

GaAs MESFET 外延层中载流子浓度分布及漂移迁移率分布的实验测定[†]

张 友 游

(河北半导体研究所)

摘要

提出一种根据 $C_g - V_g$ 及 $G_s - V_s$ 关系测定 GaAs MESFET 外延层中载流子浓度分布 $n(h)$ 及漂移迁移率分布 $\mu(h)$ 的方法。给出了一些典型外延材料的实验结果。证明 $n(h)$ 和 $\mu(h)$ 是表征外延层质量的两个重要的参数。并且发现：不同类型的迁移率分布对应于不同的栅电容弛豫。指出用稳态高频栅电容 $C_g^* - V_g$ 关系求得的是表观载流子浓度分布 $n^*(h)$ 和表观迁移率分布 $\mu^*(h)$ 。它们同样可以表征外延层的质量。

一、引言

实验证明：砷化镓肖特基势垒场效应晶体管（简称为 GaAs MESFET）的电特性与 GaAs 外延层的质量关系极大。可以说，GaAs 外延层的质量是决定 GaAs MESFET 电特性的关键之一。现有的 GaAs MESFET 的理论都是建立在外延层内掺杂浓度和迁移率均匀，以及不存在深能级陷阱等假设的基础上^[1]。实际上，GaAs 外延层中掺杂浓度和迁移率都有一个分布，而且存在大量的深能级。这种情况特别是在外延层界面附近更为突出。所以实际的 GaAs MESFET 的电特性与理论预计的电特性有明显的差异。为了研究外延层的材料参数与器件参数之间的关系，需对外延层中载流子浓度分布、迁移率分布以及深能级进行实验测定。

通常用 Van der Pauw 法^[2]测定半绝缘衬底上 GaAs 外延层的迁移率。由于外延层的冶金学厚度与电学厚度差别较大，而且载流子浓度和迁移率存在一个分布，因此测得的结果只是外延层中载流子迁移率的某种平均值。所以不能用它来表征外延层的质量。虽然有人曾用逐层腐蚀法测定 GaAs 外延层中霍耳迁移率的分布^[3]，但是应该注意到 GaAs MESFET 有源层的厚度仅为 $0.15\text{--}0.3\mu$ 。Perry Skeath^[4] 等人已由实验证实 GaAs 表面存在势垒，因此在 N 型 GaAs 外延层表面必然存在一个载流子耗尽区。显然耗尽区的厚度与有效掺杂浓度有关，当有效掺杂浓度为 $1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 时，耗尽区厚度约为 0.1μ ；当有效掺杂浓度为 $1 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 时，耗尽区厚度约为 3μ 。由此可见，用这种方法测定迁移率分布存在一定的问题。Pucel^[5] 在长栅 GaAs MESFET 上，根据低频跨导及稳态栅电容与栅压的关系，测定迁移率分布。然而这种方法本质上是用稳态栅电容 C_g^* 与栅压 V_g 关系计

[†] 1979年10月15日收到。

算载流子浓度,而且没有考虑陷阱对低频跨导的作用,所以没有完全排除陷阱对测量结果的影响。此外他们忽略了源、漏串联电阻的作用。因此测量误差比他们自己估计的 10—15% 要大。

本文提出一个在长栅 GaAs MESFET 上,根据高频瞬态和稳态栅电容以及沟道电导 G_f 与栅压 V_g 的关系,测定 GaAs 外延层中载流子浓度分布 $n(h)$ 和迁移率分布 $\mu(h)$ 的方法,给出某些典型的实验结果。证明 $n(h)$ 和 $\mu(h)$ 能够表征外延层的质量。发现不同的迁移率分布对应于不同的栅电容弛豫。并且指出用表观载流子浓度分布和表观迁移率分布同样可以表征外延层的质量。

二、测量原理

1. 实验器件的结构

实验器件是按常规的 GaAs MESFET 工艺^[6]制作的长栅 GaAs MESFET。器件结构如图 1 所示。GaAs 外延片均为有缓冲层的汽相外延材料。源、漏为 Au-Ge-Ni 合金欧姆接触,栅为 Al 肖特基势垒,台面高度大于有源层厚度。实验器件封装在 $\phi 5.6$ mm 管壳内。

