴宏 杨玉芬 王占国

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文我们首次建立了 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs 高电子迁移率晶体管(HEMT)的二维量子模型,这种模型考虑了HEMT器件沟道中二维电子气的量子特性。根据这个模型,我们应用二维数值模拟方法和自洽求解薛定谔方程和泊松方程获得了器件沟道中的二维电子浓度,同时也得到了器件沟道中的横向电场分布和横向电流密度。模拟结果表明二维电子气主要分布在异质结 GaAs 一侧量子阱中。详细讨论了不同栅压和不同漏压下 HEMT 沟道中的二维电子浓度的分布及变化。

EEACC: 2560B, 2560S

1 引言

随着 MBE 和 MOCVD 生长技术以及纳米光刻工艺技术的不断进步,高电子迁移率晶体管的制造得到了很快的发展,而且 HEMT 器件的不同材料系统也不断地发展起来,从最早的 AlGaAs/GaAs HEMT 器件到后来的 AlGaAs/InGaAs/GaAs、InAlAs/InGaAs/InP、InGaP/InGaAs/InP、InP/InGaAs/InP、InAs/InPSb/GaSb 和 Ge_xSi_{1-x}/Si 材料系统的 HEMT^[1,2]。所以器件物理模型的建立对于理解 HEMT 器件的特性和器件设计变得更加重要。二维模型在器件分析中非常有用,在早期发展的一维模型虽然很简单,但不够准确。目前,已经有许多二维模型被发展起来用于分析 HEMT 器件的性能^[3~5],其中两种主要的模型:漂移扩散模型和能量运输模型,这两种模型都是基于经典的描述,而没有考虑量子阱中电子能级的分裂,这样不能准确地描述器件的物理特性。另一种理论考虑到了器件沟道中电子的量子特性,用蒙特-卡罗方法模拟器件的特性,但仅得到了一维结果^[6~8]。最近几年来,已经有作者发展了前面的理论,同时考虑器件的二维问题和器件沟道中电子的量子特性建立了二维数值模拟模型^[9~11]。

以上的物理模型都是建立在传统的均匀掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件的基础上。由于外延技术的成熟和 AlGaAs/GaAs 属于很好的晶格匹配材料系统,所以采用 δ 掺杂 Al-

张兴宏 男,1966年生,博士生,目前主要从事半导体材料和器件物理模拟研究

杨玉芬 男,1937年生,研究员,主要从事半导体器件研究

王占国 男,1937年生,中国科学院院士,研究员,主要从事半导体材料物理研究

1996年7月28日收到初稿,1996年11月11日收到修改稿

GaAs/GaAs HEMT 来提高器件沟道的电子密度,减少陷阱效应^[8],同时减少施主杂质对沟道电子的散射作用,从而提高沟道中电子的迁移率.本文我们同时考虑器件的二维问题和器件沟道中电子的量子特性建立了 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件的二维量子模型.用二维数值模拟的方法讨论了沟道中电子浓度的分布、横向电场和电流密度.

2 HEMT 量子模型

HEMT 中的导电电子是被限制在两种不同禁带宽度的半导体异质结形成的二维沟道中运动.由于二维沟道中电子的限制作用,我们才观测到电子的量子效应.然而,计算表明并不是所有的电子都限制在沟道量子阱中运动.一方面,在不同的栅压条件下器件的沟道可能变得非常浅,沟道中一部分电子有足够的能量运动到体能级中并形成一个平行导电通道.另一方面,在量子阱中如果有两个以上的子能级出现,子能级间发生子带间散射,从而降低量子阱中电子的迁移率^[12,13].所以,在制造 HEMT 器件时考虑到具有高的电子迁移率,要求在材料方面掺杂浓度刚好使量子阱中的第二个子能级最好不出现.因此,我们二维量子模型的建立同时考虑量子阱中电子的量子特性和体材料中的经典效应.

