

## 材料、结构及工艺

## 用 InGaN/AlGaN 超晶格降低 p-GaN 欧姆接触电阻

郑清洪, 尹以安, 黄瑾, 刘宝林

(厦门大学 物理系, 福建 厦门 361005)

**摘要:** 提出用 p-InGaN/AlGaN 超晶格作为 p-GaN 的接触层来获得低阻欧姆接触。通过一维薛定谔方程和泊松方程的自洽求解,得到了在极化效应影响下的 InGaN/AlGaN, InGaN/GaN 和 GaN/AlGaN 三种超晶格中 Mg 杂质离化率的空间分布。计算发现 InGaN/AlGaN 超晶格具有最高的 Mg 杂质离化率及最佳的空穴局域作用。最后,利用 p-InGaN/AlGaN 超晶格实验上实现了比接触电阻率为  $7.27 \times 10^{-5} \text{ } \cdot \text{cm}^2$  的良好欧姆接触。

**关键词:** 欧姆接触; 极化; 离化率; 空穴面密度

**中图分类号:** TN304.23 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-5868(2009)03-0403-05

**Reduce Ohmic Contact Resistance to p-GaN Using InGaN/AlGaN Superlattice**

ZHENG Qing-hong, YIN Yi-an, HUANG Jin, LIU Bao-lin

(Department of Physics, Xiamen University, Xiamen 361005, CHN)

**Abstract:** In order to achieve a smaller Ohmic contact resistance, p-InGaN/AlGaN superlattice was proposed to be used as the cap-layer of p-GaN. By making use the self consistent Poisson-Schrodinger calculations, obtained were the distributions of the ionization rate of Mg dopant in InGaN/AlGaN, InGaN/GaN and GaN/AlGaN superlattices when taking into account of the effect of polarization. It was found that the InGaN/AlGaN superlattice cap-layer had the largest ionization rate of Mg and the best confinement of the holes. Finally, the specific contact resistance of  $7.27 \times 10^{-5} \text{ } \cdot \text{cm}^2$  was realized.

**Key words:** Ohmic contact; polarization; ionization rate; sheet hole density

## 0 引言

随着 GaN 基半导体材料生长和工艺技术的不断成熟, GaN 基 LED 及蓝光 LD 的研究和应用突飞猛进。但是,由于 p-GaN 中受主杂质难以激活,以及找不到合适功函数的金属做电极, p 型欧姆接触成为 GaN 基半导体材料进一步发展的主要障碍。为了提高 p 型欧姆接触电阻性能, Chu 等<sup>[1]</sup>利用 p-InGaN/GaN 双应变层, Lee 等<sup>[2]</sup>利用 p-GaN/AlGaN 超晶格均实现了较低电阻 p 型欧姆接触及良好的空穴扩展效果。

收稿日期: 2008-06-02.

基金项目: 国家自然科学基金项目(60276029); 国家“863”计划项目(2004AA311020, 2006AA032409); 福建省科技项目(2006H0092, A0210006, 2005HZ1018).

为了进一步降低 GaN 基材料的 p 型欧姆接触电阻, 本文提出用 p-InGaN/AlGaN 超晶格结构作为 p-GaN 的接触层来获得低阻 p 型欧姆接触。作为对比, 分别设计了 InGaN/AlGaN 超晶格, InGaN/GaN 超晶格和 GaN/AlGaN 超晶格作为接触层, 分析超晶格中自发极化和压电极化效应, 求解了极化电场强度。通过一维薛定谔方程和泊松方程的自洽求解, 得到了 Mg 杂质离化率的空间分布, 比较相同掺杂条件下三种超晶格中 Mg 杂质的平均离化率大小、平均空穴面密度大小以及二维空穴气(2DHG)的分布情况。结合计算结果, 实验上制备了 p-GaN, p-InGaN/GaN 超晶格和 p-InGaN/AlGaN 超晶格, 通过霍尔(Hall)测试获得空穴面密度, 采用圆形传输线模型(CTLM)测量比接触电