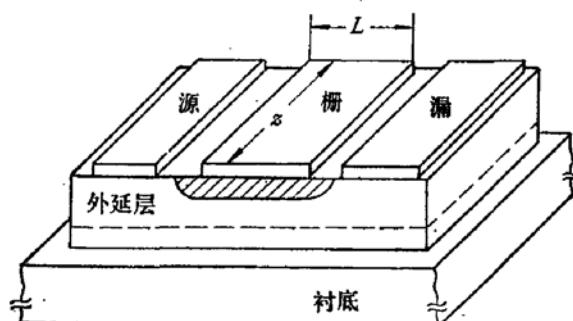


图 1 测试器件结构示意图

2. 载流子浓度分布的测量

载流子浓度分布 $n(h)$ 是根据肖特基势垒栅的瞬态高频电容 C_g 与栅压 V_g 的关系按下式求得

$$n(h) = \frac{-2}{d \left(\frac{1}{C_g} \right)^2} \cdot \frac{\varepsilon \varepsilon_0 q s^2}{d V_g}, \quad (1)$$

$$h = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 s}{C_g(V_g)} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 z L}{C_g(V_g)}, \quad (2)$$

其中 ε_0 为真空介电常数,其值为 8.854×10^{-14} 法拉/厘米; ε 为 GaAs 相对介电常数,其值为 12.5; q 为电子电荷,其值为 1.6×10^{-19} 库仑; s 为肖特基势垒面积,其值为 $s = zL = 10000$ 微米 2 ; $C_g(V_g)$ 为不同栅压下,相应于 $t = 0$ 时刻的高频瞬态栅电容; h 为肖特基势垒空间电荷区深度。

我们引入表观载流子浓度 $n^*(h)$ 的概念。 $n^*(h)$ 定义为

$$n^*(h) = -\frac{2}{\varepsilon \varepsilon_0 q s^2} \frac{d \left(\frac{1}{C_g^*(V_g)} \right)^2}{d V_g}, \quad (3)$$

$$h = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 s}{C_g^*(V_g)}. \quad (4)$$

其中 $C_g^*(V_g)$ 是相应于栅压为 V_g 时的稳态栅电容(即 $t = \infty$ 时刻的栅电容)。在附录中我们将证明

$$n^*(h) = \mathcal{K} n(h). \quad (5)$$

其中 \mathcal{K} 是和陷阱有关的系数, 当无陷阱时

$$\because C_g^*(V_g) = C_g(V_g) \quad \therefore \mathcal{K} = 1; \quad n^*(h) = n(h).$$

3. 迁移率分布 $\mu(h)$ 测量公式的推导

假设沿水平方向外延材料是均一的, 并且假定栅空间电荷区边界的横向深度等于纵向深度, 则栅空间电荷区下边导电沟道的稳态电导 $G_i(V_g)$ 为(参看图 3)

$$G_i(V_g) = \frac{1}{R_i(h)} = \frac{-zq}{L + 2h} \int_h^\infty n(x) \mu(x) dx. \quad (6)$$

将式(6)对 h 求导数得

$$\frac{dG_i(h)}{dh} = \frac{-zq}{L + 2h} [n(h)\mu(h) + 2G_i(h)], \quad (7)$$

$$n(h)\mu(h) = \frac{-1}{zq} \left[\frac{dG_i(h)}{dh} (L + 2h) + 2G_i(h) \right]. \quad (8)$$

将(4)式代入(8)式得

$$n(h)\mu(h) = \frac{-1}{zq} \left\{ \frac{dG_i(h)}{d \left(\frac{1}{C_g^*(h)} \right)} \left[\frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 z} + \frac{2}{C_g^*(h)} \right] + 2G_i(h) \right\}. \quad (9)$$

对于栅长为 40μ 的器件, 式(9)右边最后两项可忽略不计, 引入的误差将小于 2%。因此由式(9)可得

$$n(h)\mu(h) \approx \left(\frac{-1}{z^2 q \varepsilon \varepsilon_0} \right) \frac{dG_i(h)}{d \left(\frac{1}{C_g^*(h)} \right)}. \quad (10)$$

