

基于双肖特基接触 GaN 薄膜特性参数测试新方法*

罗 谦¹ 杨谟华¹ 杜江锋¹ 梅丁蕾¹ 王良臣² 白云霞²

(1 电子科技大学微电子学与固体电子学学院, 成都 610054)

(2 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

摘要: 提出了一种 GaN 薄膜电学参量测试新方法. 该方法基于双肖特基结二极管结构, 利用非对称的电极图形获取整流特性, 从而省去了复杂的欧姆接触形成工艺, 可方便地导出电子电导迁移率和肖特基接触理想因子等特征参数. 对残留载流子浓度为 $7 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 的非故意掺杂 GaN 薄膜进行了试验, 新方法得到 Ni/Au-GaN 肖特基接触的理想因子为 2.8, GaN 薄膜方块电阻为 491Ω 和电子电导迁移率为 $606 \text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. 这些典型参数与利用欧姆接触实验和普通 Ni/Au-GaN 肖特基二极管测试所得结果较为吻合. 该方法为半导体薄膜测试提供了新思路, 可推广用于难以形成良好线性欧姆接触或材料特性受欧姆接触工艺影响较大的外延材料及其金半接触的监测研究.

关键词: GaN; 肖特基接触; 测量方法

PACC: 7340N

中图分类号: TN304.2³

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2004)12-1730-05

1 引言

近年来, 以 GaN 为材料的耐高温、大功率 HEMT 的研制取得了引人注目的进展. 据报道^[1,2], GaN 基 HEMT 的功率密度高达 $10.3 \text{W}/\text{mm}$, 而对于短栅器件, 特征频率则超过 100GHz , 这显示了其良好的应用前景. 在 GaN 基 HEMT 的试制过程中, 对 GaN 薄膜及其金半接触电学特性的测试工作十分必要. 虽然霍尔测量数据对于了解材料特性具有一定参考价值, 但由于载流子各种散射机制的影响, 霍尔迁移率与电导迁移率相差一个不确定的倍数. 载流子电导迁移率和薄膜方块电阻一般由欧姆接触试验来确定, 该试验对金半接触电极质量要求较高, 需其伏安特性具有良好的线性^[8], 类似的要求同样出现在肖特基接触试验过程中. 为了测量肖特基接触的理想因子等特征参数, 通常需要制作肖特基二极管, 欧姆接触电极的形成是其中一个重要步骤. 由于 GaN 材料本身的特殊性, 其欧姆接触形成的物理机理还不是十分清楚, 相关技术也不成熟, 制作高质

量的欧姆接触不仅工艺复杂, 而且颇有难度^[4,5]. 而另一方面, 在 GaN 表面制作肖特基接触则相对容易, 人们通过优化合金层结构和改善半导体表面处理以提高势垒, 降低界面态密度^[3,6,7]. 目前, GaN 上肖特基接触的势垒高度已可作到 1.53eV , 理查逊常数为 $23.2 \text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$, 接近理论值 $26 \text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$, 这表明其具有很高的质量. 鉴于此, 本文提出了一种无需制作欧姆接触即可获取半导体薄膜方块电阻与肖特基接触特征参数的测试新方法. 该方法基于双肖特基结二极管结构, 利用非对称的电极图形获取整流特性, 进而导出方块电阻、电子迁移率和理想因子等特性参数.

2 测试方法与数学模型

对于 GaN 薄膜, 考虑版图结构如图 1 所示的双肖特基结二极管, 其中半径为 r_1 的圆形区域(III)和以半径 r_2 的圆为内侧边界的半无限区域(I)分别构成两个背靠背肖特基接触电极, 间隔区域 II 不覆盖金属. 该器件具有与普通肖特基二极管类似的整

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 60072004)

罗 谦 男, 1976 年出生, 博士研究生, 主要从事 GaN 基微波器件的研究.

