



Y3358816



南京大學

# 研究生畢業論文

(申請博士學位)

論文題目 AlGaIn基深紫外LED結構優化與應用研究

作者姓名 昌建軍

學科、專業名稱 微電子學與固體電子學

研究方向 氮化物半導體材料與器件

指導教師 陳敦軍教授 許居衍教授

2016年5月



AlGa<sub>N</sub> 基深紫外 LED 结构优化  
与应用研究

(申请博士学位)

作者姓名: 昌建军

专 业: 微电子学与固体电子学

指导教师: 陈敦军 教授 许居衍 教授

南京大学电子科学与工程学院

二零一六年二月

**Study on Application and Optimization on AlGa<sub>N</sub> based  
Deep Ultraviolet LED**

(Doctoral Dissertation)

Author: Jianjun Chang

Major: Microelectronics and Solid-State Electronics

Supervisor: Prof. Dunjun Chen

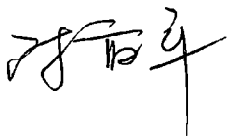
School of Electronics Science and Engineering,

Nanjing University

February, 2016

学 号: **DG1123008**

论文答辩日期: **2016 年 5 月 28 日**

指 导 教 师: 

(签字)

# 南京大学研究生毕业论文中文摘要首页用纸

毕业论文题目：AlGa<sub>N</sub> 基深紫外 LED 结构优化

与应用研究

专 业：微电子学与固体电子学

年 级：2011 级博士生

姓 名：昌建军

指 导 教 师（姓名、职称）：陈敦军 许居衍 教授

## 摘要

短波长（200nm-290nm）紫外光源有着广阔应用需求，比如水和空气净化、杀菌处理、医学仪器、高密度光学数据存储及通信系统等领域。III-V 族氮化物半导体材料（Ga<sub>N</sub>、AlGa<sub>N</sub> 和 AlN）和金刚石由于大的禁带宽度，是该波长范围紫外光源的潜在材料。但是这些材料的导电性能控制还存在诸多问题，高铝组份 AlGa<sub>N</sub> 材料的 p 型掺杂一直是难点之一，提高 p 型掺杂浓度将极大提升 LED 的发光强度和外量子效率。其次，有源区的结构构造对电子空穴浓度分布有较大影响，通过优化有源区结构使区内电子空穴分布更均匀，将对 LED 的辐射复合率有重要提高，进一步增强器件发光强度。深紫外（DUV）LED 另外一个问题是发光抽取角度很小，器件中的大部分发光由内部材料吸收，导致极低的光抽取效率。在 DUV LED 中，构造高反射率布拉格反射镜（DBR）将有效克服这一问题，而且高质量的 DUV DBR 很有可能是实现激子和声子强耦合的途径。本文围绕 AlGa<sub>N</sub> 基深紫外光源 LED 设计，从 p 型掺杂电子阻挡层（EBL）、有源区优化以及提高光抽取效率的 DBR 构造等方面作了深入探讨和研究，并基于 DUV LED 光源设计制作了一个非视距紫外通信应用验证平台，主要研究内容和研究成果如下：

1、提出了一种有源区为 6 周期多量子阱（MQWs）的 PIN 结构深紫外 LED，并优化了器件参数。利用 silvaco 软件仿真，比较各 LED 正向工作电压、电子阻

挡效果等性能获得折衷的 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层 (EBL) 厚度和 Al 组份, 获得参数优化的器件发光波长为 270nm, 注入电流 20mA 时器件正向工作电压低至 5.5V。

2、创新提出了一种极化增强型 DUV LED 新结构。提出采用 AlGa<sub>N</sub> 渐变 Al 组份层作为 DUV LED 器件 p 型 EBL 层, 利用极化作用在 p 型层感应形成三维空穴气 (3DHG), 提高了高 Al 组份 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层中受主离子化效率, 并且使得 p 型层价带更平滑利于空穴向有源区的注入, 获得了更高的有源区空穴浓度, 相比传统 EBL 结构的 DUV LED, 其发光强度提高了 17%。在此基础上, 提出了一种故意提高 MQWs 最后垒层 Al 组份的改进方案, 首次利用极化作用使最后垒层的导带沿生长方向向上弯曲, 增加了电子阻挡效果, 并且将更多有源区电子禁闭在多量子阱最后的阱层, 模拟显示该结构的 DUV LED 相比传统结构器件发光强度提高了 34.4%。

3、首次提出了一种 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 三层周期结构的 AlGa<sub>N</sub> 基日盲紫外布拉格反射镜。不同于传统的高低折射率层周期交替结构, 这种新结构中使用适当厚度的 AlInN 层有效减小了止带内的剩余吸收, 并故意设计了一层 AlInGa<sub>N</sub> 作为张力过渡层, 缓解由于 AlGa<sub>N</sub> 与 AlInN 之间晶格失配导致应力累积, 实现了原子级多周期平坦界面。这种结构的 DBR 获得的中心波长 (274nm) 处峰值反射率高达 86% 以及半高宽止带宽度为 16nm, 在深紫外 LED 和探测器等光学器件研究中具备极高应用参考价值。

4、基于深紫外 LED 光源, 研究了深紫外 LED 的大电流高速调制驱动技术和微弱紫外光信号接收与低噪声放大技术。实现了高速调制紫外光源的安培级大电流驱动能力, 这一技术可扩展用于 LED 阵列的驱动, 提高紫外光源功率。实现了微瓦量级紫外光功率的高速连续检测能力, 这一技术为远距离高速非视距通信奠定了基础。设计制作了一个利用日盲紫外光源与紫外探测器的非视距紫外通信应用验证平台, 系统在 115200bps 波特率下实现稳定的非视距通信。

关键词: AlN/GaN, AlInN/AlInGa<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub>, DUV LED, EBL, 极化掺杂, DBR, 非视距通信

# 南京大学研究生毕业论文英文摘要首页用纸

THESIS: Study on Application and Optimization of AlGa<sub>N</sub> Based

**Deep Ultraviolet LED**

SPECIALIZATION: Microelectronics and Solid-State Electronics

POSTGRADUATE: Chang Jianjun

MENTOR: Prof. Chen Dunjun    Xu Juyan

## **Abstract**

The solid-state deep ultraviolet (DUV) lighting sources, radiation with a wavelength shorter than 290 nm, are finding a variety of applications including air and water purification, UV curing, medical instrumentation, high-density optical storage, and non-line-of-sight communication. Due to direct and tunable band gaps between 3.4 and 6.2 eV, AlGa<sub>N</sub> alloys are very promising materials in the realization of DUV light emitting diodes (LEDs). There are a number of problems on the control of the material's conductivity. one of the difficulties lies in very low Mg-doped efficiency in Al-rich AlGa<sub>N</sub> alloys. High acceptor ionization percentage would create a significant improvement on the device's external quantum efficiency (EQE). Next, The carriers distribute uniformly resulted from the optimization to the active region's structure, which improves the radiative recombination rate of DUV LEDs as well as light emission intensity. Another problem for AlGa<sub>N</sub>-based DUV LEDs is only a small light escaping angle. Significant part of light is trapped by total internal reflection resulting in very low light extraction efficiency. An effective method to avoid the trouble is fabricating high reflectivity distributed Bragg reflector (DBR) in DUV LEDs. Besides, the high quality DBR is most likely approach to achieve strong coupling between excitons and photons. In this work, we investigate numerically the effects of p-type electron blocking layer, optimized active region, and fabricated DBR on characteristics of AlGa<sub>N</sub>-based DUV LEDs. At last, a non-line-of-sight

communication system has been developed based on DUV LEDs light source. The main conclusions are listed as follows:

1. We present a DUV LED with 6-periods MQWs PIN(p-type/intrinsic undoped/n-type) structure. Investigate numerically performances of DUV LEDs by silvaco software. The forward voltage at 20mA for DUV LEDs are as low as 5.5 V. Interpret theoretically the influences of electron blocking layer's thickness and Al-content on turn-on voltage and light intensity.