图1给出了模拟 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件的基本结构.模拟中建立的坐标也在图1中给出.图中未掺杂 AlGaAs 的厚度为 25nm, δ 掺杂在 AlGaAs 层中距 AlGaAs/GaAs 异质界面为 5nm, 其中 5nm 的未掺杂 AlGaAs 作为空间层, δ 掺杂浓度为 $1.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, 未掺杂的 GaAs 沟道层厚度为 200nm, 图中虚线表示二维电子气.栅长为 0.25μm, 栅两边离源、漏之间的距离为 0.25μm. 源、漏和栅电极在未掺杂 AlGaAs 层上,实际上欧姆结是形成在高掺杂的 GaAs 顶层作为源和漏结的.栅的势垒高度为 0.8V, AlGaAs/GaAs 导带的不连续值为 0.32eV. 用于 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件模拟的参数列在表1中.

表 1 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 模拟中使用的参数

$\Delta E_c/\text{eV}$	$\mu/(\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	ϵ_A/ϵ_0	ϵ_B/ϵ_0	$V_s/(\text{cm} \cdot \text{s}^{-1})$
0.32	7500	12.2	13.1	8.5×10^6

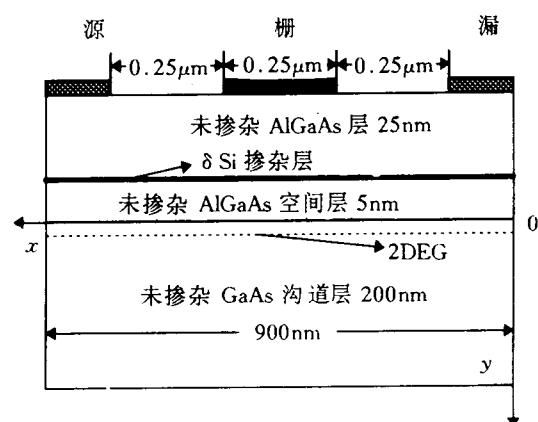


图 1 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 模拟用的基本结构图

为了求得界面势阱中的电子态和电势分布,需自洽求解薛定谔方程和泊松方程.量子阱中我们假设只有一个能级,且考虑电子在量子阱中的空间扩展,同时考虑二维的有效势能 $V^*(x, y)$ ^[14], x 沿沟道方向(横向), y 是从异质界面指向衬底方向(纵向).所以,相应基态能级本征能量 E_0 的电子波函数 F_0 满足薛定谔方程(1), 静电势 $V(x, y)$ 满足泊松方程(2):

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 F_0(y)}{dy^2} + V^*(x, y) F_0(y) = E_0 F_0(Y) \quad (1)$$

$$\frac{d^2V(x,y)}{dx^2} + \frac{d^2V(x,y)}{dy^2} = -\frac{e}{\epsilon_B}(N_{DB} - n_{2D} - n_{3D}) \quad (2)$$

$$V^*(x,y) = -eV(x,y) + V_h(y) + V_{xc}(y) \quad (3)$$

$$n_{2D} = N_0 |F_0(y)|^2 = \frac{m^*}{\pi} \times \frac{k_b T}{\hbar^2} |F_0(y)|^2 \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_b T} \right) \right] \quad (4)$$

$$n_{3D} = N_c \exp \left(-\frac{E_1 - E_F}{k_b T} \right) \quad (5)$$

其中 m^* 为电子有效质量; ϵ_B 为沟道 GaAs 层的介电常数; k_b 为 Boltzman 常数; T 为绝对温度; E_F 为费米能级; N_c 为 GaAs 中的态密度; N_0 为量子阱中的基态能级上的二维电子浓度; N_{DB} 为非故意掺杂施主浓度; $V_h(y)$ 是描述界面势垒的阶梯函数; $V_{xc}(y)$ 为交换关联势^[14]; n_{2D} 为量子阱中的二维电子浓度; n_{3D} 为 GaAs 中体电子浓度^[9]. 方程(2)中的电子浓度 ($n = n_{2D} + n_{3D}$) 为量子阱中的电子浓度和 GaAs 中体电子浓度的叠加. 横向电场 $E(x) = dV(x,y)/dx$, 横向电流密度 $J_x = -env_x$, 电子速度 v_x 参考文献[15]中的速度-电场关系. 方程(1)~(5)自洽求解就可以得到沟道中的电子浓度分布和电势. 对于 δ 掺杂层可以看成一个界面来处理, 垂直于界面方向的电位移差等于 δ 掺杂面电荷:

$$\epsilon_A \left(\frac{dV(x,y)}{dy} \Big|_{int-} - \frac{dV(x,y)}{dy} \Big|_{int+} \right) = en_\delta \quad (6)$$

其中 ϵ_A 为 AlGaAs 的介电常数; n_δ 为 δ 掺杂浓度. 对非 δ 掺杂的 HEMT, 即掺杂的 AlGaAs 层其电势是满足薛定谔方程的, 这一点是与 δ 掺杂的 HEMT 处理方法不同的地方, 这种处理方法是我们首次提出的.

上述的方程采用非均匀网格划分有限差分法分离, 考虑到异质界面处的电子浓度变化较大, 所以界面附近的网格划分较小. 分离的薛定谔方程和泊松方程用超松弛迭代法自洽求解得到电子浓度和电势分布.

3 模拟结果与讨论

在图2中给出了模拟计算得到的不同栅压的导带图, 漏电压为1.0V, 栅压分别为(a) 0.0V 和(b) 0.4V. 横向方向漏和栅之间有较大的电压降落在漏极附近, 纵向方向由于 δ 掺

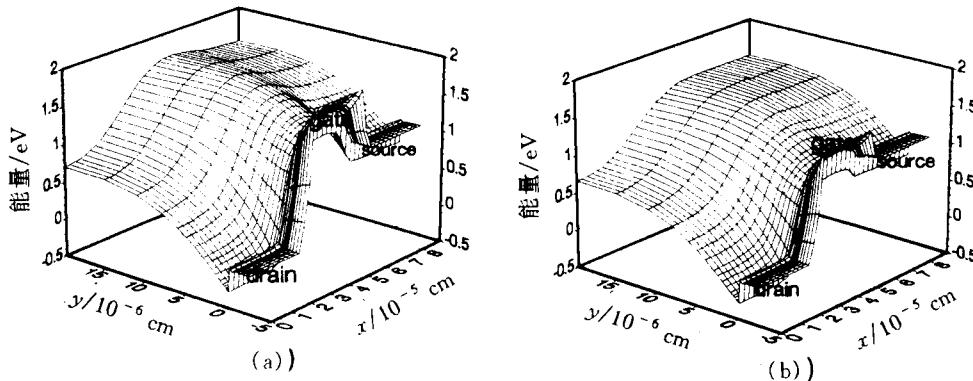


图 2 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 不同栅压的导带

漏压 $V_{ds} = 1.0V$; 栅压(a) $V_{gs} = 0.0V$; (b) $V_{gs} = 0.4V$.

杂 AlGaAs 中的电子转移到异质界面 GaAs 一侧,所以在界面处 AlGaAs 一侧形成势垒,而在 GaAs 沟道层形成一个三角势阱,势阱外光滑地指向衬底。图2(a)中栅下面的沟道中有一势垒,当加栅压时图2(b)势垒降低。可以看出栅压改变时栅下面的电势发生变化,从而控制沟道中的电子浓度的大小。