2003-11-16 收到, 2004-01-09 定稿

流特性. 当内电极电势 V_{pi} 低于外电极电势 V_{po} 时, III 区肖特基结反偏, 电流出现反向饱和效应, 饱和电流为 $i_r = \pi r^2 j_s$, 其中 j_s 表示肖特基结反向饱和电流密度. 当 $V_{pi} > V_{po}$ 时, I 区肖特基结反偏, 由于该区为半无界区域, 电流将随电压增大而上升, 不会出现饱和现象, 器件正向导通. 分析表明, 该二极管导通时的伏安特性与 GaN 薄膜及其肖特基接触的电学性质关系密切, 下面就对此器件进行分区讨论.

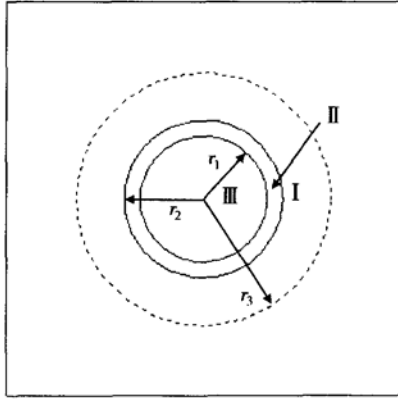


图 1 非对称电极双肖特基结二极管平面结构图 r_3 是器件模型中的特征参量, 并非版图结构参数

Fig. 1 Schematic of back-to-back Schottky contacts structure r_3 is a parameter coming from the device model.

由于电极尺寸远大于 GaN 外延厚度, 薄膜体内电势在垂直于表面方向的分布可忽略. 视其为二维情形, 以内圆圆心为原点建立极坐标. 首先分析 I 区, 该区肖特基结反偏, 是主要分压区. 注意到图 2 所示的 $r \rightarrow r + dr$ 环状微元等效电路, 电极下方基本

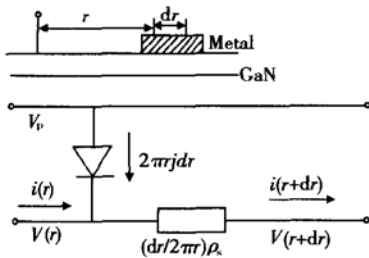


图 2 $r \rightarrow r + dr$ 环状微元等效电路

Fig. 2 Equivalent circuit for the diode's annular section between r and $r + dr$

方程组成立

$$dV = i \frac{\rho_s}{2\pi r} dr \quad (1)$$

$$di = 2\pi r j dr \quad (2)$$

$$j = j_s \left[e^{\frac{v_p - v}{nkT}} - 1 \right] \quad (3)$$

其中 j 为从金属电极流入半导体的电流密度; V_p 为电极电势; n 为理想因子; k 为玻尔兹曼常数; T 为绝对温度.

对于反偏肖特基结, 随着电压增高, 其电流密度将很快饱和, 故在 $V_{po} - V < 0$ 时, 可将 (3) 式简化为 $j = -j_s$. 由于反偏电流分布靠近 I 区内侧边界, 兹引入特征半径 r_3 , 使得 $r_2 \leq r \leq r_3$ 时, $V(r) < V_{po}$, $j = -j_s$; $r \geq r_3$ 时, $V(r) = V_{po}$, $j = 0$ (见图 1). 对于 $r_2 \leq r < r_3$ 的情况, 对 (2) 式积分可得

$$i(r) = \pi j_s (r_3^2 - r^2) \quad (4)$$

联立 (1) 和 (4) 式, 有

$$V(r_2) - V(r_3) = - \frac{i_i}{4\pi} \times \rho_s + \frac{\rho_s j_s r_3^2}{4} \left(\frac{i_i}{\pi j_s r_2^2} + 1 \right) \ln \left(\frac{i_i}{\pi j_s r_2^2} + 1 \right) \quad (5)$$

其中 $i_i = i(r_2) = \pi j_s (r_3^2 - r_2^2)$ 为总电流.

对于 II 区, 由于未覆盖电极, 径向电势梯度应满足方程

$$\frac{dV}{dr} = - \frac{\rho_s i_i}{2\pi r} \quad (6)$$

式中 V 为薄膜电势; ρ_s 为方块电阻.