阻,比较它们的欧姆接触性能,利用 InGaN/AlGaN 超晶格实现了良好的 p 型欧姆接触。

### 1 理论分析

在 III 族氮化物超晶格中由于较强的极化作用和较大的价带带阶,空穴容易在异质界面处积累形成 2DHG。高浓度的 2DHG 不仅有利于降低接触电阻,同时也充当电流扩展层的作用。如图 1 (a),本文所设计的器件结构为在 p-GaN 和金属层间插入 5 个周期的超晶格结构作为接触层。根据有效质量近似,计算 2DHG 在超晶格中分布,及其对 Mg 杂质离化率的影响。根据 InGaN/AlGaN, InGaN/GaN 和 GaN/AlGaN 三种超晶格不同的价带带阶和极化电场强度,可以分别得到它们的价带分布,如图 1 (b) 示。

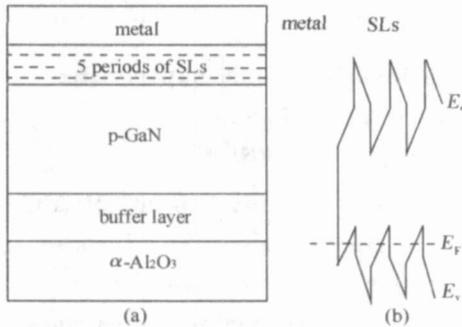


图 1 (a) 超晶格作欧姆接触接触层的器件结构及 (b) 超晶格能带图

在室温下,三元氮化物 (InGaN 或 AlGaN) 的禁带宽度可以用

$$E_g(A_{1-x}B_x) = (1-x)E_g(A) + xE_g(B) - Cx(1-x) \tag{1}$$

求解,其中 C 为相应的能带弯曲系数,  $E_g(A)$  为 GaN 的禁带宽度,  $E_g(B)$  为 InN 或 AlN 的禁带宽度,在超晶格异质界面上,导带和价带的带阶比值为  $70 \sim 30^{[3]}$ 。

为了简化计算,本文只计算超晶格一个周期的 2DHG 分布,考虑一个周期上由极化电荷引起的电势变化量为 0,压电极化和自发极化效应产生的极化电场可表示为<sup>[4]</sup>

$$F_b = (P_w - P_b)L_w / (\epsilon_w L_b + \epsilon_b L_w) \tag{2}$$

$$F_w = (P_b - P_w)L_b / (\epsilon_w L_b + \epsilon_b L_w) \tag{3}$$

式中,  $\epsilon_w$  和  $\epsilon_b$  分别为阱层和垒层材料的介电常数;  $L_w$  和  $L_b$  分别为阱层厚度和垒层厚度,分别为 2 nm 和 5 nm;  $P_w$  和  $P_b$  分别为阱层和垒层中的总极化强

度,具体极化强度的求法,文献[5]已经进行了详述。

利用有效质量近似,空穴的一维薛定谔方程为

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{m^*} \frac{d}{dz} \psi_i(z) \right] + V(z) \psi_i(z) = E_i \psi_i(z) \tag{4}$$

其中,  $\psi_i(z)$  为波函数,  $m^*$  为生长方向上的空穴有效质量,  $E_i$  为空穴各级能量本征值,  $V(z)$  为势能:

$$V(z) = E_v(z) + q\phi(z) + V_{ec}(z) \tag{5}$$

本文势能零点取在阱区价带最高点,  $E_v(z)$  为价带带阶,  $V_{ec}(z)$  为交换关联能,通过局域态密度对其进行近似求解<sup>[4]</sup>,  $\phi(z)$  为静电势,通过薛定谔方程和泊松方程自洽求解:

$$\frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} = - \frac{q \left[ \sum_j (z_j) (z - z_j) + p(z) - N_A^-(z) \right]}{\epsilon_r(z) \epsilon_0} \tag{6}$$

式中,  $(z_j)$  为界面 j 处的极化面电荷密度,由界面 j 两侧介质的极化强度  $P(z_{j+})$  和  $P(z_{j-})$  决定,  $\epsilon_r(z)$  为材料的静电介电常数,  $N_A^-(z)$  为离子化受主浓度,  $p(z)$  为空穴浓度分布。

$$(z_j) = P(z_{j+}) - P(z_{j-}) \tag{7}$$

$$N_A^-(z) = \frac{N_A}{1 + 2 \exp \left[ \frac{E_A(z) - E_F}{kT} \right]} \tag{8}$$

$$p(z) = \sum_i p_i / i!^2 \quad (i = 1, 2, 3, \dots) \tag{9}$$

其中,  $N_A$  为掺杂浓度,  $i$  为能级量子数,  $E_A(z)$  为受主杂质能级,位于价带上方一个 Mg 杂质激活能的大小的距离,用  $E_{act}$  表示 Mg 杂质激活能的大小。  $E_F$  为费米能级,  $p_i$  为第 i 个能级上的空穴总数:

$$p_i = \frac{m^* kT}{\hbar^2} \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_i - E_F}{kT} \right) \right] \tag{10}$$