2. Reported the effects of incorporating Ga-face polarization-doped AlGaN p-type layer and the performance of DUV LEDs with intentionally increased the Al composition of LQB by using the silvaco simulation program. The characteristics of the DUV LEDs ( $\lambda = 270$  nm) with polarization-doped AlGaN p-type layer have been studied and compared to DUV LEDs with Mg-doped AlGaN p-type layer (known as a conventional structure). The DUV LEDs fabricated using polarization-doped AlGaN p-type layer exhibited improved performance as evidenced by higher electroluminescence (EL) intensities, enhanced radiative recombination rate, and more steep rectification characteristics. Other than increasing the Al content of EBL, the Al content of last quantum barrier (LQB) has been increased to same with the maximum Al content of polarization-doped layers (PDLs), which causes to bent upwards in the conductive band of LQB, can effectively enhanced electron blocking and almost absolutely eliminated the accumulation of the leaked electrons.

3. We have firstly reported that AlGaN-based solar-blind ultraviolet (UV) distributed Bragg reflectors (DBRs) were developed employing a tri-layer AlGaN/AlInN/AlInGaN periodical structure grown on an  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  template by metal-organic chemical vapor deposition. A state-of-the-art DBR structure was achieved thanks to the use of AlGaN template and the intentional design of the AlInGaN strain transition layer. The fabricated DBR exhibits a peak reflectivity of 86% at the center wavelength of 274 nm and a stopband with 16 nm full-width at half maximum. The simulation results of reflection spectra show that the use of a suitable AlInN layer replacing partially the AlGaN quarter-wave stack can reduce efficiently residual absorption in the stopband of the solar-blind UV DBRs and hence improves

the DBR's reflectivity.

4. We have study the drive scheme of modulating LED with ampere level current and millions hertz velocity. This scheme could be extend to drive LED array that may improve power from light source by composing of a series of LEDs and detect UV light power on micro watt scale that may realize ultra-long-distance communication. At last, we have design a non-line-of-sight communication system based on deep ultraviolet light source and photoelectric multiplier tube and realize a reliable serial communication at an baud rate of 115.2 kbps.

**Keywords:** AlN/GaN, AlInN/AlInGaN/AlGaIn, DUV LED, EBL, Polarization Doping, DBR, Non-line-of-sight Ultraviolet Communication.

# 目 录

第一章 绪论 .....	1
1.1 紫外 LED 的发展现状 .....	1
1.1.1 紫外 LED 研制存在的问题 .....	1
1.1.2 DUV LED 研制进展 .....	3
1.1.3 DUV LED 的发展历程 .....	6
1.2 DUV LED 制备材料的主要特性 .....	7
1.2.1 III 族氮化物材料的自发极化与压电极化 .....	7
1.2.2 生长方向对深紫外 LED 器件性能的影响 .....	10
1.2.3 分布式布拉格反射镜在 LED 中的应用 .....	12
1.2.4 III 族氮化物材料的各类参数 .....	14
1.3 SILVACO 仿真技术介绍 .....	17
1.3.1 Silvaco 的主要组件 .....	17
1.3.2 基本半导体方程 .....	18
1.3.3 能量平衡传输模型 .....	19
1.3.4 基本载流子统计理论 .....	20
1.3.5 常规的禁带模型 .....	21
1.3.6 物理模型 .....	22
1.3.7 Silvaco 仿真用主要参数 .....	24
1.4 深紫外 LED 一般结构与存在问题 .....	24
1.4.1 深紫外 LED 的一般结构 .....	25
1.4.2 深紫外 LED 研制中存在的问题 .....	25
1.5 深紫外光源应用 .....	27
1.6 论文的主要研究内容 .....	30
第二章 电子阻挡层结构对 DUV LED 性能影响 .....	38
2.1 引言 .....	38
2.2 P 型 $Al_yGa_{1-y}N$ 电子阻挡层对器件性能的影响 .....	38
2.2.1 Mg-doped AlGa <sub>N</sub> 电子阻挡层结构 DUV LED .....	39
2.2.2 p 型 AlGa <sub>N</sub> 电子阻挡层结构 .....	39
2.2.3 有源区 Al 组份的选择 .....	40
2.2.4 $Al_yGa_{1-y}N$ 电子阻挡层厚度的影响 .....	40
2.2.5 $Al_yGa_{1-y}N$ 电子阻挡层 Al 组份的影响 .....	42
2.3 P 型超晶格电子阻挡层 .....	44
2.3.1 p 型超晶格 (SLs) 的电子阻挡和促进空穴注入作用 .....	44
2.3.2 超晶格结构提高掺杂效率作用 .....	45

2.3.3	p 型超晶格 EBL 对深紫外 LED 整流特性的影响 .....	46
2.4	两种 EBL 结构的 DUV LED 存在的问题.....	47
2.5	小结 .....	48
第三章	极化掺杂深紫外 LED 研究.....	52
3.1	引言 .....	52
3.2	渐变 Al 组份 P 型层 DUV LED 结构.....	52
3.2.1	渐变 Al 组份 p 型层作用 .....	53
3.2.2	渐变 Al 组份 p 型层内的极化电荷 .....	53
3.3	GA 面渐变 Al 组份 P 型层改进 MQW 结构的 DUV LED .....	54
3.3.1	能带分析 .....	55
3.3.2	电子空穴分布 .....	56
3.3.3	三种结构 DUV LED 器件的发光功率对比 .....	57
3.3.4	三种结构 DUV LED 器件的发光强度对比 .....	60
3.4	N 面渐变 Al 组份 P 型层结构的 DUV LED .....	61
3.4.1	N 面极化掺杂 DUV LED 结构 .....	62
3.4.2	N 面渐变组份层三维空穴气 (3DHG) 的形成 .....	63
3.4.3	N 面极化掺杂结构 DUV LED 的电致发光特性 .....	64
3.5	小结 .....	66
第四章	用于深紫外 LED 的高反射率 DBR 研究.....	70
4.1	引言 .....	70
4.2	三层日盲紫外 DBRS 结构.....	71
4.3	三层 DBRS 结构关键参数选择 .....	72
4.3.1	AlInN/AlGaIn 厚度比的影响.....	72
4.3.2	Al 组份的影响.....	74
4.4	仿真计算与实验结果分析.....	76
4.5	小结 .....	77
第五章	基于深紫外 LED 光源的非视距紫外通信应用平台研究.....	81
5.1	引言 .....	81
5.2	非视距紫外通信系统组成.....	81
5.3	紫外通信系统关键元器件特性 .....	82
5.3.1	紫外光源 .....	82
5.3.2	紫外探测器 .....	83
5.4	紫外通信系统关键技术 .....	85
5.4.1	紫外光源调制驱动技术 .....	85
5.4.2	光电倍增管小电流信号低噪声放大技术 .....	87

5.5	实验结果与分析 .....	88
5.6	小结 .....	89
第六章	结论 .....	91

# 第一章 绪论

## 1.1 紫外 LED 的发展现状

基于辐射波长,电磁谱被分为多个区域,紫外区域波长范围为 10nm~400nm,紫外光谱又分为四个子区域:UV-A(长波长区域,波长范围为 320nm~400nm),UV-B(中波长区域,波长范围为 290nm~320nm),UV-C(短波长区域,波长范围为 200nm~290nm),真空紫外区(波长范围为 10nm~200nm),四区域的波长划分见表 1-1-1。