图3给出了不同漏压和栅压下沟道中电子浓度的分布。图3A 为相同栅压0.8V 不同漏压下的电子浓度(a) $V_{ds}=0.1\text{V}$, (b) $V_{ds}=0.5\text{V}$, (c) $V_{ds}=1.1\text{V}$ 。从图3 A 中可以看出栅压相同时漏电压变化引起电子分布改变,且漏压较小时电子浓度随漏电压的增加而增加,当漏电压达到饱和电压时电子浓度不增加只是分布改变。图3 B 为相同漏电压1.0V 不同栅压(a) $V_{gs}=0.0\text{V}$, (b) $V_{gs}=0.2\text{V}$, (c) $V_{gs}=0.4\text{V}$ 的电子浓度。从图3 B 的模拟结果可以看出同一漏压下电子浓度随栅压的增加而增加,其分布基本不变。这是因为栅压改变引起栅极下面的势垒变化,从而引起沟道中的电子浓度的大小变化。所以,图3的模拟结果基本显示了 HEMT 器件的直流特性。从图3 中还可以看出二维电子气大部分是分布在离开界面10nm 范围内的量子阱中。

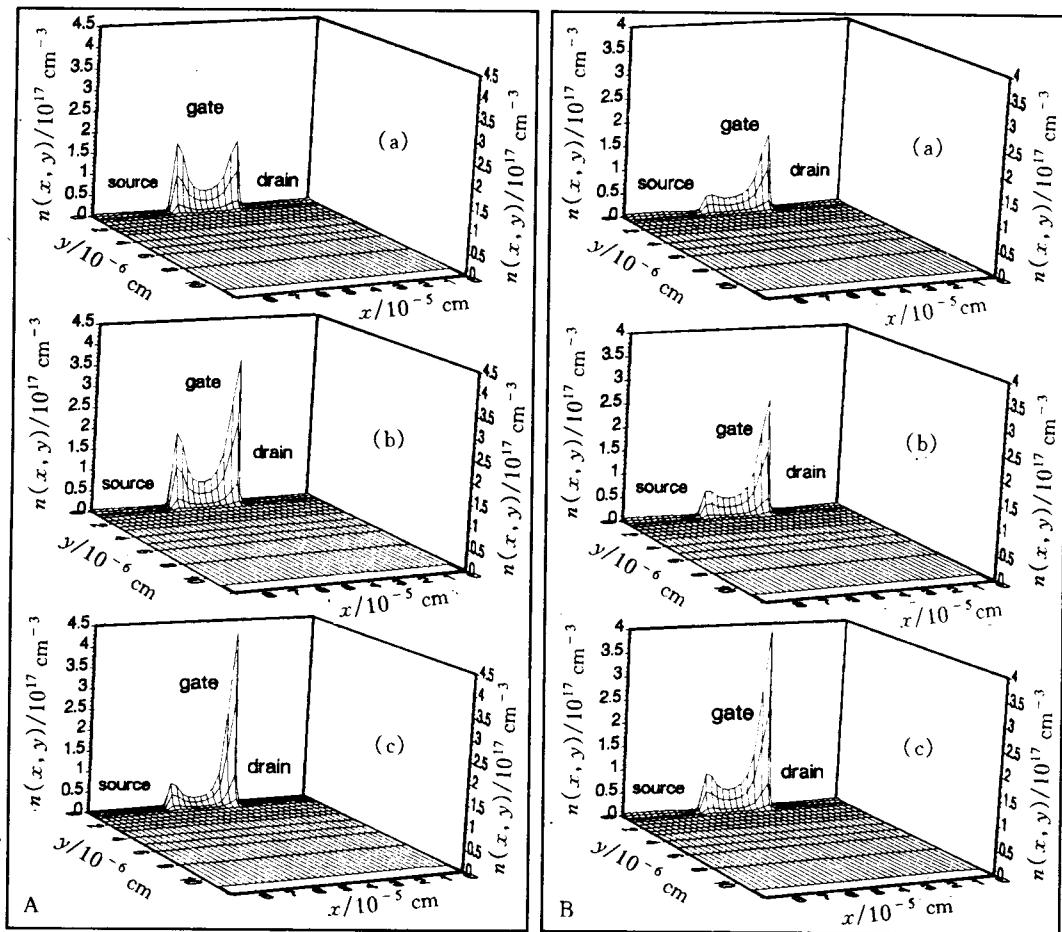


图 3 δ 掺杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件不同漏压和栅压沟道中电子浓度的分布

A 栅压 $V_{gs}=0.8\text{V}$; 漏压 (a) $V_{ds}=0.1\text{V}$; (b) $V_{ds}=0.5\text{V}$; (c) $V_{ds}=1.1\text{V}$;

B 漏压 $V_{ds}=1.0\text{V}$, 栅压 (a) $V_{gs}=0.0\text{V}$; (b) $V_{gs}=0.2\text{V}$; (c) $V_{gs}=0.4\text{V}$.

