

负电子微分迁移率场效应管的二维数值分析

林 绪 伦 朱 恩 均

(北京大学微电子学研究所, 北京, 100871)

黄 敝 肖 硕

(陕西微电子学研究所, 临潼, 710600)

1990年7月6日收到, 9月28日修改定稿

本文对于新型的负电子微分迁移率场效应管内部的电位、沿沟道方向的电场以及载流子浓度的稳态分布进行了二维数值模拟, 结果表明通过适当选取器件尺寸、掺杂分布以及偏置电压, 沿沟道方向可以产生一个处于负电子微分迁移率范围之内的均匀电场, 使沟道具有负 RC 效应而不出现高场畴。

一、引言

GaAs 的电子漂移速度与电场的关系^[1]如图 1 所示, 在低场区 ($E < 3.2 \text{ kV/cm}$), 电子迁移率比较高, 在 $3.2 \text{ kV/cm} < E < 10.0 \text{ kV/cm}$ 范围内, 导带电子从低能、高迁移率能谷向高能、低迁移率能谷场致转移, 电子微分迁移率为负值, 形成负阻效应。朱恩均于 1980 年首次提出负电子微分迁移率场效应管的构想^[2], 其结构与通常的离子注入型的 MESFET 相似, 区别主要在于沟道中的杂质分布。负电子微分迁移率场效应管所采用的掺杂分布是从源极到漏极, 沿着沟道方向线性增加, 使沟道中产生一个处于负电子微分迁移率范围之内的均匀电场。这种掺杂分布可以通过聚焦离子注入或者在离子注入过程中以恒定速率移动掩模来实现。通常的 MESFET 的沟道电场处于低场区, 高频电流通过沟道时由于沟道电阻 R 以及沟道侧面电容 C 构成的 RC 效应将使高频电流的振幅逐渐衰减。MESFET 的截止频率越高, 要求沟道越短, 制备短栅的工艺愈加困难, 而负电子微分迁移率场效应管由于沟道中存在 $-RC$ 效应, 高频电流经过沟道时, 它的振幅不但不衰减, 反而有所增强, 因而可望负电子微分迁移率场效应管将会成为一种工艺比较简单而频率特性还比较优越的新型器件。

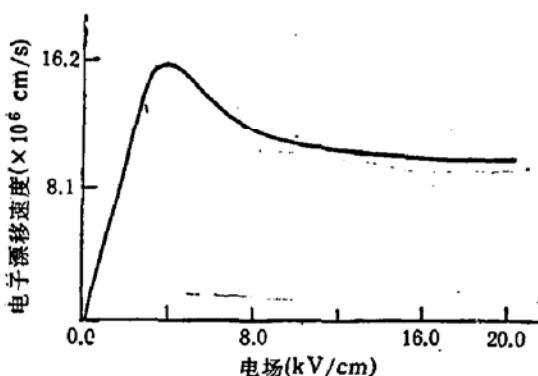


图 1 GaAs 的电子漂移速度与电场的关系

可以通过聚焦离子注入或者在离子注入过程中以恒定速率移动掩模来实现。通常的 MESFET 的沟道电场处于低场区, 高频电流通过沟道时由于沟道电阻 R 以及沟道侧面电容 C 构成的 RC 效应将使高频电流的振幅逐渐衰减。MESFET 的截止频率越高, 要求沟道越短, 制备短栅的工艺愈加困难, 而负电子微分迁移率场效应管由于沟道中存在 $-RC$ 效应, 高频电流经过沟道时, 它的振幅不但不衰减, 反而有所增强, 因而可望负电子微分迁移率场效应管将会成为一种工艺比较简单而频率特性还比较优越的新型器件。

在负电子微分迁移率场效应管的沟道中会不会形成高场畴, 引起不稳定的耿氏振荡?

为此，本文对于器件内部的电位、电场以及载流子浓度的稳态分布进行了二维数值模拟，结果表明通过适当选取器件尺寸，掺杂分布以及偏置电压，沿沟道方向可以产生一个处于负电子微分迁移率范围之内的均匀电场，使沟道具有 $-RC$ 效应而不出现高场畴。