表 1-1-1 紫外区域的划分

区域	UV-A	UV-B	UV-C	真空紫外
波长 (nm)	320~400	290~320	200~290	10~200

LED 发光波长由器件有源区材料基本带隙决定,III 族氮化物材料制作的 LED 的发光波长覆盖接近 200nm(对应 AlN 的带隙宽度)到 400nm(对应 InGa<sub>N</sub> 的带隙宽度)的整个紫外 UV-A、UV-B 和 UV-C 区域[1]。

在 365nm 以下紫外波长范围,p 型 GaN 接触层对紫外光表现为吸收特性,这降低了器件的光抽取效率。有研究者采用 GaN-AlGa<sub>N</sub> 多量子阱结构,通过 GaN 量子阱内量子禁闭改变跃迁能量首次实现了 365nm 以下波长的发光[2]。

### 1.1.1 紫外 LED 研制存在的问题

早期报道的紫外(UV)LED 效率极低,发光波长 400nm 时,外量子效率在 50%,随着波长进一步变短外量子效率急剧下降,在 250nm 时只有 0.2%。这主要是 AlGa<sub>N</sub> 合金的晶格失配问题,由于张应力引起富 Al 层内碎裂,而且蓝宝石衬底的深紫外 LED 由于 p 型层的高阻性导致大量自热[3]。

另外,也有人在 SiC 上制作 UV LED,通过构造 Mg 掺杂 Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN 超晶格(SuperLattice)实现了 333nm 波长发光,其中超晶格结构促进空穴向有源层注入[4]。与可见光 LED 相比,III 族氮化物采用 AlGa<sub>N</sub>-GaN 量子阱有源区,各种报道的 UV LED 的发光强度均相对较低,这主要是由于以下几个关键因素:

#### 1. 量子禁闭斯塔克效应

III 族半导体材料的量子阱内自发和压电场随 Al 组份的增加而增强,由于量

子斯塔克效应的影响, 将减小其辐射复合率, 并且使半导体导带和价带的弯曲, 从而将电子空穴对物理分离。这样载流子的辐射复合率下降, 相应导致发射效率下降。

## 2. 缺乏合金畴

可见光 LED 即使在有源区内存在高线位错密度 TDD (超过  $10^8 \text{cm}^{-2}$ ), 也表现出不一般的高发光效率, 主要由于富 In 畴的形成, 该类畴将 InGaN-GaN 量子阱内的载流子禁闭并将它们与线位错隔离开。在 GaN 和 AlGaN 量子阱紫外 LED 中缺少这类合金畴必定导致辐射复合效率的下降。

## 3. 低效的载流子禁闭

早期关于 UV LED 的报道中, 一般都有长波长范围的多发光峰值出现, 这表明载流子存在非有源区的损失, 即存在非故意辐射跃迁。虽然不清楚这是否是量子阱内存在深能级跃迁或是来自于有源区外的辐射复合, 但是在量子阱上部增加 p 型 AlGaN 层减少了深能级发光强度, 证明这些峰值由电子通过有源区与 p 型材料里的空穴复合产生。

在量子阱与 p 型接触层之间, 增加高 Al 组份 AlGaN 电子阻挡层用来加强电子禁闭是一种有效方法。相比电子, 空穴迁移率和注入效率更低, 在量子阱与 n 型 AlGaN 接触层之间采用类似电子阻挡作用的空穴阻挡层将没有明显效果。类似的电子阻挡层已经在 InGaN/GaN 蓝光 LED 和激光二极管中普遍应用, 用于避免长波长发光并提高器件发光效率, 效果明显。

## 4. 器件生长模板和衬底的吸收

目前一般采用 SiC 衬底或是蓝宝石上沉积的 GaN 层作为器件生长模板, 这些材料都会对紫外光产生吸收, 导致低的光抽取效率。除了量子阱下的吸收材料, 紫外光还会由 p 型 GaN 接触层和薄的半透明金属接触吸收, p 型 GaN 和 ITO 金属接触材料都会产生很强的紫外吸收, 即使接触层很薄, 其吸收因数也随峰值波长下降而增加。

中短波长 (UV-B、UV-C) 紫外光在空气中吸收相当强, 低于 280nm 波长的太阳光辐射在近地表面相当小 (也即所谓日盲现象)。UV-B 或 UV-C 波长 LED 器件与 UV-A LED 主要差别是不能再用 GaN 基板, 而这一材料在 UV-A 波长广泛使用。这是因为 AlGaN 生长在 GaN 上由于晶格常数的差异导致相当大的张力,

这将导致 AlGa<sub>N</sub> 薄膜的碎裂,随着波长更短,AlGa<sub>N</sub> 中 Al 组份的增加也加大了高质量晶体生长的难度,典型问题就是产生更高的位错密度,这也加大了 p 型和 n 型掺杂难度。研究者们使用了各种方法提高 Mg 掺杂物的离化效率以获得高空穴浓度,比如低能电子束照射处理、热退火以及金属催化处理等。然而,大的 Mg 受主离化能一直是限制掺杂效率的主要因素[5][6][7]。

### 1.1.2 DUV LED 研制进展

为取代 p 型 Ga<sub>N</sub> 接触层,很多研究者努力提高 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 材料的 p 型掺杂效果的同时,也为接触层寻找紫外光透明的替代材料。掺 Mg 的 AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> 长或短周期超晶格已经有可能替代传统 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层,由于 minibands 的形成,使用短周期超晶格 (SPSL) 改善了横向 p 型层导电性能,采用长周期超晶格 (LPSL) 改善垂直 p 型电导率。

文献[5]研究了 AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格提高 n 型掺杂效率的作用。由于带弯曲产生的极化电荷随超晶格周期厚度增加而增加,从而提高电子浓度,在超晶格周期厚度为 5nm 时,电子浓度达到饱和。SL 周期厚度继续增加时,大量空间电荷被极化场屏蔽,促使电子浓度饱和。另外,当 SL 周期厚度超过 AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格临界厚度时,由于晶格弛豫作用,压电极化场减小,降低带弯曲程度。因此,在长周期厚度超晶格中电子浓度反而下降。文中给出的 Mg-AlN/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 超晶格周期厚度与电子浓度的关系如图 1-2-1 所示。

高 Si 掺杂浓度的 SL 中会有 Si 自补偿效应。除了 Si 浅施主能级外,在带隙中间还会形成相关补偿受主能级。因此,电子浓度先是趋向饱和,再慢慢下降。在 SL 中为实现高电子浓度, Si 掺杂浓度的控制也是重要因素。图 1-2-2 显示超晶格中获得的掺杂电子浓度远高于体材料。

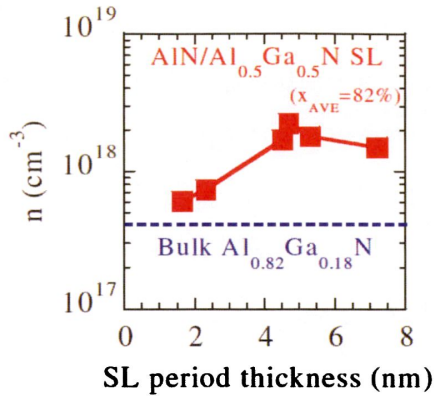


图 1-2-1 Mg-AlN/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 超晶格周期厚度与电子浓度的关系