通过模拟得到不同漏压下的二维横向电场在图4中给出,栅压为0.0V,漏压分别为(a)0.5V和(b)1.0V。当漏电压增加时栅漏之间的电势变化增加,所以栅漏之间的电场也明显增加(图4(b))。图中横向电场沿沟道方向在栅的两边出现两个峰值,从图3的电子分布可以看出这是由于栅两边的下面沟道中电子浓度有较大的变化。图4中同时可以观测到在纵向(y方向)离开界面指向衬底的横向电场很快减小,然后向外电场变化不大,因为二维电子气主要分布在沟道量子阱中,阱外的电子浓度很小而且变化不大。在横向方向(x方向)由于电场的变化(图4)导致沟道中电子分布(图3A)发生变化。图5给出了栅压为1.0V时不同漏压下(a) $V_{ds}=0.5V$ 和 (b) $V_{ds}=1.0V$ 的横向电流密度,其分布是由电子浓度和电子速度分布决定的,并且还与速度-电场关系有关。

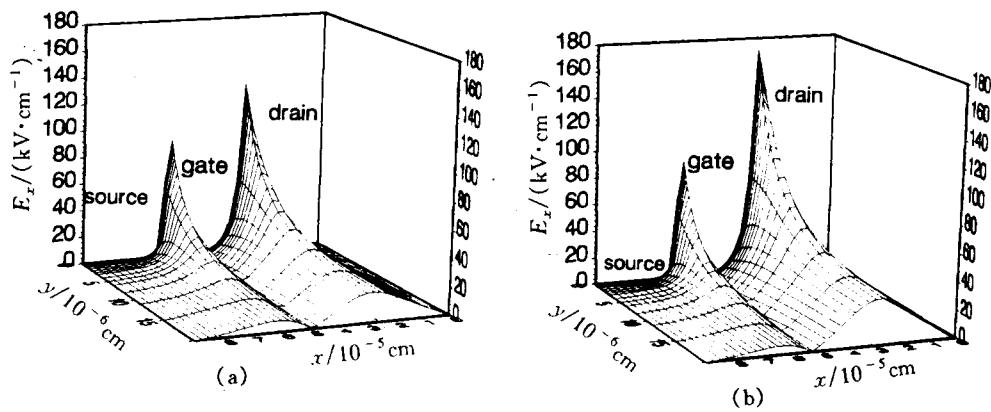


图 4 δ 摻杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件不同漏压下的二维横向电场分布

栅压 $V_{gs}=0.0V$; 漏压 (a) $V_{ds}=0.5V$; (b) $V_{ds}=1.0V$.