将由式(10)求得 h 处的载流子浓度和迁移率乘积 $n(h)\mu(h)$ 除以由式(1)求得的 $n(h)$ 值, 可得外延层中漂移迁移率分布 $\mu(h)$ 。

我们引入表观迁移率 $\mu^*(h)$ 的概念, $\mu^*(h)$ 定义为

$$\mu^*(h) = \frac{n(h)\mu(h)}{n^*(h)} \approx \frac{L^2}{C_g^*(V_g)} \cdot \frac{dG_i(V_g)}{dV_g}. \quad (11)$$

我们将在第四节中证明 $\mu^*(h)$ 分布的主要特征与 $\mu(h)$ 相同。

三、测量方法和设备

稳态栅电容 $C_g^*(V_g)$ 是用 CC6 型小电容仪进行测量。瞬态电容采用装有线性校正网

络的 C-V 特性仪(八三〇一厂产)及 X-Y 记录仪测定。两种电容仪的测试信号频率均为 1 MHz。栅偏压 V_g 由外接直流稳压电源通过 $L-C$ 并联谐振回路供给。用 PZ-8 型五位数字电压表测量栅偏压 V_g 。栅电容测量原理图见图 2。

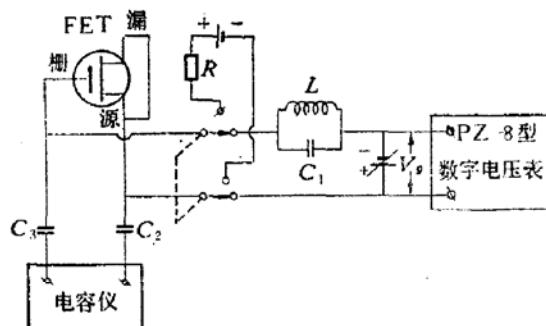
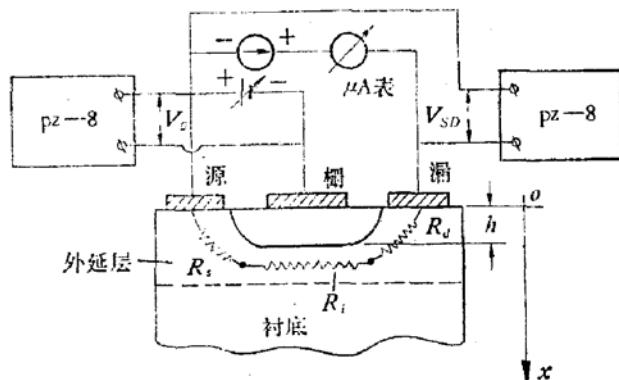


图 2 栅电容测量原理图

图 3 $R_{SD}(V_g)$ 测量原理图

$G_i(V_g)$ 的值可以从测量 $R_{SD}(V_g)$ 按下式求得

$$\frac{1}{G_i(V_g)} = R_i(V_g) = R_{SD}(V_g) - (R_s + R_d). \quad (12)$$

图 3 是 $R_{SD}(V_g)$ 的测量原理图。在源漏之间连接一个 $10\mu\text{A}$ 或 $100\mu\text{A}$ 的恒定电流源(其输出阻抗大于 $1\text{M}\Omega$)，并且串联一个 0.5 级微安表监视电流。在不同栅压 V_g 下测量源漏电压 $V_{SD}(V_g)$ ，根据下式可求得 $R_{SD}(V_g)$

$$R_{SD}(V_g) = \frac{V_{SD}(V_g)}{100 \mu\text{A}}, \quad (13)$$

由于通过沟道的电流很小，沟道电流并不明显地改变栅空间电荷区边界的形状。即可以认为从栅的源端到栅的漏端导电沟道高度近似不变。这点可以从 $V_{SD} \propto I_d$ 的实验来证明。

很容易证明，在零栅压附近 $R_{SD}(V_g)$ 遵循下列关系^[3]

$$R_{SD}(V_g) \propto \frac{1}{1 - \left(\frac{V_i - V_g}{V_p + V_i}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (14)$$