直接对 (6) 式积分, 有

$$V(r_1) - V(r_2) = \frac{\rho_s i_i}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (7)$$

对于 III 区, 肖特基结正偏. 当电压大于 $3kT/q$ 时, 该肖特基结的 $I-V$ 方程为^[3]

$$i_i = i_r \exp[q(V - IR)/nkT] \quad (8)$$

其中 n 为理想因子; R 为等效串联电阻; i_r 为反向饱和电流; V 为该区的分压.

由此可得

$$V_{pi} - V(r_1) = V = \frac{nkT}{q} \ln \left(\frac{i_i}{i_r} \right) + i_i R \quad (9)$$

由于电势的径向分布导致较大的电流在靠近 III 区边缘处进入内电极, 而透入区域中心附近的电流较小, 故 R 应小于电流处处均匀流入电极所对应的等效薄膜电阻 $\frac{\rho_s}{4\pi}$.

依据对上述三个分区的讨论, 下面推导器件的伏安特性.

令 $R^* = \frac{\rho_s}{4\pi} - R$ 及 $\alpha = \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2$, 并注意到 $i_r = j_s \pi r_1^2$, 联立 (5), (7), (9) 式得

$$\begin{aligned}
 V_{pi} - V_{po} &= \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{i_i}{i_r}\right) + \frac{\rho_s}{4\pi}(i_i + \alpha i_r) \times \\
 &\quad \ln\left(\frac{i_i}{\alpha i_r} + 1\right) + \frac{\rho_s i_i}{4\pi} \ln \alpha - R^* i_i \\
 &\approx \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{i_i}{i_r}\right) + \frac{\rho_s}{4\pi}(i_i + \alpha i_r) \ln \frac{i_i}{\alpha i_r} + \\
 &\quad \frac{\rho_s i_i}{4\pi} \ln \alpha - R^* i_i \tag{10}
 \end{aligned}$$

对于 $r_1 \gg r_2 - r_1$ 的器件, $\alpha \approx 1, \ln \alpha \rightarrow 0$, (10) 式化为:

$$\begin{aligned}
 V_{pi} - V_{po} &= \frac{nkT}{q} \ln\left(\frac{i_i}{i_r}\right) + \frac{\rho_s}{4\pi} i_i \ln \frac{i_i}{i_r} + \\
 &\quad \frac{\alpha \rho_s i_r}{4\pi} \ln \frac{i_i}{i_r} - R^* i_i \tag{11}
 \end{aligned}$$

若大电流条件成立, 即 $\ln \frac{i_i}{i_r} \gg 1$, 由于 i_r 为小量, 并

考虑到 $R^* \leq \frac{\rho_s}{4\pi}$, (11) 式右边后两项均可略去

$$V_{pi} - V_{po} = \frac{nkT}{q} \ln \frac{i_i}{i_r} + \frac{\rho_s}{4\pi} i_i \ln \frac{i_i}{i_r} \tag{12}$$

于是, 该器件 $I-V$ 特性为

$$i_i = i_r \exp \left[\frac{V_p}{\frac{\rho_s}{4\pi} i_i + \frac{nkT}{q}} \right]$$

作变换

$$x = i_i, y = \frac{V_{pi} - V_{po}}{\ln \frac{i_i}{i_r}}, b = nkT, a = \frac{\rho_s}{4\pi} \tag{13}$$

(12) 式变为

$$y = ax + b \tag{14}$$

由于变换中存在对数关系, y 对于 i_r 的大小不敏感, 只与其数量级有关. (14) 式表明, 对实验测得的 $I-V$ 数据作上述变换并进行最小二乘法拟合即可获得 n 和 ρ_s .