二、二维数值分析的方法

负电子微分迁移率场效应管的横截面示意图及坐标轴如图2所示，描述器件特性的基本方程为泊松方程及电流连续性方程。

采用五点中心差分格式，将泊松方程离散成为差分方程，从而可以写出电位的牛顿迭代式：

$$\begin{aligned}\phi_{i,j}^{m+1} = & \frac{1}{2(h_x^2 + h_y^2)} \{ h_y^2 (\phi_{i+1,j}^m \\ & + \phi_{i-1,j}^m) + h_x^2 (\phi_{i,j+1}^m + \phi_{i,j-1}^m) \\ & - h_x^2 \cdot h_y^2 (N_{D,i,j} - n_{i,j}) \} \quad (1)\end{aligned}$$

式中 ϕ 为电位， m 为迭代次数， h_x 和 h_y 分别为 x 和 y 方向的网格长度， N_D 和 n 分别为施主杂质浓度及电子浓度。

泊松方程的边界条件为

$$\text{源极欧姆接触: } \phi_s = 0 \quad (2)$$

$$\text{漏极欧姆接触: } \phi_D = V_D \quad (3)$$

$$\text{肖特基栅: } \phi_G = V_G - V_{bi} \quad (4)$$

$$\text{自由边界: } \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

V_D 和 V_G 分别为漏极和栅极上所加的偏置电压， V_{bi} 为肖特基结的自建势。

将Scharfetter等人^[3]的方法推广到二维情况，以 x 方向为例，归一化的电子电流密度方程可改写为

$$\frac{\partial n}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} n = \frac{J_{nx}}{\mu_n} \quad (6)$$

在区间 $x \in [x_i, x_{i+1}, y_i]$ 内，假定 J_{nx} ， μ_n 和 $\frac{\partial \phi}{\partial x}$ 都是常数，(6)式是一个关于 n 的一阶常微分方程，其通解为

$$n(x, y_i) = c \exp \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} x \right) - \frac{J_{nx}}{\mu_n} / \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (7)$$

由 $x=0$ 时， $n(x, y_i) = n_{i,i}$ 以及 $x=h_x$ 时， $n(x, y_i) = n_{i+1,i}$ ，可以确定常数 c ，并且得到下列关系式：

$$n_{i,i} = \left(n_{i+1,i} + \frac{J_{nx}}{\mu_n} \frac{h_x}{\phi_{i+1,i} - \phi_{i,i}} \right) \cdot e^{\phi_{i,i} - \phi_{i+1,i}} - \frac{J_{nx}}{\mu_n} \frac{h_x}{\phi_{i+1,i} - \phi_{i,i}} \quad (8)$$

将 J_{nx} 取为中心差分值，(8)式可以改写为

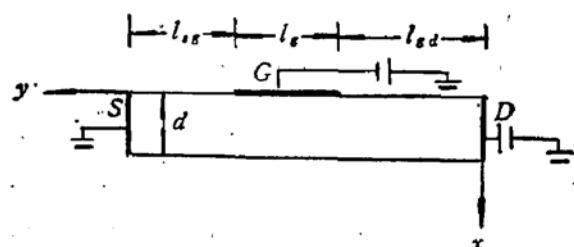


图2 负电子微分迁移率场效应管的横截面示意图

$$J_{ni+\frac{1}{2},i} = \mu_{ni+\frac{1}{2},i} [n_{i+1,i}B(\phi_{i+1,i} - \phi_{i,i}) - n_{i,i}B(\phi_{i,i} - \phi_{i-1,i})]/h_x \quad (9)$$

式中 $B(x)$ 为 Bernoulli 函数

$$B(x) = \frac{x}{e^x - 1} \quad (10)$$

类似地可以得到格点 $[i,j]$ 周围其它三点 $[i-\frac{1}{2},j]$ 、 $[i,j+\frac{1}{2}]$ 及 $[i,j-\frac{1}{2}]$ 的电流密度值，并将它们代入稳态电子电流连续性方程

$$\begin{aligned} \nabla \cdot J_n &= \frac{\partial J_n}{\partial x} + \frac{\partial J_n}{\partial y} = \frac{J_{ni+\frac{1}{2},i} - J_{ni-\frac{1}{2},i}}{h_x} \\ &\quad + \frac{J_{ni,i+\frac{1}{2}} - J_{ni,i-\frac{1}{2}}}{h_y} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

从而可以得到电子密度的牛顿迭代式：

$$n_{i,j}^{m+1} = (h_1 n_{i+1,i}^m + h_2 n_{i-1,i}^m + k_1 n_{i,i+1}^m + k_2 n_{i,i-1}^m)/hk \quad (12)$$