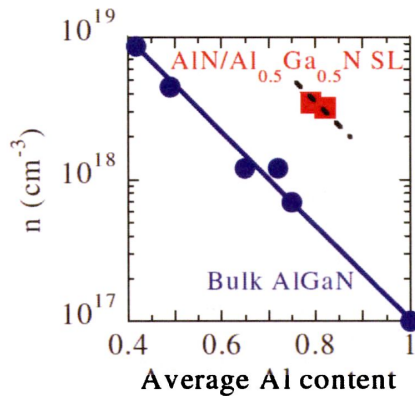


图 1-2-2 Mg-AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格 Al 组份与获得的电子浓度

文献[6]解释了 AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格结构提高掺杂效率和屏蔽位错的作用。文中将 AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格电子阻挡层结构的深紫外(DUV) LED 与传统 DUV LED 作了结构、电学及光学性能的比较。AFM 图像显示传统 LED 表面存在 nm 级 (rms=0.7nm) 的凹坑 (与线位错有关), 而 SLs 阻挡层结构的 LED 表面平滑 (rms=0.3nm), 几乎没有明显凹坑。坑密度的减小, 是由于 SL EBL 起到了位错屏蔽作用。

与传统 DUV LED 结构相比, x-ray 衍射图 (XRD) (图 1-2-3 (a)) 显示 Mg-SL EBL 结构的 LED 中 p-GaN 峰值位置离 AlN 峰值位置角度差更大, 这表明 Mg-SL 能减小 p-GaN 层内的张力, 提升表面形态质量, 这将很可能使电流注入的更均匀。Mg-SL 结构 p-GaN 的 DUV LED EL 谱 (图 1-2-3 (b)) 的 FWHM (full width at half maximum) 下降表明, 由于 SL EBL 的位错屏蔽作用导致 p-GaN 接触层内的线位错有效下降。

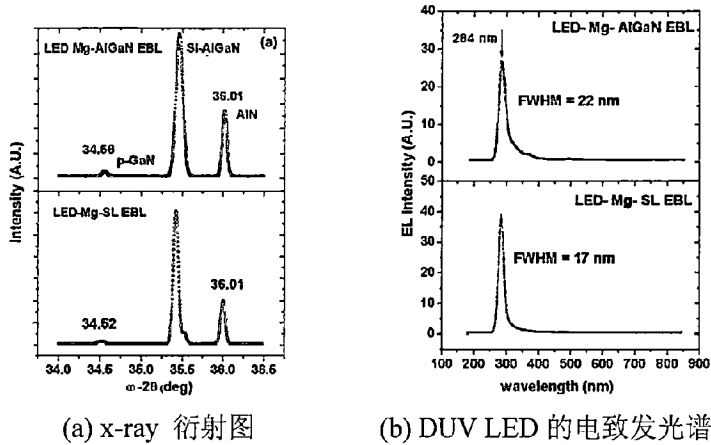


图 1-2-3 Mg-AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格和 Mg-AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层结构 DUV LED

尽管由于平面 2 维空穴气 (2DHG) 的形成, 使 Mg-AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> 超晶格结构在异质界面有了较高的电导率, 但是由于这种结构中载流子输运只能通过隧穿和热离子发射通过价带势垒, 导致了垂直界面方向电导率不高, 即使在短周期超晶格 minibands 中, 大的空穴有效质量导致低迁移率和高阻性。无势垒的空穴掺杂技术将获得更高的电导率。

2010 年, Simon 等人报道了极化掺杂的 p 型掺杂技术[7], 在掺杂的混合物中, Mg 受主不再只由热能离化, 还受到了极化场的作用被大量离化, 极大提高了受主离化效率。器件以 Ga 面 (<<0001> 面) 生长时, 沿生长方向渐变组份层从 Ga<sub>N</sub> 变化到 AlGa<sub>N</sub>, 由于极化作用产生的界面净束缚电荷为正值, 将在层内感应形成 3 维电子气 (3DEG)。同理, 器件以 N 面 (<<000 $\bar{1}$ > 面) 生长时, 在沿 N 面方向 Al 组份线性增加的 AlGa<sub>N</sub> 层中, 由于极化作用产生的界面净束缚电荷为负值, 将在层内将获得三维空穴气 (3DHG), 其浓度高达  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。由于极化感应场导致的渐变组份层能带弯曲如图 1-2-4 所示, 渐变 Al 组份 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层促使带隙  $\Delta E_g$  沿 n 到 p 方向增加, 这起到中性电子阻挡层的作用, 该阻挡层通过阻止电子从光学有源区溢出, 从而提高了发光效率。

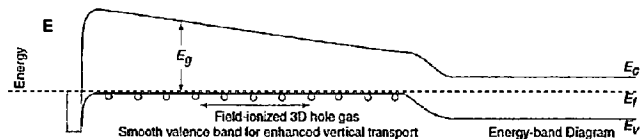
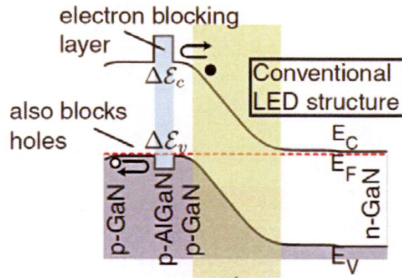
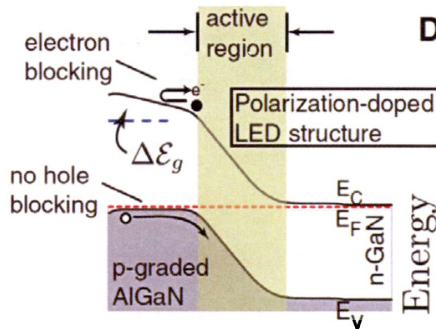


图 1-2-4 极化感应场导致的渐变组份层能带弯曲

而传统插入 p-AlGaN 电子阻挡层的结构中, 电子阻挡层在阻止有源区电子泄漏的同时, 也阻挡了电子的注入, 如图 1-2-5 所示。



(a) AlGaN 层的电子空穴阻挡



(b) 渐变 Al 组份层电子阻挡和无空穴势垒阻挡

图 1-2-5 渐变 Al 组份层和 AlGaN 层的电子空穴阻挡

### 1.1.3 DUV LED 的发展历程

紫外 LED 的发展历程总结如表 1-1-2[8]。

表 1-1-2 紫外 LED 的发展历程

重要节点	著作者与年份
Low Temperature AlN buffer layer	Amano et al. 1986
p-type GaN by low-energy electron beam irradiation	Amano et al. 1989
First AlGaIn-GaN-AlGaIn multiple-QW	Khan et al.1990
Low-temperature GaN buffer layer	Nakamura et al.1991
First AlGaIn/GaN multiple-QW LED (353nm)	Han et al.1998

Smooth AlN with low V/III ratio	Ohba et al. 1996, 2001
First 352-nm LED on bulk GaN	Nishida et al. 2001
First 340-nm UV-A LED	Adivarahan et al. 2001
First 315-nm LED	Khan et al. 2001
First UV-B LED(305nm)	Khan et al. 2001
AlN/AlGa <sub>N</sub> SL for thick n-type AlGa <sub>N</sub>	Zhang et al. 2002
First UV-C LED(285nm)	Adivarahan et al. 2002
First GaN-free UV LED(365nm)	Morita et al. 2002
First 280-nm LED	Yasan et al.2002
First 269-nm LED	Adivarahan et al.2004
First 254-nm LED	Wu et al. 2004
First 250-nm LED	Adivarahan et al.2004
First 210-nm LED	Taniyasu et al. 2006
Stimulated emission from AlN at 214nm	Shatalov et al. 2006
Improved Efficiency of 255-280 nm AlGa <sub>N</sub> -Based LEDs	Cyril et al. 2010
Tailoring of polarization in EBL of UV LED	Yu-Hsuan et al. 2014