更细致的考虑需直接利用(11)式, 作变换

$$x = \frac{i_i}{i_r}, y = \frac{V_{pi} - V_{po}}{\ln \frac{i_i}{i_r}}, b = nkT, a = \frac{\rho_s i_r}{4\pi}$$

(11) 式成为

$$y = \left(b + \frac{\alpha \rho_s i_r}{4}\right) + ax + R^* i_r \frac{x}{\ln x} \tag{15}$$

当 $x \gg 1$ 时, 函数 $\frac{x}{\ln x}$ 非常接近于直线. 在某固定点 x_0 附近对其作一阶泰勒展开

$$\frac{x}{\ln x} \approx \frac{x_0}{\ln x_0} + \left[\frac{1}{\ln x_0} - \frac{1}{(\ln x_0)^2}\right](x - x_0)$$

令

$$a^* = \frac{\rho_s i_r}{4\pi} - \frac{R^* i_r}{\ln x_0} \left(1 - \frac{1}{\ln x_0}\right), \tag{16}$$

$$b^* = -R^* i_r \frac{x_0}{(\ln x_0)^2} + \frac{\rho_s i_r}{4} + \frac{nkT}{q}$$

(15) 式变为

$$y = a^* x + b^* \tag{17}$$

选 x_0 为拟合区间的起点, 并用最小二乘法得出

a^* 与 b^* , 并注意到 $0 \leq R^* \leq \frac{\rho_s}{4\pi}$, 有

$$b^* - \frac{\rho_s i_r}{4} \leq \frac{nkT}{q} \leq b^* + \frac{\rho_s i_r}{4} \left[-1 + \frac{x_0}{\pi(\ln x_0)^2}\right] \tag{18}$$

$$4\pi a^* / i_r \leq \rho_s \leq \frac{4\pi a^*}{i_r} / \left[1 - \frac{1}{\ln x_0} + \frac{1}{(\ln x_0)^2}\right] \tag{19}$$

(18), (19) 式给出了 n 与 ρ_s 的范围. 由于 $x_0 \gg 1$, 上述区间一般不大, 其对于 ρ_s 的估计要比依据霍尔测量更为精确.

3 实验结果与分析对比

对在蓝宝石衬底上生长的非故意掺杂 GaN 薄膜进行试验, 外延膜厚 $3\mu\text{m}$, 残留载流子浓度为 $7 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. 双肖特基结二极管版图如图 1 所示, $r_1 = 120\mu\text{m}$, $r_2 = 125\mu\text{m}$. 该器件具有整流特性, 通过数字式 $I-V$ 测试台获得的伏安曲线如图 3 所示, 其中 $V > 0$ 代表电极 III 加正电压. 测试表明反向电流 i_r 处于 10^{-5}A 数量级. 虽然在反向饱和效应出现之后, 电流仍随反偏电压的增加而缓慢向上漂移, 但这一趋势并不明显. 若器件反向电压不高于 2.5V , 则电流强度不超过 10^{-5}A 量级. 这主要是因为反偏电压不大时, 隧穿效应等促使肖特基结偏离理想特性的因素还未产生显著作用. 由于拟合方法对于 i_r 值的精度要求不高, 仅需其在数量级上准确, 可在(13)式中令 $i_r = 10^{-5} \text{A}$. 拟合所用 $I-V$ 数据位于器件正向导通区, 此时 I 区肖特基结反偏, 考虑到电压过大时, 其伏安特性将偏离理想情形, 参照对反向 $I-V$ 数据的测试结果, 将拟合范围选在正向电压 2.5V 以下. 再注意到大电流条件, 选择 $1 \sim 2.5\text{V}$ 数据区间作最小二乘法拟合, 由(14)式可得 $\rho_s = 491\Omega$, $n = 2.8$, 进一步的推导给出 $\mu_n = 606 \text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$. (18), (19) 式则给出 $491\Omega \leq \rho_s \leq 576\Omega$, $2.72 \leq n \leq 2.85$. 图 4 为按(13)式变换后的 $I-V$ 数据与拟合直线.