其中

$$h_1 = \mu_{ni+\frac{1}{2},i} B(\phi_{i+1,i} - \phi_{i,i})/h_x^2 \quad (13)$$

$$h_2 = \mu_{ni-\frac{1}{2},i} B(\phi_{i-1,i} - \phi_{i,i})/h_x^2 \quad (14)$$

$$k_1 = \mu_{ni,i+\frac{1}{2}} B(\phi_{i,i+1} - \phi_{i,i})/h_y^2 \quad (15)$$

$$k_2 = \mu_{ni,i-\frac{1}{2}} B(\phi_{i,i-1} - \phi_{i,i})/h_y^2 \quad (16)$$

$$hk = [\mu_{ni+\frac{1}{2},i} B(\phi_{i,i} - \phi_{i+1,i}) + \mu_{ni-\frac{1}{2},i} B(\phi_{i,i} - \phi_{i-1,i})]/$$

$$h_x^2 - [\mu_{ni,i+\frac{1}{2}} B(\phi_{i,i} - \phi_{i,i+1}) + \mu_{ni,i-\frac{1}{2}} B(\phi_{i,i} - \phi_{i,i-1})]/h_y^2 \quad (17)$$

载流子浓度的边界条件为

$$源极欧姆接触: n_s = N_{Ds} \quad (18)$$

$$漏极欧姆接触: n_D = N_{DD} \quad (19)$$

$$肖特基栅: n_G = N_D(y) \exp \left[\frac{q}{kT} (V_G - V_{bi}) \right] \quad (20)$$

$$自由表面: 假定没有电流通过, \frac{\partial n}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

N_{Ds} 和 N_{DD} 分别为源极和漏极的施主杂质浓度, $N_{D(y)}$ 为施主杂质分布, q 为电子电荷, k 为玻尔兹曼常数以及 T 为温度。

电子迁移率与电场的关系为

$$\mu_n = \left[\mu_0 + v_s \frac{E^4}{E_m^3} \right] / [1 + (E/E_m)^4] \quad (22)$$

式中 $E_m = 4.0 \text{ kV/cm}$, μ_0 为低场迁移率, v_s 为电子饱和速度以及 E 为沿电流方向的电场。

为了加速收敛, 对于电位及载流子浓度都还采用了逐次超松弛迭代法求解。

方程(1)和方程(8)采用 Gummei^[4] 的自洽方法交替迭代, 直到两个方程都收敛为止, 最终得到器件内部的电位和载流子浓度的二维分布。整个模拟计算的程序框图如图 3 所示。

三、结果及讨论

举例如下：

沟道长度 $l = 3.4 \mu\text{m}$, 栅长 $l_g = 3.0 \mu\text{m}$, $l_{tg} = l_{td} = 0.2 \mu\text{m}$, 沟道厚度 $d = 0.16 \mu\text{m}$, 沟道宽度 $W = 100 \mu\text{m}$.