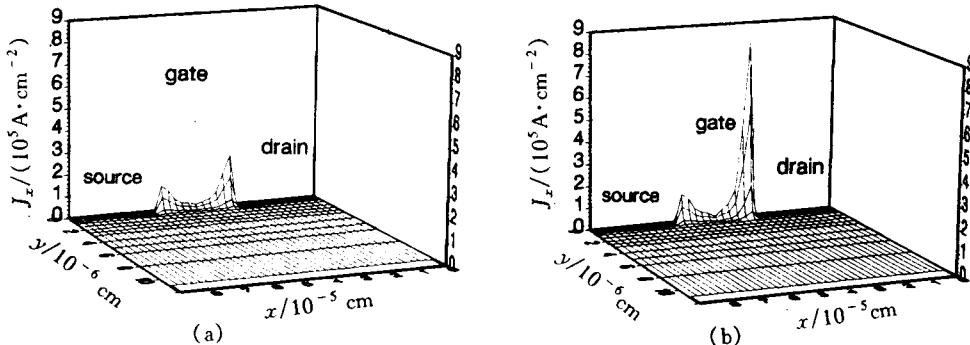


图 5 δ 摻杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件不同漏压下的横向电流密度

栅压 $V_{gs}=1.0V$; 漏压同图4。

4 结论

用我们建立的 HEMT 二维量子模型成功地模拟了 δ 摻杂 AlGaAs/GaAs HEMT 器件沟道中二维电子气的物理特性。自洽求解薛定谔方程和泊松方程获得了沟道中的电子浓度和导带分布,模拟也获得了器件沟道中的横向电场和横向电流密度。模拟表明二维电子气主

要分布在距界面10nm 范围内的量子阱中,不同栅压的电子浓度显示HEMT器件的夹断特性。器件沟道中的横向电场较大,且栅两边下面沟道中横向电场有两个峰值,量子阱以外的横向电场很小且变化不大。我们模拟了不同栅压和漏压时沟道中电子浓度的变化,其结论是与实验一致的。

参 考 文 献

- [1] M. A. Herman and H. Sitter, Microelectron. J., 1996, **27**(4~5): 257~296.
- [2] M. Behet, R. Hövel, A. Kohl *et al.*, Microelectron. J., 1996, **27**(4~5): 297~334.
- [3] D. Loret, Solid-State Electron., 1987, **30**(11): 1197~1203.
- [4] J. Yoshida and M. Kurata, IEEE Electron Device Lett., 1984, **5**(12): 508~510.
- [5] T. Shawki, G. Salmer and O. E. Sayed, IEEE Trans. Electron Devices, 1990, **37**(1): 21~30.
- [6] U. Ravaioli and D. K. Ferry, IEEE Trans. Electron Devices, 1986, **33**(5): 677~681.
- [7] D. H. Park and K. F. Brennan, IEEE Trans. Electron Devices, 1990, **37**(3): 618~628.
- [8] K. W. Kim, Hong Tian *et al.*, IEEE Trans. Electron Devices, 1991, **38**(8): 1737~1742.
- [9] Sze-Him Ng, R. Khoie and R. Venkat, IEEE Trans. Electron Devices, 1991, **38**(4): 852~861.
- [10] Jing-Rong Zhou and D. K. Ferry, IEEE Trans. Electron Devices, 1993, **40**(2): 421~427.
- [11] R. Drury and C. M. Snowden, IEEE Trans. Electron Devices, 1995, **42**(6): 1026~1032.
- [12] Tsuneya Ando, J. Phys. Soc. Jpn., 1982, **51**(12): 3900~3907.
- [13] W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski *et al.*, Phys. Rev., 1984, **B30**(8): 4571~4582.
- [14] K. Yokoyama and K. Hess, Phys. Rev., 1986, **B33**(8): 5595~5606.
- [15] Chian S. Chang and H. R. Fetterman, Solid-State Electron., 1987, **30**(5): 485~491.

Two-Dimensional Quantum Model for δ -Doped AlGaAs/GaAs HEMT

Zhang Xinghong, Yang Yufen and Wang Zhanguo

(Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Received 28 July 1996, revised manuscript received 11 November 1996

Abstract A two-dimensional quantum model is first presented for δ -doped AlGaAs/GaAs HEMT. The quantum characteristics of two-dimensional electron gas (2DEG) in the channel of HEMT are considered. According to the model, two-dimensional electron concentrations in channel of the HEMT are obtained by solving Schrödinger's and Poisson's equations self-consistently and using the two-dimensional numerical simulation. Transverse electric field and current density in channel of the device are also obtained. The simulation results show that 2DEG is mainly distributed in the quantum well of the heterojunction near GaAs layer, and the pinch-off characteristics of HEMT are indicated from two-dimensional electron's concentration under the different gate voltage.

EEACC: 2560B, 2560S