作为对照, 又进行了欧姆接触实验. 金属电极采

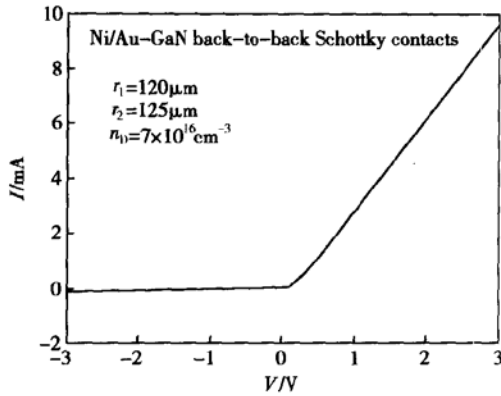


图 3 双肖特基结二极管 $I-V$ 曲线

Fig. 3 $I-V$ characteristics of the diode with back-to-back Schottky contacts

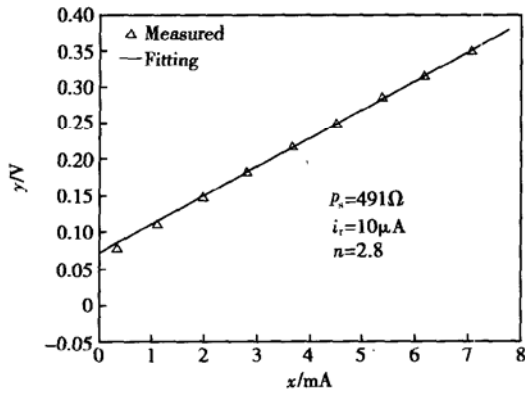


图 4 III区肖特基结正偏时的数据拟合

Fig. 4 Data-fitting based on the $I-V$ characteristics of the back-to-back Schottky diode

用 Ti/Al/Ni/Au 制作, 版图如图 5 所示. 图中除 5 个未覆盖金属的圆环外, 均为欧姆接触电极. 各环内径为 $120\mu\text{m}$, 外径则按 130, 135, 140, 145, $150\mu\text{m}$ 依次递增. 通过实测各环电阻, 利用圆形传输线模型^[8]

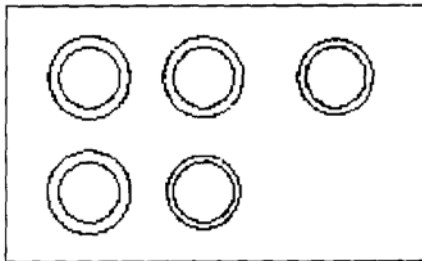


图 5 欧姆接触实验版图

Fig. 5 Test pattern for ohmic contact characterization

计算得到特殊接触电阻率 $r_c = 6.6 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$, ρ_s

$= 505 \Omega$, $\mu_n = 589 \text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$, 与双肖特基接触实验得出的 $\rho_s = 491 \Omega$, $\mu_n = 606 \text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ 相符合.

随后又制作了以 Ni/Au 形成肖特基接触的普通二极管, 其欧姆接触电极的形成方法与前述实验相同, 器件版图与图 1 类似, 其中内电极为 Ni/Au 肖特基接触, 外电极为 Ti/Al/Ni/Au 欧姆接触, $r_1 = 120\mu\text{m}$, $r_2 = 135\mu\text{m}$. 由于普通肖特基二极管的正向 $I-V$ 关系在形式上等同于 (8) 式^[3], 故在电流较小时有

$$I = I_0 \exp(qV/nkT) \quad (20)$$

其中 V 为二极管的外加电压; I 为正向电流; I_0 为反向饱和电流.

通过数字式测试台扫描 $I-V$ 数据, 并由 (20) 式拟合得到 $n = 3.0$, 虽然与双肖特基结试验给出的 $n = 2.8$ 并不严格相等, 但相差不大, 这与试验误差有关, 差异可能来自于样品本身的不均匀性和工艺流程的不完全一致.