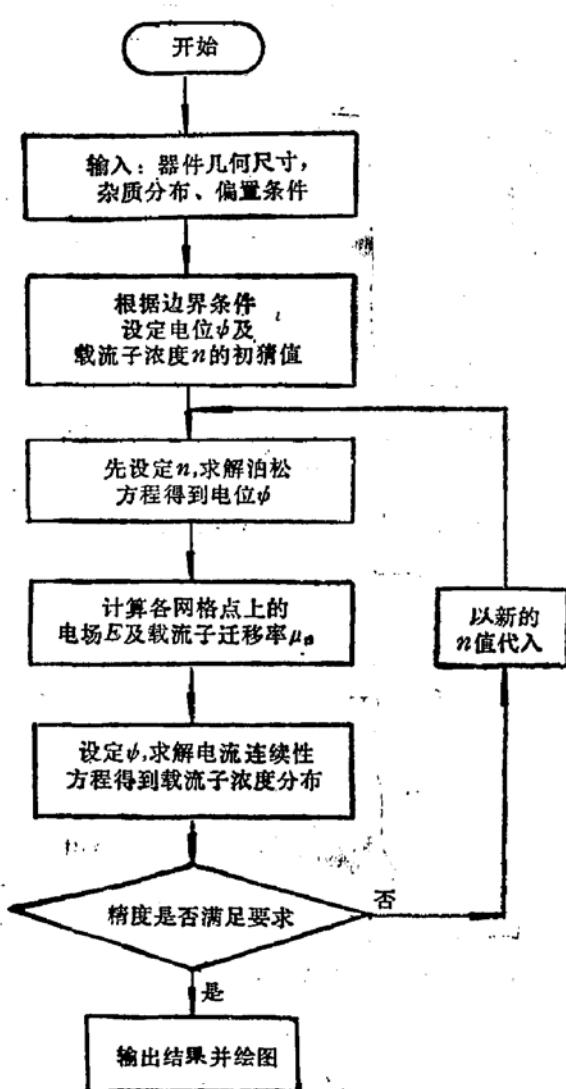


图3 模拟计算的程序框图

沟道中施主杂质分布

$$N_D(y) = N_{DD}(1 - G_{n,y}) \quad (0 \leq y \leq l) \quad (23)$$

其中 $N_{DD} = 1.75 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $G_n = 3.9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-4}$.

外加的偏置电压: 源极接地 $V_s = 0 \text{ V}$, $V_G = -0.09 \text{ V}$, $V_D = 2.2 \text{ V}$.

负电子微分迁移率场效应管内部的载流子浓度、电位以及沿沟道方向的电场的等值线分布图分别如图4、图5及

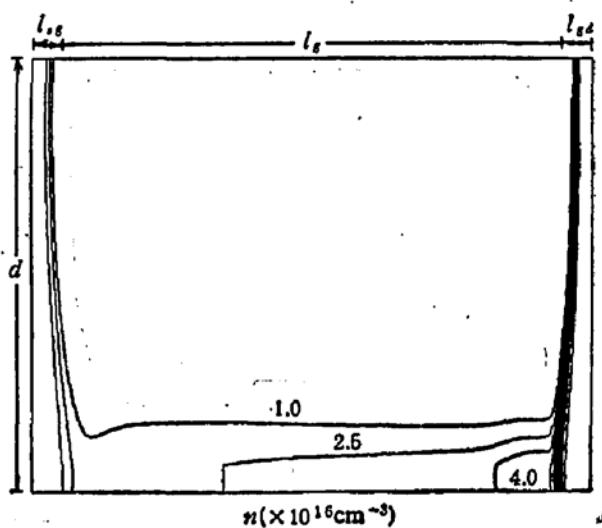


图4 载流子浓度等值线分布图

图6所示。

沟道长度 l /沟道厚度 $d > 20$, 按照 Shockley^[3] 提出的缓变沟道近似的假定, 计算夹断电压

$$\begin{aligned} V_p(y) &= \frac{q}{\epsilon_s \epsilon_0} \int_0^d N_D(y) x dx \\ &= V_{pD} - \frac{qd^2 G_n y}{2\epsilon_s \epsilon_0} \end{aligned} \quad (24)$$

其中

$$V_{pD} = \frac{qd^2 N_{DD}}{2\epsilon_s \epsilon_0} = 3.0 \text{ V} \quad (25)$$

$$V_{ps} = \frac{qd^2 N_{DS}}{2\epsilon_s \epsilon_0} = 0.9 \text{ V} \quad (26)$$