## 1.2 DUV LED 制备材料的主要特性

III 族氮化物材料的带隙覆盖了从 0.7 eV 到 6.2 eV 的宽范围, 因此在紫外 LED 研制上, III 族氮化物材料得到广泛研究与应用[9-14]。

纤锌矿结构的 III 族氮化物中 GaN、AlN、AlGa<sub>N</sub> 材料的晶格常数比 c/a 均小于理想值 1.633, 且随 Al 组份增加逐渐减小, 导致的自发极化强度逐渐增大。相比传统 III-V 族和 II-VI 族半导体混合物, 在纤锌矿 AlN 和 GaN 材料中自发极化和压电极化强度高出十倍多。III 族氮化物晶体中, 由自发极化产生的电场高达 3MV/cm。同时, 在生长的 AlGa<sub>N</sub>/GaN 或 InGa<sub>N</sub>/GaN 异质结中, 由张力产生的附加压电场接近 2MV/cm。

### 1.2.1 III 族氮化物材料的自发极化与压电极化

III 族氮化物材料的压电极化强度以压电系数  $e_{33}$  与  $e_{31}$  由下式计算,

$$P_{PE} = e_{33}\varepsilon_z + e_{31}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (1.2.1)$$

其中  $\varepsilon_z$  为沿 c 轴方向的应力,  $\varepsilon_x$  和  $\varepsilon_y$  为垂直 c 轴方向的面内应力, 由下两式计算。

$$\varepsilon_z = \frac{(c - c_0)}{c_0} \quad (1.2.2)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{(a - a_0)}{a_0} \quad (1.2.3)$$

六方晶格结构 GaN 中晶格常数由下式决定,

$$\frac{(c - c_0)}{c_0} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \left( \frac{a - a_0}{a_0} \right) \quad (1.2.4)$$

其中  $C_{13}$  和  $C_{33}$  是弹性系数。

由以上各式可计算沿 c 轴方向压电极化强度,

$$P_{PE} = 2 \frac{(a - a_0)}{a_0} \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (1.2.5)$$

对于 AlGaIn 材料, Al 组份从 0 变化到 1 时,  $\left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) < 0$  总是成立,

因此张应变产生压电极化总是负值, 压应变产生压电极化总是正值。

GaN 和 AlN 材料中自发极化总是负值, 因此材料以 Ga 面生长时自发极化方向总是指向衬底。相反, 材料以 N 面生长时自发极化方向总是指向表面。尽管组份波动、表面粗糙或压力分布将改变极化感应面电荷密度的分布, 但是与穿过界面的极化变化有关的总面电荷几乎接近突变界面的数量。如果极化感应面电荷密度是正值 ( $+\sigma$ ), 那么在生长之后的冷处理过程中自由电子将倾向于补偿极化感应电荷, 这些电子将形成二维电子气 (2DEG)。同理, 如果极化感应面电荷密度为负值 ( $-\sigma$ ), 这将促使空穴在界面处累积, 形成二维空穴气 (2DHG)。于 AlGaIn 和 GaN 材料自发极化强度不同, 在 AlGaIn/GaN 异质结的生长中, 即使 AlGaIn 层的厚度达到 65nm, 电子也会被禁锢在异质界面处[34]。

计算  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  异质结界面极化感应面电荷密度  $\sigma$  与 Al 组份 x 的关系

时, 采用了线性插值方法。各参数计算式如下,

$$\text{晶格常数: } a(x) = (-0.077x + 3.189) \times 10^{-10} \text{ m} \quad (1.2.6)$$

$$c(x) = (-0.205x + 5.185) \times 10^{-10} \text{ m} \quad (1.2.7)$$

$$\text{弹性系数: } C_{13}(x) = (5x + 103) \text{ GPa} \quad (1.2.8)$$

$$C_{33}(x) = (-32x + 405) \text{ GPa} \quad (1.2.9)$$

$$\text{压电常数: } e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{ C/m}^2 \quad (1.2.10)$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{ C/m}^2 \quad (1.2.11)$$

对于 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN 异质结材料中的压电极化强度数值与其组份间的关系用公式表示如下:

$$P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N/GaN) = [-0.0525x + 0.0282x(1-x)] \text{ C/m}^2 \quad (1.2.12)$$

对于 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 的自发极化有如下公式计算,

$$P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) = -0.09x - 0.034(1-x) + 0.019x(1-x) \text{ C/m}^2 \quad (1.2.13)$$

氮化物材料中总的极化为自发与压电极化强度之和, 即  $P_{total} = P_{sp} + P_{PE}$ 。

有文献计算了 GaN/AlGa<sub>x</sub>N/GaN 异质结分别在 Ga 面和 N 面生长时, 在异质结界面处的自发极化、压电极化、总极化以及由于极化产生的面电荷密度与 Al 组份的关系, 如图 1-2-1 所示[34]。

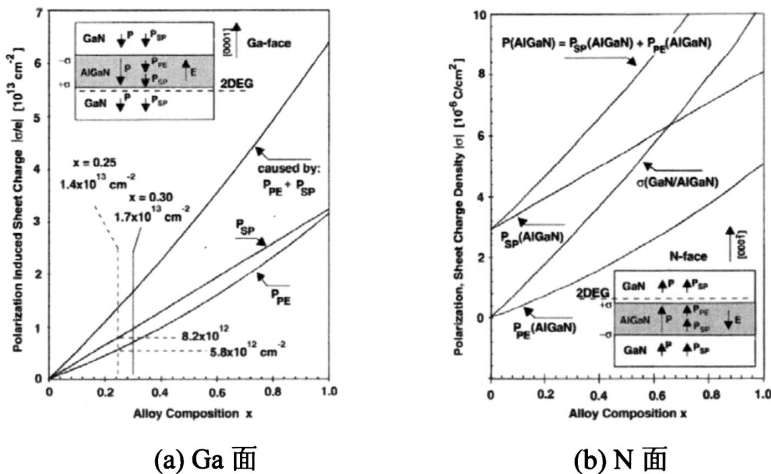


图 1-2-1 极化、面电荷密度与 Al 组份关系

### 1.2.2 生长方向对深紫外 LED 器件性能的影响

传统以 Ga 面 ( $\langle 0001 \rangle$  面) 生长的 LED, 一般 p 型接触材料为 GaN, p 型电极材料为 Ni/Au。在深紫外波长时, GaN 材料会有较强吸收, 而传统 Ni/Au p 型电极的反射率低于 30%, 这将导致器件的光抽取效率极低。同时, 器件向下方向的发光在蓝宝石衬底与空气的界面被反射。有文献指出, 向下发光中被反射的占主要部分 (约 84%), 而抽取部分仅为 16% [32]。该文献已经在 DUV LED 中成功构造了高 Al 组份 p 型 AlGaN 接触层, 同时采用 Al 材料的网格形状 p 型电极 (Al 材料对深紫外的反射率高达 92%), 与蓝宝石衬底剥离的 AlN 模板采用支柱结构便于光的垂向传播, 尽管 p-AlGaN 透明层中空穴浓度不高, 但该器件获得的光抽取效率 LEE 大于 60%, 外量子效率 EQE 高于 40%, 如图 1-2-2 和 1-2-3 所示。