其中 V_i 为肖特基势垒内建电势； V_p 为夹断电压。

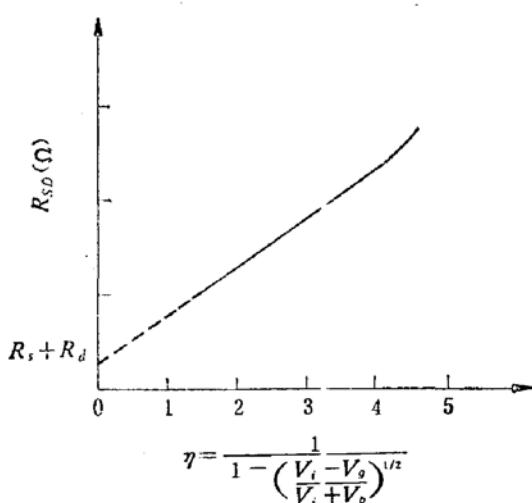
根据测到的 $R_{SD}(V_g)$ 值，可作

$$R_{SD}(V_g) \sim \frac{1}{1 - \left(\frac{-V_g + V_i}{V_p + V_i}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

曲线，直线外推到

$$\eta = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_i - V_g}{V_p + V_i}\right)^{\frac{1}{2}}} = 0$$

处的截距，即为 $R_s + R_d$ (参看图 4)。

图 4 R_{SD} - η 关系示意图

整个测量过程均以 V_g 为参变量。误差分析表明: $n^*(h)$ 和 $\mu^*(h)$ 的测量误差均小于 5%。

四、实验结果

图 5 至图 9 给出几种典型外延材料的 $n(h)$ 、 $u(h)$ 、 $n^*(h)$ 、 $\mu^*(h)$ 和栅电容弛豫曲线。图 5 给出的外延材料的特点是迁移率在界面附近略有上升(当然, 这可能是由于栅压接近夹断电压时, G_i 迅速下降, $n(h)$ 测量值偏小所产生的结果); 载流子浓度在界面处下降较快; 栅电容弛豫不明显; 用此种材料制作的 GaAs MESFET 的电特性较好(包括微波参数)。