V_{pD} 和 V_p , 分别为漏端及源端的夹断电压, ϵ_s 及 ϵ_0 分别为 GaAs 的介电常数及真空

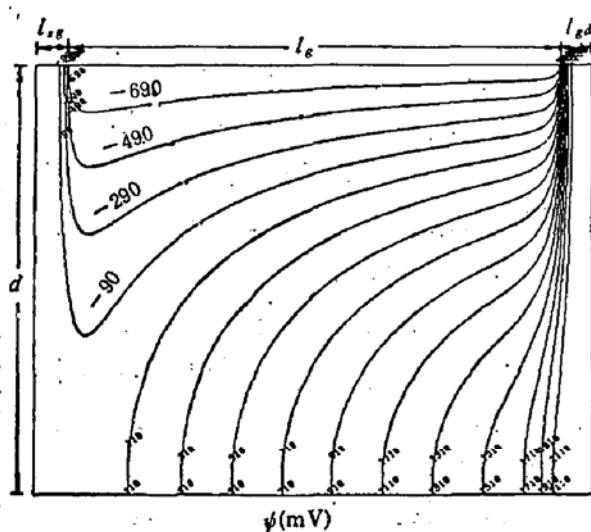


图 5 电位的等值线分布图

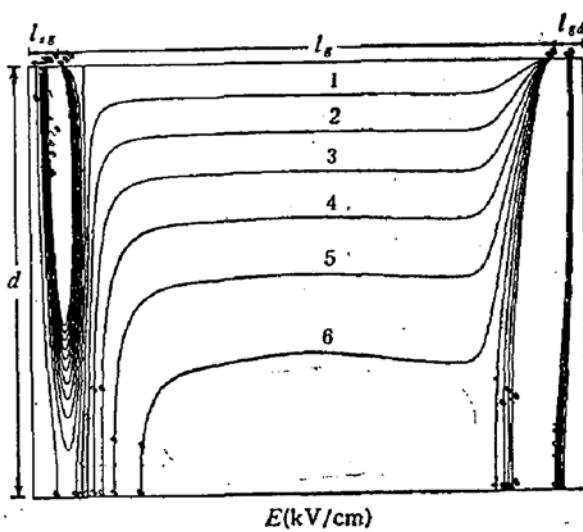


图 6 沿沟道方向的电场等值线分布图

电容率。
沿沟道中夹断点的电场

$$E_p(y) = - \frac{dV_p(y)}{dy} = \frac{qd^2G_n}{2\epsilon_s\epsilon_0} = 7000 \text{ V/cm} \quad (27)$$

在上述选取的器件尺寸,杂质分布以及外加偏置电压的情况下,模拟计算的负电子微分迁移率场效应管内的载流子浓度的等值线分布图(图 4)表明,沟道接近于夹断,而没有完全夹断,留有导电的剩余沟道厚度 d_r 约为 300 Å,其中的载流子数(即导电层内平均载流子浓度与剩余沟道厚度的乘积)约为 $7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 量级,不满足 Kino 等人^[6]提出的厚度为 dr 的薄层 GaAs 形成耿氏振荡的条件: $n \cdot dr > 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 。K. Yamaguchi 等人^[7]曾对通常的 GaAs MESFET 形成高场畴的条件——器件尺寸及掺杂浓度进行了比较周密地分析,给出了形成稳定的负阻区所对应的沟道掺杂及沟道厚度的范围,他们特别指出,在载流子浓度及几何尺寸即使满足 Kino 等人所给定的条件下,仍然可能并不形成高场畴。从图 4 也可以看到,沟道中并没有出现高场畴,此时的沟道电流为 1 mA。

模拟计算的负电子微分迁移率场效应管内的电位等值线分布图(图 5)表明,等位线垂直于沟道方向,Shockley 提出的缓变沟道近似的假定基本成立,也就是说,可以由解一维泊松方程得到的(24)—(27)式,设计负电子微分迁移率场效应管的杂质分布、几何尺寸及偏置电压。

模拟计算的负电子微分迁移率场效应管内的电场等值线分布图(图 6)表明,沿沟道方向的电场比较均匀,其值约为 6000—7000 V/cm,由图 1 所示的 GaAs 的电子漂移速度与电场的关系可以看到,这样大小的电场正处于负电子微分迁移率的适中范围。因而有可能利用沟道中的 $-RC$ 效应使高频电流振幅通过沟道时有所增强,可望负电子微分迁移率场效应管将会成为一种光刻工艺比较简单而频率特性还比较优越的新型器件。

本工作得到北大力学系陈耀松教授、VAX 机房孙辨华、孙立等同志的支持与帮助,在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] J. G. Ruch and G. S. Kino, *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 40(1967).
- [2] 朱恩均, *半导体学报*, **1**, 292(1980).
- [3] D. L. Scharfetter *et al.*, *IEEE Trans. on Electron Devices*, **ED-16**, 64(1969).
- [4] H. K. Gummel, *IEEE Trans. on Electron Devices*, **ED-11**, 455 (1964).
- [5] W. Shockley, *Proc. IRE*, **40**, 1365 (1952).
- [6] G. S. Kino *et al.*, *Proc. IRE*, **56**, 2056 (1968).
- [7] K. Yamaguchi *et al.*, *IEEE Trans. on Electron Devices*, **ED-23**, 1283 (1976).

Two-Dimensional Numerical Analysis of Negative Electron Differential Mobility FETS

Lin Xulun Zhu Enjun

(Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing, 100871)

Huang Chang and Xiao Shuo

(Institute of Microelectronics, Shan Xi Province, Lintong, 710600)

Abstract

The distributions of the potential, the electric field along the channel and the carrier concentration in a noval negative electron differential mobility FET's are studied by two-dimensional numerical simulation. The results of calculation indicate that it is possible in producing a uniform electric field along the channel in the range of negative electron differential mobility by properly choosing the dimension of the device, the distribution of the doping impurity and D.C. bias. The channel electric field is so controled that the -RC effect will exist but no domain will be formed.