根据电中性条件,一个超晶格周期  $L(L_w + L_b)$  中,空穴数等于离子化受主数:

$$\int_0^L [N_A^-(z) - p(z)] dz = 0 \tag{11}$$

首先在仅考虑价带带阶和极化电场决定的势能下求解薛定谔方程,得到空穴各级波函数及能量本征值,再根据式(8)~(11)计算得到费米能级、空穴浓度及其分布和离子化受主浓度及其分布。将上述结果代入式(6),计算静电势分布  $\phi(z)$ ,进而修正得到新的势能  $V(z)$ 。重新求解薛定谔方程,直到前后两次求解的误差小于给定值,至此完成了自洽求解。

本文中计算的 InGaN/AlGaN, InGaN/GaN 和 GaN/AlGaN 超晶格的 Al 组分为 0.2, In 组分为

0.13。InGaN和AlGaN的相关参数通过Vegard关系式获得,计算参数见表1。

表1 计算中主要材料参数

	GaN	In <sub>0.13</sub> GaN <sub>0.87</sub> N	Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> N
$E_g / \text{eV}^{[6]}$	3.43	3.06	3.96
$^{[7]}$	10.4	10.4	10.0
$m^* (m_e)^{[8]}$	1.1	1.1	1.6
$E_{act} / \text{meV}^{[9]}$	170	100	250

## 2 计算结果及讨论

图2为InGaN/AlGaN, InGaN/GaN和GaN/AlGaN三种超晶格在Mg掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时一个周期的价带图及Mg杂质的离化率沿生长方向的空间分布。从图中可以看出,三种超晶格中InGaN/AlGaN由于具有最强的极化效应,对应最强的极化电场,能带倾斜最剧烈。Mg杂质在三种超晶格中的平均离化率分别为:68.7%,42.2%和31.1%,其中在InGaN/AlGaN超晶格中的离化率最大。这是因为在Mg杂质激活能给定情况下,杂质能级 $E_A(z)$ 随价带发生相同幅度的倾斜,所以对应相同位置 $z$ ,超晶格InGaN/AlGaN具有最低的杂质能级。由式(8)~(11)可知杂质能级越低,Mg杂质的离化率越大。从如图2中Mg杂质的离化率分布可以看出,除阱和垒异质界面附近,空间上各点InGaN/AlGaN超晶格对应最大的离化率,而GaN/AlGaN对应最小离化率。计算得到InGaN/AlGaN超晶格平均空穴浓度最大,三种超晶格对应的值分别为: $6.9 \times 10^{18}$ ,  $4.2 \times 10^{18}$ 和 $3.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,其中InGaN/GaN超晶格能带倾斜最小,但是比GaN/AlGaN空穴面密度更大,这是由于InGaN/GaN超晶格中较小的受主激活能,如表1所示。

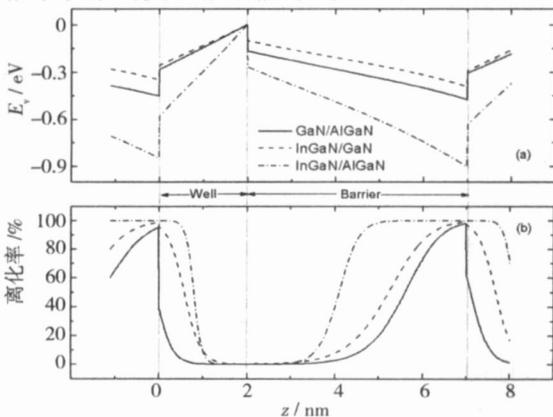


图2 掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时三种超晶格一个周期的价带图及Mg杂质的离化率分布

从图2可以看出,阱和垒异质界面附近(1.0~3 nm),特别是阱中部分,三种超晶格Mg杂质的离化率都非常小(小于10%),这是因为超晶格中空穴主要集中在这一区域(如图3所示),高的空穴浓度会抑制Mg杂质的离化。考虑到这一区域Mg杂质的离化率很低,在生长材料的过程中,这一区域可以轻掺杂或不掺杂以提高超晶格的外延质量。