图 6 和图 7 给出的材料, 其迁移率在界面前或后迅速下降。前者的栅电容随时间的

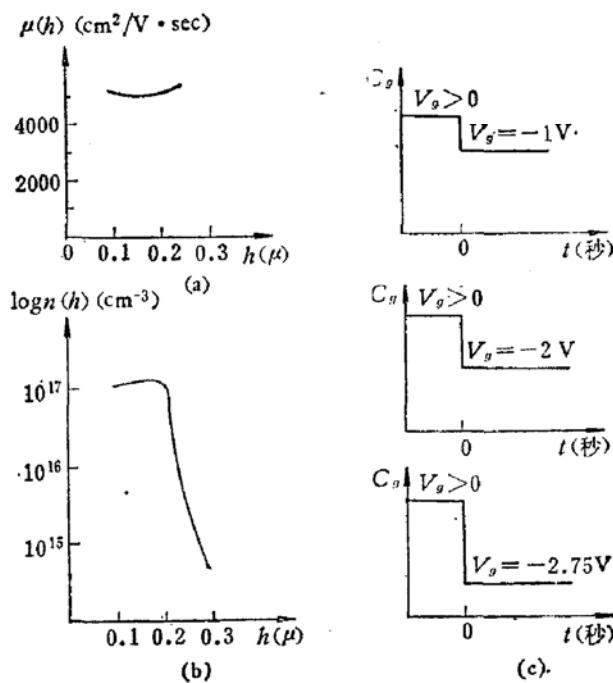


图 5 (a) 漂移迁移率分布图; (b) 载流子浓度分布图; (c) 栅电容弛豫曲线图

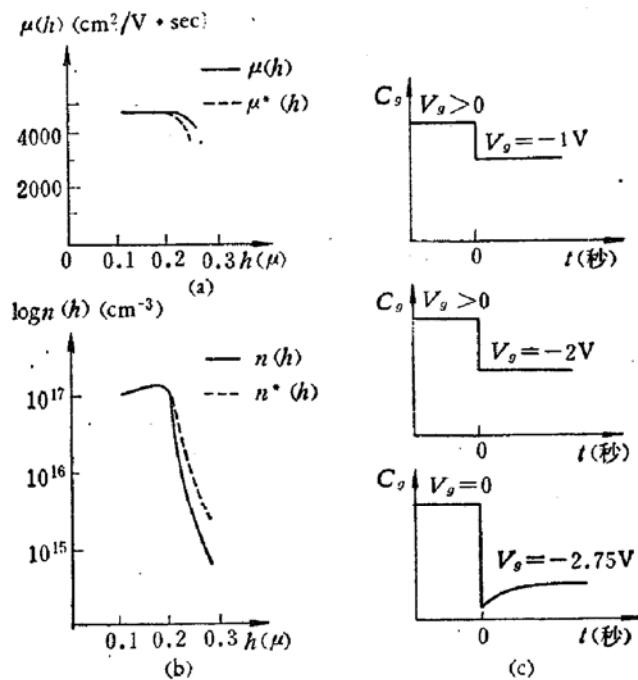


图 6 (a) 漂移迁移率分布图; (b) 载流子浓度分布图;
(c) 不同栅偏压下, 栅电容弛豫曲线图

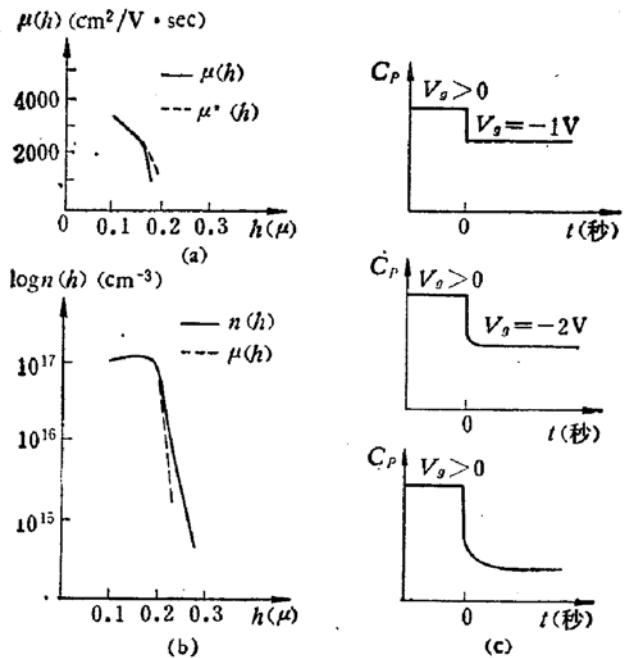


图 7 (a) 漂移迁移率分布图; (b) 载流子浓度分布图;
(c) 不同栅压下栅电容弛豫曲线图

变化总是呈现类似空穴陷阱的弛豫。因此 $n^*(h) \leq n(h)$; $\mu^*(h) \geq \mu(h)$ (参看附录)。所以 $\mu(h)$ 比 $\mu^*(h)$ 下降更快。后者的栅电容随时间的变化显示电子陷阱的弛豫，因而 $n^*(h) \geq n(h)$; $\mu^*(h) \leq \mu(h)$ (参看附录)。所以 $\mu(h)$ 比 $\mu^*(h)$ 下降更慢。