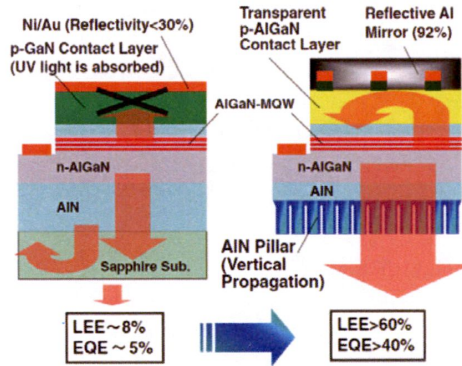


图 1-2-2 p 型 AlGaN 透明接触层、高反射率电极器件与传统 DUV LED 发光性能比较 (光抽取效率 LEE 和外量子效率 EQE 比较)

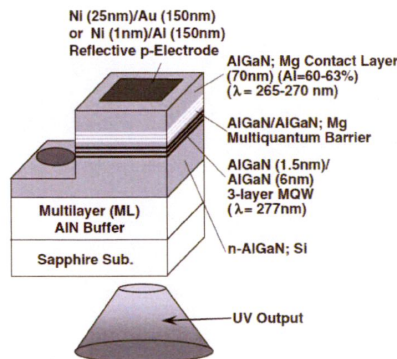


图 1-2-3 p 型 AlGaN 透明接触层、高反射率电极器件 DUV LED

另外, 在传统以 Ga 面 ( $\langle 0001 \rangle$  面) 生长的 LED 中, 极化作用在有源区垒层产生的电场与外加电压产生电场方向相反, 削弱了垒层内的总电场, 导致总电场对载流子向量子阱内的注入作用减弱。相反, 以 N 面 ( $\langle 000\bar{1} \rangle$  面) 生长的 LED, 极化作用在有源区垒层产生的电场与外加电压产生电场方向相同, 增加了垒层内的总电场, 导致总电场对载流子向量子阱内的注入作用增强。

当器件以 N 面 ( $\langle 000\bar{1} \rangle$  面) 生长时, 在 p 型渐变组份层的 Al 组份是沿生长方向逐渐增大的, 这样才能有效获得三维空穴气。因此, 为了减小渐变组份层与器件的 p 型接触层界面的价带带阶, 器件的 p 型接触层必需采用高 Al 组份。这样, 由于没有 p 型 GaN 接触层, 当器件发光为向上方向时不再对紫外光产生吸收, 提高了光抽取效率。

再者器件以  $\langle 0001 \rangle$  面生长时, 将导致量子阱禁闭斯塔克效应和减小辐射复合效率。如果器件沿非极性面或者半极性面生长 (如  $\langle 1\bar{1}00 \rangle$  和  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ , 或者半极化方向  $\langle 10\bar{1}1 \rangle$  和  $\langle 112\bar{2} \rangle$ , 见图 1-2-4), 将克服和减缓这些问题, 用非极性面生长的 LED 和 photodetectors 已有报道, 都一定程度减小或消除了 QCSE。然而由于体衬底材料缺陷, 这些器件晶体生长质量较低, 发光效率不高。

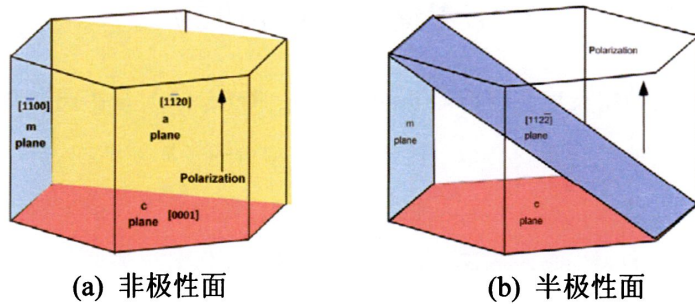


图 1-2-4 纤锌矿结构非极性面与半极性面

最近有生长在非极性 m 面体衬底材料上的 LED 和激光二极管报道。文献[30] 中在 m 面蓝宝石衬底上, 先沉淀一层 30nm 厚度的低温 AlN 缓冲层 (650℃), 再用 PMOCVD 生长出 0.3 μm 厚度高温 AlN 层, 接着生长 15 周期短周期超晶格 (SPSL) 结构用作压力释放层, 再在释放层上生长 LED 其他接触层和有源层, 具体结构图如图 1-2-5。由于超晶格的位错屏蔽作用, 其晶体质量已接近成熟的

极化面生长器件, 如图 1-2-6 所示[1][30]。

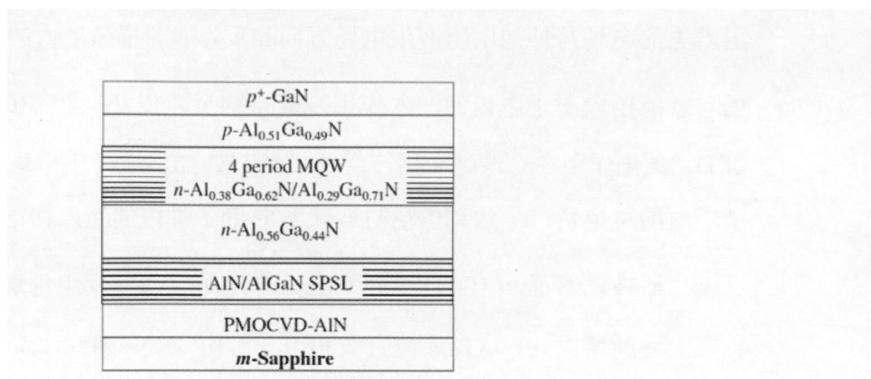


图 1-2-5 半极性面深紫外 LED 结构构造图



图 1-2-6 半极性面 AlN/AlGaN 超晶格的缺陷屏蔽作用的 TEM 图像

### 1.2.3 分布式布拉格反射镜在 LED 中的应用

分布式布拉格反射镜 (Distributed Bragg Reflector) 是由两种对某个波长折射率差别较大的半导体材料以 ABAB...形式构造的多周期结构, 每层材料的光学厚度为中心反射波长的 1/4。这种结构对该波长光线呈高反射率特点, 并且不存在金属反射镜的光学吸收问题, 还可以改变材料的折射率或厚度来调整中心波长位置。

三簇氮化物 DUV LED 的效率对材料的位错密度和不同合金材料之间晶格失配导致的碎裂都非常敏感。GaN 基板可用于提高晶体生长质量, 但是在深紫外波长范围该材料又存在强烈的内部吸收。减小吸收的有效方法之一就是在 LED 器件的有源层下方插入 DBR 结构, 这种方法不仅提高光抽取效率, 同时使发光方向性更强, 获得半高宽更窄的光谱。而且采用反射镜的高反射率微腔也可用于构造垂直腔表面发射激光器 (VCSELs) 或者实现激子和声子之间的强耦合。

目前报道的 DBRs 的中心波长一般位于近红外或可见光区域, 常用材料为 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN, 根据 Al 组份的不同周期数在 20~60 之间。这类结构由于 GaN 和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 之间晶格常数的差异 (x=1 时, 晶格常数差达到 2.4%) 导致很大的张应变, 这正是位错和材料碎裂的根本原因。事实上, 当中心波长在 360nm 以下时, 由于光学吸收的急剧增加, GaN 材料不再适用。因此, 也有研究者使用高 Al 组份 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 材料实现中心波长在 360nm 以下的 DBRs[70][71], 但是 AlN 基板的使用同样也无法缓解内部张力, 并且减小了两层四分之一波长堆栈的折射率差。