从图2还可以看出,三种超晶格中InGaN/AlGaN超晶格同时具有最大的价带带阶 $E_v$ 和最强的极化电场,所以其对空穴的限制作用也是最明显的。如图3所示,InGaN/AlGaN超晶格的空穴分布最为集中,同时其基态波函数平方的峰值也是最大的(计算得到基态上的空穴数比第一激发态上空穴数大3~5个数量级,这里我们近似用归一化基态波函数的平方表征空穴分布)。空穴空间局域密度越大,空穴在垂直于生长方向的平面内的扩展性能也会越好。

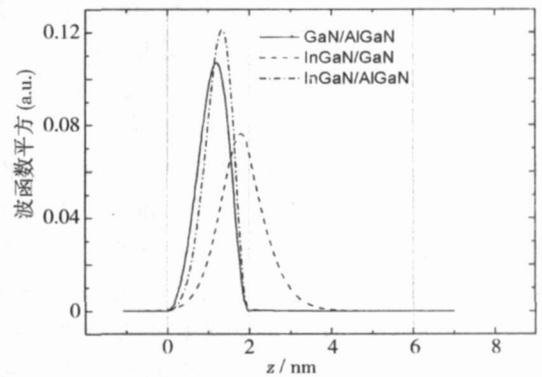


图3 三种超晶格掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时对应的基态波函数平方的分布(点线表示异质界面)

由此可知,相比于其他两种超晶格,用InGaN/AlGaN超晶格做p型欧姆接触具有以下两个优点:(1)提高Mg杂质的离化率,获得更高的空穴浓度;(2)对空穴有最强的空间限制作用,提高空穴扩展性能。

图4为InGaN/AlGaN超晶格在Mg杂质掺杂浓度为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 价带图及离化率沿生长方向的空间分布。从图中可以看出在Mg杂质掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时价带并未发生明显的变化,而掺杂浓度为 $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时价带发生较大幅度的上移,当掺杂为 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 时价带几乎恢复为平带。这是因为随着掺杂浓度的增大,空穴和Mg离子之间的静电场会屏蔽掉极化电场,杂质能级随价带倾斜度的

减小而增大,所以离化率也相应减小了。Mg 杂质在这四种掺杂条件下的平均离化率分别为:93.0%,68.7%,33.7%和20.4%。

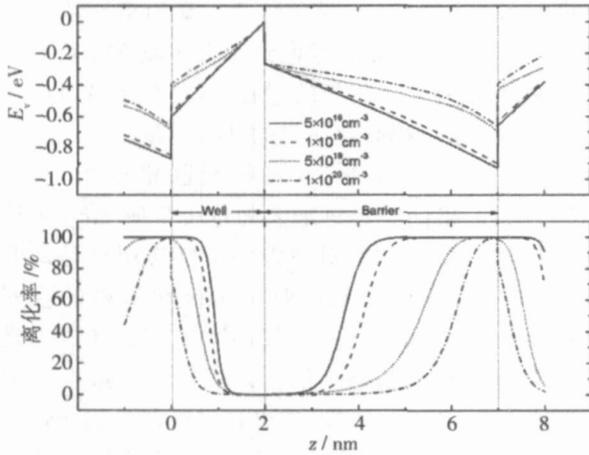


图4 不同的Mg杂质掺杂浓度下InGaN/AlGaN超晶格的价带图及离化率沿生长方向的空间分布

图5为InGaN/AlGaN超晶格Mg杂质平均离化率和空穴面密度随掺杂浓度的变化关系图。从图中可以看出,Mg杂质的平均离化率随着掺杂浓度的增大而减小,当掺杂浓度大于 $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时离化率降到了50%以下,掺杂浓度进一步增大,平均离化率持续下降,平均空穴浓度逐渐趋于饱和值。过高掺杂导致的能带变化,不仅降低了Mg杂质的离化率,同时会减弱超晶格对2DHG的局域效果,降低空穴的迁移率,这样超晶格对空穴的横向扩展作用也会相应减弱,所以Mg杂质的掺杂浓度不宜过高。