图 8 给出的材料的特点是：迁移率在界面迅速下降；栅电容弛豫表明外延材料中同时存在电子和空穴陷阱。

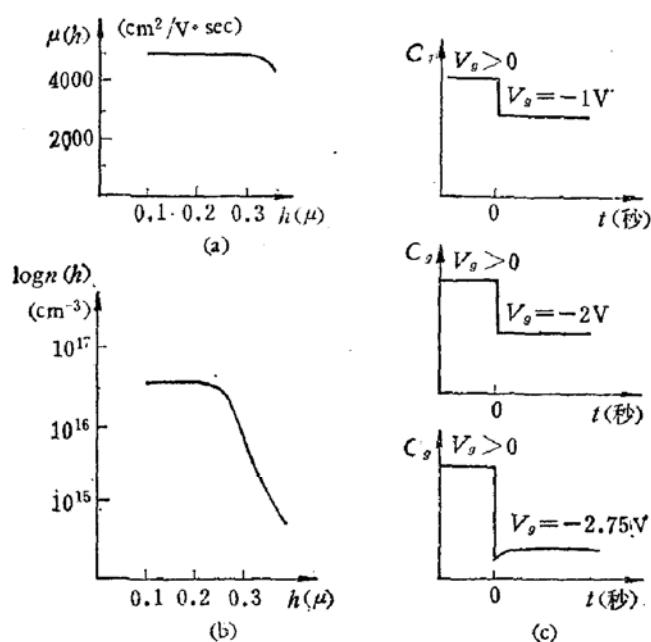


图8 (a) 漂移迁移率分布图; (b) 载流子浓度分布图;
(c) 不同栅压下, 棚电容弛豫曲线图

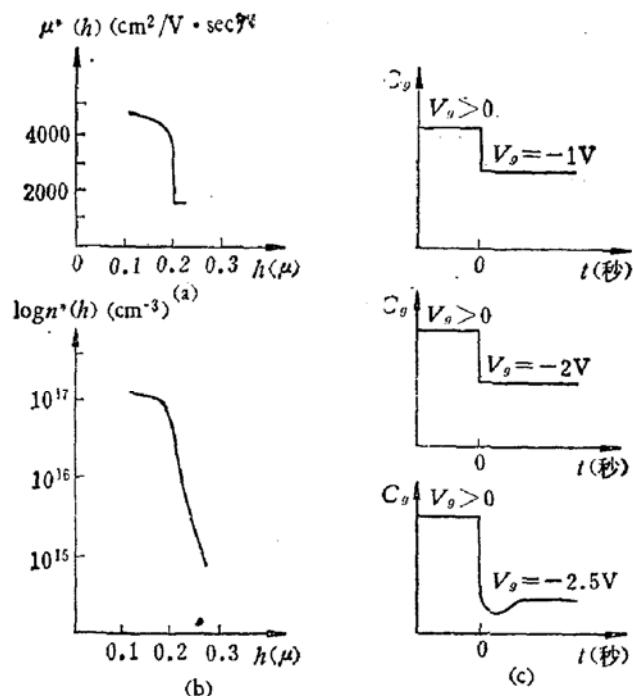


图9 (a) 漂移迁移率分布图; (b) 载流子浓度分布图;
(c) 不同栅偏压下, 棚电容弛豫曲线图

图9给出的材料, 载流子浓度分布在界面处下降缓慢。用此材料制作的器件, 在小的漏电流下跨导很小。

用后边四种材料制作的 GaAs MESFET, 直流特性出现许多反常现象(迴线, 光敏效应等), 其微波性能也较差。

五、结 论

用本文提出的方法，可以较精确地测定外延层中载流子浓度和迁移率分布。实验证明用不同类型的 $n(h)$ 和 $\mu(h)$ 的外延材料制作的器件，电特性有明显的差别。因此， $n(h)$ 和 $\mu(h)$ 的分布可以在一定程度上表征外延层的质量。此外，从前节可以看到， $n^*(h)$ 和 $\mu^*(h)$ 的主要特征与 $n(h)$ 和 $\mu(h)$ 相似。因此 $n^*(h)$ 和 $\mu^*(h)$ 也可用来表征外延层质量。而测定 $\mu^*(x)$ 和 $n^*(h)$ 要比测定 $n(h)$ 和 $\mu(h)$ 方便得多。

总之，用此法测定载流子浓度分布和迁移率分布，仪器装置简单，测量精度较高，可作为材料和器件研究的一种手段。

本工作所用测试样品是由本所第一研究室 102 组提供的。对于 102 组同志给与的大力支持以及邓先灿同志提出的宝贵意见，在此表示感谢。

附 录

这里我们将证明：外延层中存在陷阱时，用稳态栅电容 C_g^* 与 V_g 关系计算的表观载流子浓度与用瞬态栅电容 C_g 与 V_g 关系求得载流子浓度之间的差别。