中心波长在 343nm 的 DBRs 采用 Al<sub>0.85</sub>In<sub>0.15</sub>N/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N 材料减少碎裂和位错密度[64], 文中通过增加每层的 Al 组份避免了内部吸收同时保持了高折射率差 ( $\Delta n/n$ ), 这两种合金材料与 GaN 的晶格失配只有 0.5%, 而在中心波长处折射率差达到 10% ( $\Delta n/n=10\%$ )。文中给出的  $\langle 10\bar{1}5 \rangle$  面不对称反射倒易空间图如图 1-2-7 所示,  $q_{001}$  方向的卫星峰源于紫外 Al<sub>0.85</sub>In<sub>0.15</sub>N/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N 的 DBR, 这些卫星峰表明结构具备良好的周期性和平滑的界面。图中与 GaN 模板有关的两个峰清晰可见, 其对应了两种不同的张力状态。最强的峰值来自于该结构的 3 $\mu$ m 厚度的 GaN 层 (晶格弛豫状态)。

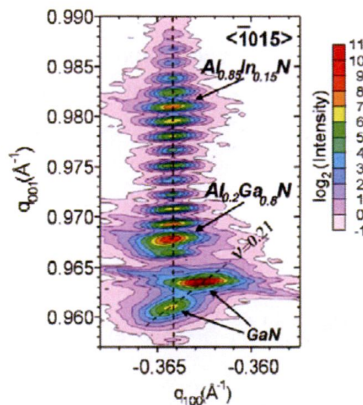


图 1-2-7 Al<sub>0.85</sub>In<sub>0.15</sub>N/Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N DBRs  $\langle 10\bar{1}5 \rangle$  面不对称反射倒易空间图

事实上, 由于晶格常数的失配也导致 GaN 和蓝宝石衬底之间还存在相当大的位错密度, 这些缺陷是非辐射复合中心。文献[65]采用侧向外延生长技术 (ELOG) 有效减小了位错密度, 文中 DBR 反射器中心波长设计在 LED 发光波

长处以便向 GaN 蓝宝石界面发出的光能返回至器件上表面, 该结构相比参考结构提高发光功率达 75%。文中的器件结构生长图和 DBR 光反射谱分别如图 1-2-8、图 1-2-9 所示。

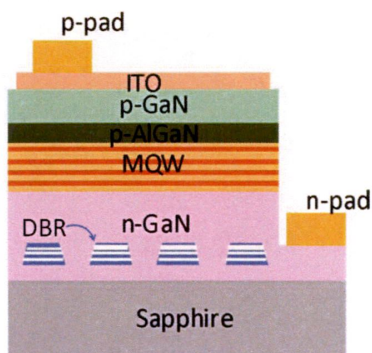


图 1-2-8 DBR 结构嵌入 UVLED 的生长结构图

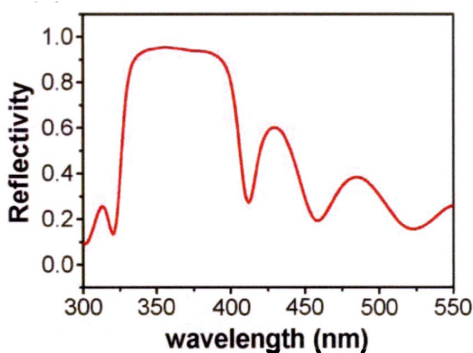


图 1-2-9 嵌入 UVLED 的 DBR 结构光反射谱

有许多文献报道了类似采用 DBR 结构提高 LED 输出功率的研究成果[66][67][68][69], 在此不再一一介绍。

### 1.2.4 III 族氮化物材料的各类参数

各类材料能带宽度、发光波长及发光类型列表如表 1-2-1[23]。

表 1-2-1 各类材料能带宽度、发光波长及发光类型

材料	带隙 (eV)	发射波长 (nm)	自由激子结合能 (meV)	发光类型
GaN	3.4	362	19	直接

AlN	6.2	200	48	直接
hBN	5.97	215	149	直接
cBN	6.25	200	80	间接
Diamond	5.47	235	80	间接

纤锌矿结构 GaN、AlN、Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 材料的禁带宽度、晶格常数比及自发极化强度见表 1-2-2。

表 1-2-2 GaN、AlN、Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 的禁带宽度、晶格常数比和自发极化强度

参数	GaN	AlN	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N
禁带宽度(eV)	3.4	6.2	E <sub>g</sub> (x)
c/a	1.626	1.601	c <sub>(x)</sub> /a <sub>(x)</sub>
P <sub>sp</sub> (c/m <sup>2</sup> )	-0.034	-0.09	p <sub>sp</sub> (x)

Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 材料的禁带宽度关系如下，

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 6.2x + 3.4(1-x) - E_b * x * (1-x) \quad (1.2.14)$$

其中 E<sub>b</sub> 为弯曲系数，在 AlGa<sub>x</sub>N 材料中 E<sub>b</sub> 常取为 1 eV[34]。由上述关系式，可求得任意组份的 AlGa<sub>x</sub>N 三元合金材料的禁带宽度。

导带和价带补偿由以下两式决定，

$$\Delta E_c = 0.7(E_g(x) - E_g(0)) \text{eV} \quad (1.2.15)$$

$$\Delta E_v = 0.3(E_g(x) - E_g(0)) \text{eV} \quad (1.2.16)$$

Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 材料的晶格常数按 Vegard 定律计算[35]（线性近似）：

$$a(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x * a(\text{AlN}) + (1-x) * a(\text{GaN}) \quad (1.2.17)$$

$$c(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x * c(\text{AlN}) + (1-x) * c(\text{GaN}) \quad (1.2.18)$$

Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 材料的自发极化与压电极化计算见公式（1.2.12）和（1.2.13）。

纤锌矿结构 GaN、AlN 材料的其他参数总结见表 1-2-3[15]。

表 1-2-3 GaN、AlN 材料的主要参数

	GaN	AlN
$a_0$ (Å)	3.18926 <sup>a</sup>	3.11197 <sup>b</sup>
$c_0$ (Å)	5.18523 <sup>a</sup>	4.98089 <sup>b</sup>
$E_{g,\Gamma_0}$ (eV) (LT)	3.478 <sup>c</sup>	6.255 <sup>d</sup>
$E_{g,\Gamma_0}$ (eV) (RT)	3.437 <sup>c</sup>	6.235 <sup>d</sup>
$\Delta_{cr}$ (meV)	12.3 <sup>e</sup>	-221 <sup>d</sup>
$\Delta_2$ (meV)	5.2 <sup>e</sup>	4.3 <sup>d</sup>
$\Delta_3$ (meV)	5.9 <sup>e</sup>	4.3 <sup>d</sup>
$a_1$ (eV)	-6.5 <sup>e</sup>	-4.3 <sup>f</sup>
$a_2$ (eV)	-11.2 <sup>e</sup>	-11.5 <sup>f</sup>
$D_3$ (eV)	4.9 <sup>e</sup>	6.8 <sup>f</sup>
$D_4$ (eV)	-5.0 <sup>e</sup>	-3.6 <sup>f</sup>
$C_{11}$ (GPa)	390 <sup>g</sup>	394 <sup>h</sup>
$C_{12}$ (GPa)	145 <sup>g</sup>	134 <sup>h</sup>
$C_{13}$ (GPa)	106 <sup>g</sup>	95 <sup>h</sup>
$C_{33}$ (GPa)	398 <sup>g</sup>	402 <sup>h</sup>
$C_{44}$ (GPa)	105 <sup>g</sup>	121 <sup>h</sup>
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	0.73 <sup>i</sup>	1.55 <sup>j</sup>
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.49 <sup>i</sup>	-0.58 <sup>j</sup>
$e_{15}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.40 <sup>i</sup>	-0.48 <sup>j</sup>
$P_{sp}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.029 <sup>k</sup>	-0.081 <sup>k</sup>