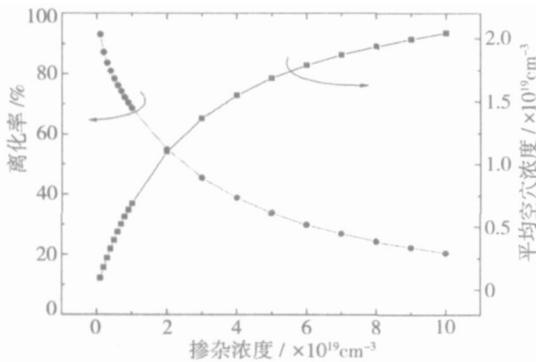


图5 Mg杂质平均离化率和平均空穴浓度随掺杂浓度的变化

### 3 实验和结果对比

根据计算结果分别制备样品A(p-GaN)、样品B(用p-InGaN/GaN超晶格结构作为接触层的p-

GaN)和样品C(用p-InGaN/AlGaN超晶格作为接触层的p-GaN)。样品A在蓝宝石衬底上长15~20nm的缓冲层,其上沉积1.5~2.0μm的GaN Mg,生长该层时Mg掺杂一开始较低,后面表面附近处较高。样品B是在样品A的基础上再生长p型InGaN/GaN(5个周期的超晶格),厚度为30~40nm,最后再生长2~3nm的InGaN盖层。样品C结构和B一样,只是超晶格部分换成InGaN/AlGaN。用Vander Paul方法进行Hall测试获得空穴浓度,预处理样品后,电子束蒸发Ni/Au(5nm/5nm)金属层,光刻形成圆环电极,退火合金化金属,最后采用CTLM测量比接触电阻。CTLM测量电极由中心接触圆和2个同心圆环组成,中心接触圆的半径为 $r_0$ ,内接触圆环内外半径分别为 $r_1$ 和 $r_1$ ,外接触圆环的内外半径分别为 $r_2$ 和 $r_2$ 。其尺寸为 $r_0 = 80 \mu\text{m}$ , $r_1 = 100 \mu\text{m}$ , $r_1 = 200 \mu\text{m}$ , $r_2 = 250 \mu\text{m}$ 和 $r_2 = 320 \mu\text{m}$ ,即 $r_1 = 1.25 r_0$ , $r_1 = 2.5 r_0$ , $r_2 = 3.125 r_0$ 和 $r_2 = 4 r_0$ 。CTLM测试图如图6(b)所示,具体测试方法详见文献[10]。

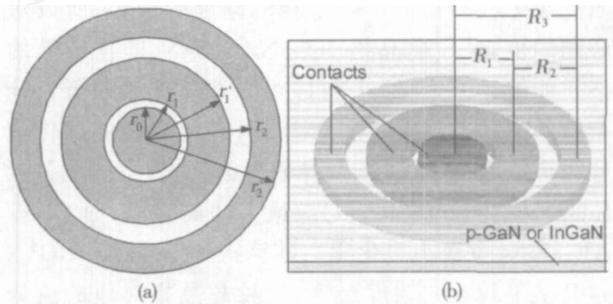


图6 (a)圆形接触模型及(b)接触电阻 $R_1$ , $R_2$ 和 $R_3$ 测试示意图

测得样品A,B和C的面空穴浓度和比接触电阻分别为 $1.32 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , $5.87 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , $7.96 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 和 $2.87 \times 10^{-2} \cdot \text{cm}^2$ , $7.04 \times 10^{-4} \cdot \text{cm}^2$ , $7.27 \times 10^{-5} \cdot \text{cm}^2$ 。三个样品中,样品C空穴浓度的实验值和理论值都是最大值,同时比接触电阻也具有最小值。理论和实验均表明,用InGaN/AlGaN作接触层可以获得低p型欧姆接触电阻,本小组实现了比接触电阻为 $7.27 \times 10^{-5} \cdot \text{cm}^2$ 的良好欧姆接触。

### 4 结论

本文分析了压电电极化效应影响下的三种超晶格内的极化电场,通过一维薛定谔方程和泊松方程

的自洽求解,得到了 Mg 杂质离化率的空间分布。比较相同掺杂条件下三种超晶格的平均离化率、空穴浓度及其分布,发现 InGaN/AlGaInN 超晶格具有最高平均离化率和最佳的空穴局域效果。同时,计算表明由于屏蔽效应,随着掺杂浓度的增加 Mg 杂质的平均离化率会迅速减小,超晶格对空穴的限制作用也有所减弱。实验结合理论,利用 InGaN/AlGaInN 超晶格实现了比接触电阻为  $7.27 \times 10^{-5} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}^2$  的良好 p 型欧姆接触。