考虑一个含有深施主能级 E_T ，浓度为 $N_T(x)$ 的情况，图 10 给出这种情况下肖特基势垒能带图。

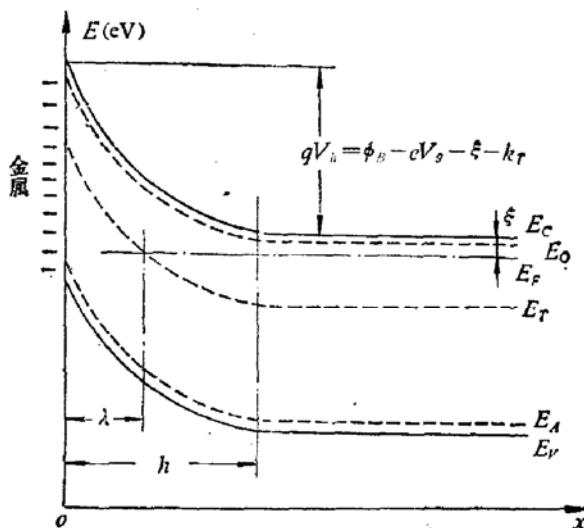


图 10 肖特基势垒能带结构图

h 为空间电荷区宽度； λ 为深能级 E_T 与费米能级交点位置； ϕ_B 为势垒高度； V_g 为外加偏压； E_D 为浅施主能级； E_A 为浅受主能级； E_F 为费米能级； q 为电子电荷； k 为波耳兹曼常数； T 为温度。

为了讨论问题的方便，我们采用耗尽层近似，即： $x > h$ 时， $n(x) = N_D(x) - N_A(x)$ 。
 $x \leq h$ 时， $n(x) = 0$ 。

Senechal 等人^[7]指出当 $x > \lambda$ 时，深能级 E_T 上全部填满电子。而 $x \leq \lambda$ 区，深施主 E_T 上的电子全部被激发。我们这里也采用这个合理的假设。根据电荷矩守恒定律^[8]，当直流动偏压为 V_g 时，空间电荷区两端的电位差 V_h 为

$$V_h = \frac{1}{q} [\phi_B - qV_g - \xi - kT] = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \int_0^\lambda [N_D(x) - N_A(x) + N_T(x)] dx + \int_\lambda^h [N_D(x) - N_A(x)] dx \right\}. \quad (15)$$

很容易证明: $x = \lambda$ 点与 $x = 0$ 点之间的电位差 V_λ 为

$$V_\lambda = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \int_0^\lambda [N_D(x) - N_A(x) + N_T(x)] dx + \lambda \int_\lambda^h [N_D(x) - N_A(x)] dx \right\}. \quad (16)$$

由式(15)减去式(16)可得

$$V_h - V_\lambda = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \int_\lambda^h [N_D(x) - N_A(x)] dx - \lambda \int_\lambda^h [N_D(x) - N_A(x)] dx \right\} = \frac{E_F - E_T}{q}. \quad (17)$$

当肖特基势垒上外加偏压从 V_g 变到 $V_g + \Delta V_g$ 时, $h \rightarrow h + \Delta h$, $\lambda \rightarrow \lambda + \Delta \lambda$. 此时空间电荷区两端电位差为

$$\begin{aligned} V_{h+\Delta h} &= \frac{1}{q} [\phi_B - q(V_g + \Delta V_g) - \xi - kT] = V_h - \Delta V_g \\ &= \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \int_0^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x) + N_T(x)] dx \right. \\ &\quad \left. + \int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x)] dx \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

同时有

$$\begin{aligned} V_{\lambda+\Delta \lambda} &= \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \int_0^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x) + N_T(x)] dx \right. \\ &\quad \left. + (\lambda + \Delta \lambda) \int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x)] dx \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} V_{h+\Delta h} - V_{\lambda+\Delta \lambda} &= \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ \int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x)] dx \right. \\ &\quad \left. - (\lambda + \Delta \lambda) \int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x)] dx \right\} \equiv \frac{E_F - E_T}{q}. \end{aligned} \quad (20)$$

根据式(17)、(20)可得

$$\frac{\Delta \lambda}{\Delta h} = \frac{[N_D(h) - N_A(h)](h - \lambda)}{\int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x)] dx}. \quad (21)$$

由式(18)减去式(15)得

$$\begin{aligned} -\Delta V_g &= \frac{[N_D(h) - N_A(h)]qh\Delta h}{\epsilon\epsilon_0} \left\{ 1 + \frac{\lambda N_T(\lambda)(h - \lambda)}{h \int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} [N_D(x) - N_A(x)] dx} \right\} \\ &= \frac{n(h)qh\Delta h}{\epsilon\epsilon_0} \left[1 + \frac{\lambda N_T(\lambda)(h - \lambda)}{h \int_{\lambda+\Delta \lambda}^{h+\Delta h} n(x) dx} \right] = \frac{\mathcal{K}n(h)qh\Delta h}{\epsilon\epsilon_0}, \end{aligned} \quad (22)$$