4 结论

依据对双肖特基结二极管整流特性的研究, 建立了无需形成欧姆接触的 GaN 薄膜及其肖特基接触测试新方法. 采用非故意掺杂的 GaN 外延片进行实验, 实测结果 $\rho_s = 491 \Omega$, $\mu_n = 606 \text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$, 与传统方法得到的 $\rho_s = 505 \Omega$, $\mu_n = 589 \text{cm}^2 / (\text{V} \cdot \text{s})$ 比较吻合, 并且实验所确定的 Ni/Au-GaN 肖特基接触的理想因子 $n = 2.8$ 也与对普通肖特基二极管的测量基本符合, 表明该方法可行.

基于这种方法, 还可对 SiC, AlGaIn 等难于形成良好线性欧姆接触的半导体薄膜材料进行测试, 并可得到较为准确的肖特基接触电学特性参数.

参考文献

- [1] Ando Y, Okamoto Y, Miyamoto H, et al. 10-W/mm AlGaIn-GaN HFET with a field modulating plate. IEEE Electron Device Lett, 2003, 24: 289
- [2] Lu Wu, Yang Jinwei, Khan M A, et al. AlGaIn/GaN HEMTs on SiC with over 100GHz f_T and low microwave noise. IEEE Trans Electron Devices, 2001, 48(3): 581
- [3] Hacke P, Detchprohm T, Hiramatsu K, et al. Schottky barrier on n-type GaN grown by hydride vapor phase epitaxy. Appl Phys Lett, 1993, 63(19): 2676
- [4] Zhao Z M, Jiang R L, Chen P, et al. Ti/Al/Pt/Au and Al

- ohmic contacts on Si-substrated GaN. Appl Phys Lett, 2001, 79(2): 218
- [5] Lin M E, Ma Z, Huang F Y, et al. Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN. Appl Phys Lett, 1994, 64(8): 1003
- [6] Ishikawa H, Nakamura K, Egawa T, et al. Pd/GaN Schottky diode with a barrier height of 1.5eV and a reasonably effective Richardson coefficient. Jpn J Appl Phys, 1998, 37: L7
- [7] Zhang Zehong, Sun Yuanping, Zhao Degang, et al. Thermal annealing behavior of Pt/n-GaN Schottky contacts. Chinese Journal of Semiconductors, 2003, 24(3): 279 (in Chinese) [张泽洪, 孙元平, 赵德刚, 等. Pt/n-GaN 肖特基接触的热退火行为. 半导体学报, 2003, 24(3): 279]
- [8] Marlow G S, Das M B. The effects of contact size and non-zero metal resistance on the determination of specific contact resistance. Solid-State Electron, 1982, 25(2): 91

New Method for Measurement of GaN Film and Its Schottky Contact^{*}

Luo Qian¹, Yang Mohua¹, Du Jiangfeng¹, Mei Dinglei¹, Wang Liangchen² and Bai Yunxia²

(1 School of Microelectronics and Solid-State Electronics, UEST of China, Chengdu 610054, China)

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

Abstract: A new method for the measurement of GaN thin film and its Schottky contacts is reported. Without the fabrication of ohmic contacts, which is necessary in traditional way, this method is based on the mathematic model of special diode with back-to-back Schottky contacts. The diode is designed in such a way that the parameters wanted can be obtained by data-fitting of its $I-V$ characteristic. In the experiment of unintentional doped n-type GaN whose residual carrier density is $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, the analysis by this method leads to the ideality factor $n=2.8$, the square resistance of GaN film $\rho_s=491\Omega$, and the electron mobility $\mu_n=606\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. These data correspond to the normal experiments of ohmic and Schottky contacts which gave out: $n=3.0$, $\rho_s=505\Omega$, $\mu_n=585\text{cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. The method reported can also be adopted for other semiconductor materials especially in cases that the ohmic contacts of high quality are hard to be made or its fabricating process affects the film's characteristics heavily.

Key words: GaN; Schottky contacts; measurement

PACC: 7340N

Article ID: 0253-4177(2004)12-1730-05

^{*} Project supported by National Natural Science Foundation of China(No. 60072004)

Luo Qian male, was born in 1976, PhD candidate. His current research interests are in GaN-based microwave devices.

Received 16 November 2003, revised manuscript received 9 January 2004

©2004 The Chinese Institute of Electronics