#### 参考文献:

- [1] Chu Y L, Lin Y J, Ho C H, et al. Improvement of Ni monalloyed Ohmic contacts on p-GaN films by changing thickness of p-InGaInN capping layers [J]. Jpn.J. Appl. Phys., 2006, 45: 6884-6887.
- [2] Lee S N, Jang T, Son J K, et al. Carrier transport by formation of two-dimensional hole gas in p-type  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$  superlattice for AlGaInN-based laser diode[J]. J. Crystal Growth, 2006, 287: 554-557.
- [3] Lai C Y, Hsu T M, Chang W H, et al. Direct measurement of piezoelectric field in  $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}/\text{GaN}$  multiple quantum wells by electrotransmission spectroscopy[J]. J. Appl. Phys., 2002, 91(1): 531-533.
- [4] Li J M, L Y W, Li D B, et al. Effect of spontaneous and piezoelectric polarization on intersubband transition in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  quantum well [J]. J. Vac. Sci. Technol. B, 2004, 22(6): 2568-2573.
- [5] Fiorentini V, Bernardini F, Ambacher O. Evidence for nonlinear macroscopic polarization in nitride alloy heterostructures [J]. Appl. Phys. Lett., 2002, 80(7): 1204-1206.
- [6] Vurgaftman I, Meyer J R. Band parameters for nitrogen-containing semiconductors [J]. J. Appl. Phys., 2003, 94(6): 3675-3696.
- [7] Hu C Y, Wang Y J, Xu K, et al. Vertical conductivity of p- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  superlattices measured with modified transmission line model[J]. J. Crystal Growth, 2007, 298: 815-818.
- [8] Kalliakos S, Lefebvre P, Taliencio T. Nonlinear behavior of photoabsorption in hexagonal nitride quantum wells due to free carrier screening of the internal fields[J]. Physic Review B, 2003, 67(20): 205307(10).
- [9] Burdett W, Osinsky A, Kotlyarov V, et al. Impact of aluminum concentration and magnesium doping on the effect of electron injection in p- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [J]. Solid State Electron., 2003, 47: 931-935.
- [10] 孙燕杰,何山虎,甄聪棉,等. CTLM 测量金属/半导体欧姆接触电阻率[J]. 半导体光电,1999,20(4): 241-244.

#### 作者简介:

郑清洪(1984 - ),男,硕士研究生,主要从事 GaN 基半导体材料与器件的研究。

E-mail: zqhey@qq.com

(上接第 402 页)

#### 参考文献:

- [1] Zhou Bin, Liu Guorong, Guan Zuguang, et al. An optical sensing system for the concentration of methane based on fiber Bragg grating [J]. Optoelectronics Lett., 2007, 3(6): 410-412.
- [2] 常天英,贾磊,隋青美. 基于虚拟仪器的光纤光栅温度传感系统设计[J]. 半导体光电, 2008, 29(1): 140-142.
- [3] 刘艳,李彬,鲁韶华. 一种新颖的取样光纤光栅振幅版的研制[J]. 物理学报, 2008, 57(1): 291-297.
- [4] Morey W W, Meltz G, Glenn W H, et al. Fiber optic Bragg grating sensors[J]. Proc. SPIE, 1989, 1169: 98-107.
- [5] 林钧岫,王文华,王小旭. 光纤光栅传感技术应用研究及其进展[J]. 大连理工大学学报, 2004, 44(66): 931-936.
- [6] Chen Shaohua, Zhao Qida, Ma Xiurong, et al. Discrimination between temperature and strain on a simple FBG sensor[J]. Proc. SPIE, 2004, 5279: 641-646.
- [7] Jung J, Nam H, Lee B. Fiber Bragg grating temperature sensor with controllable sensitivity [J]. Appl. Opt., 1999, 38(3): 2752-2754.
- [8] Dong S L, Hong N L, Liang R, et al. Experiments on an offshore platform model by FBG sensors[J]. Proc. SPIE, 2004, 5391: 100-106.

#### 作者简介:

王文华(1976 - ),男,福建龙岩人,硕士研究生,讲师,主要从事光纤传感、光纤通信的研究。

E-mail: mrwangwh@gmail.com