其中

$$\mathcal{K} = \left[1 + \frac{\lambda N_T(\lambda)(h - \lambda)}{h \int_{\lambda + \Delta \lambda}^{h + \Delta h} n(x) dx} \right]. \quad (23)$$

考虑到肖特基势垒稳态电容

$$C_g^*(V_g) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 s}{h}, \quad (24)$$

则式(22)可写成

$$-\Delta V_g = s^2 n(h) q \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\mathcal{K}}{C_g^*(V_g)} \Delta \left(\frac{1}{C_g^*(V_g)} \right), \quad (25)$$

$$n(h) = \frac{-2}{\varepsilon \varepsilon_0 q s^2 \mathcal{K} \left[\frac{d \left(\frac{1}{C_g^*(V_g)} \right)}{d V_g} \right]}. \quad (26)$$

定义

$$n^*(h) = \frac{-2}{\varepsilon \varepsilon_0 q s^2 \left[\frac{d \left(\frac{1}{C_g^*(V_g)} \right)}{d V_g} \right]}, \quad (27)$$

$$n^*(h) = \mathcal{K} n(h). \quad (28)$$

只要外延材料中存在电子陷阱, $\mathcal{K} > 1$. 所以, 在这种情况下

$$n^*(h) \geq n(h). \quad (29)$$

同理可推得, 当外延材料中存在空穴陷阱时, 表观载流子浓度分布 $n^*(h)$ 的表达式是

$$n^*(h) = \mathcal{K}^* n(h), \quad (30)$$

其中

$$\mathcal{K}^* = \left[1 - \frac{\lambda N_T(\lambda)(h - \lambda)}{h \int_{\lambda + \Delta \lambda}^{h + \Delta h} n(x) dx} \right]. \quad (31)$$

只要外延层中存在空穴陷阱, $\mathcal{K}^* < 1$. 因此, 在此情况下

$$n^*(h) < n(h). \quad (32)$$

参 考 文 献

- [1] Robert A. Pueel, Hermann A. Haus and Hermann Statz. Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 38, Academic Press, New York, San Francisco, London (1975), p. 195.
- [2] L. J. Van der Pauw, Philips Res. Rep., 13 (1958), 1.
- [3] Richard S. Butlin, Donald Parker, Ian Crossly and James Turner. Gallium Arsenide and Related Compounds, Inst. Phys. Conf. Ser. (Edinburgh), No. 33a (1977), p. 237.
- [4] Perry Skeath, W. A. Saperstein, P. Pianetta, I. Lindan, W. E. Spier and P. Mark, J. Vac. Sci. Technol., 15 (1978), 1219.
- [5] R. A. Pueel and C. F. Krumm, Electron. Lett., 12 (1976), 240.
- [6] CX-50-GaAs MESFET 研究报告, 河北半导体研究所技术资料 (1978).
- [7] R. R. Senechal and J. Basinski, J. Appl. Phys., 39 (1968), 3723.
- [8] Richard S. C. Cobbold, Theory and Applications of Field Effect Transistors, New York, London, Sydney, Toronto (1970), p. 502.

THE EXPERIMENTAL DETERMINATION OF PROFILES OF BOTH CARRIER DENSITY AND DRIFT MOBILITY IN THE EPITAXIAL LAYER FOR GaAs MESFET

Chang You-yu

(Hebei Institute of Semiconductors)

Abstract

A method by which profiles of both carrier density and drift mobility [$n(h)$ and $\mu(h)$] in the epitaxial layer of GaAs MESFET are determined from the relationship of C_g-V_g and G_c-V_g is presented. Some of the measured results for typical materials are given. It has been proved that $n(h)$ and $\mu(h)$ are two important parameters and the quality of materials can be characterized by them. It has been found that different profiles of mobility are relative to different time-dependences of gate capacitance. In addition, it is pointed out that the quality of epitaxial layer can be characterized by the profiles of both carrier density and mobility, which are obtained from the relationship between high frequency stable-capacitance (C_g^*) and gate voltage (V_g).