由于极化场作用量子阱中电子基态转移，导致更高的跃迁能量，使 LED 器件发光波长变短。有文献报道，随着 Al 组份增大由于量子阱内量子效应导致发光波长蓝移，由于极化场产生阱内电子空穴波函数重叠减少。Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 量子阱中 Al 组份与发光波长关系如下图 1-2-10 所示，

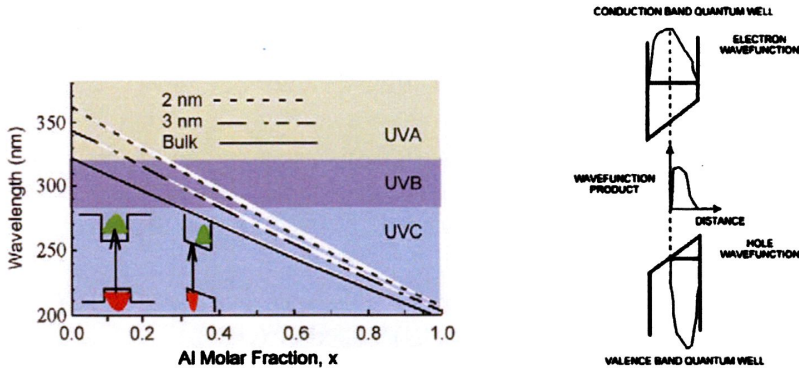


图 1-2-10 (a) 发光波长与 Al 组份关系 (b) 阱内电子空穴波函数重叠减少  
 基于这种量子尺寸效应，有文献制备了 AlN/GaN 超晶格有源层的深紫外 LED，其发光波长与 GaN 厚度关系如下图 1-2-11 所示[27]。

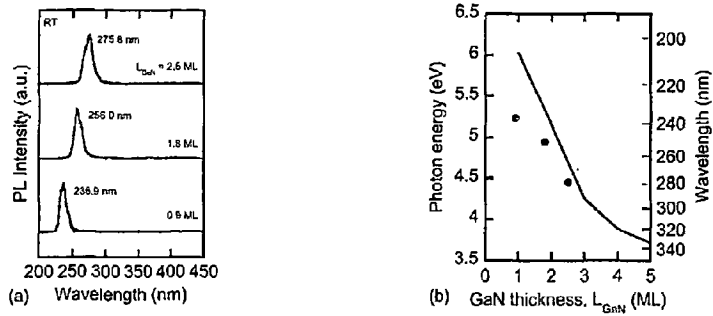


图 1-2-11 (a) 光致谱与阱层 GaN 厚度关系 (b) 发光波长与阱层 GaN 厚度关系

### 1.3 Silvaco 仿真技术介绍

目前, 可商用的半导体工艺模拟与器件模拟工具主要有: Silvaco 公司的 Athena 和 Atlas, Synopsys 公司的 TSuprem 和 Medici 以及 ISE 公司的 Dios 和 Déssis。Silvaco 是市场上能提供最完整解决方案和 IC 的软件。

#### 1.3.1 Silvaco 的主要组件

Silvaco 的交互式工具组件包括 DeckBuild 和 Tonyplot, 其他的 Athena 工具主要用于工艺仿真, Atlas 工具用于器件仿真和 DevEdit 为器件编辑器, 另还包括一些内部模块。

Deckbuild 组件主要是调用界面, 先以 Athena 或 DevEdit 生成器件结构, 再由 Atlas 仿真器件特性, 最后由 Tonyplot 显示输出。

Athena 组件用于半导体制造工艺研究和优化, 是一个模块化的可扩展平台。Athena 能进行所有关键制造步骤的快速精确模拟, 如离子注入、扩散、刻蚀、淀积、光刻及氧化等过程, 并能通过模型的正确选择精确预测器件结构中的几何参数, 掺杂剂量分布和应力。这种通过模拟取代耗费成本的硅片试验, 缩短了开发周期并提高了成品率。

Atlas 器件仿真工具可以对各类半导体器件的光学、电学和热学特性进行仿真, 用于分析二维或三维结构半导体器件直流、交流和时域响应。

TonyPlot 组件是用于设计结构和显示结果的可视化工具, 包含一维、二维和三维结构, 主要显示信息有材料特性、几何结构及器件仿真得到的光学、电学和热学信息等。

仿真中的数值计算是以一系列的物理模型和方程实现的。

### 1.3.2 基本半导体方程

用于器件仿真的半导体方程主要是泊松方程和连续性方程,而电流密度方程和电荷传输模型由玻尔兹曼近似,其中迁移率、载流子浓度、禁带变窄和少子寿命等参数都由专门模型定义。

泊松方程描述了静电势和空间电荷密度的分布:

$$\operatorname{div}(\varepsilon \nabla \psi) = \rho \quad (1.3.1)$$

$\psi$  是静电势,  $\varepsilon$  是介电常数,  $\rho$  为空间电荷密度。

电场由电势梯度求解:

$$\vec{E} = -\nabla \psi \quad (1.3.2)$$

载流子连续性方程由以下两个方程定义:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (1.3.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (1.3.4)$$

描述漂移-扩散模型的传输方程如下:

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \phi_n \quad (1.3.5)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \phi_p \quad (1.3.6)$$

其中,  $\phi_n$  和  $\phi_p$  是准费米能级,  $\mu_n$  和  $\mu_p$  分别是电子和空穴迁移率。

玻尔兹曼近似时,载流子浓度  $n$  和  $p$ , 可由下面的式子表示:

$$n = n_{ie} \exp \left[ \frac{q(\psi - \phi_n)}{kT_L} \right] \quad (1.3.7)$$

$$p = n_{ie} \exp \left[ \frac{q(\psi - \phi_p)}{kT_L} \right] \quad (1.3.8)$$

$n_{ie}$  是有效本征载流子浓度,  $T_L$  是晶格温度。可由上两式得到准费米能级。

$$\phi_n = \psi - \frac{kT_L}{q} \ln \frac{n}{n_{ie}} \quad (1.3.9)$$

$$\phi_p = \psi - \frac{kT_L}{q} \ln \frac{p}{n_{ie}} \quad (1.3.10)$$

由上列算式可得电流密度和电势表达式如下:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n - qn\mu_n \nabla \psi - \mu_n n (kT_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (1.3.11)$$

$$\vec{J}_p = qD_p \nabla p - qp\mu_p \nabla \psi - \mu_p p (kT_L \nabla (\ln n_{ie})) \quad (1.3.12)$$

上两式中最后一项为有效本征载流子浓度的梯度, 这是受禁带变窄的影响。

因此, 式 (1.3.2) 的电场将由下两式的有效电场取代:

$$\vec{E}_n = -\nabla(\psi + \frac{kT_L}{q} \ln n_{ie}) \quad (1.3.13)$$

$$\vec{E}_p = -\nabla(\psi - \frac{kT_L}{q} \ln n_{ie}) \quad (1.3.14)$$

因此, 总的漂移-扩散方程的表达为如下两式:

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E}_n + qD_n \nabla n \quad (1.3.15)$$

$$\vec{J}_p = qn\mu_p \vec{E}_p - qD_p \nabla p \quad (1.3.16)$$

上面的推导中应用了爱因斯坦关系:

$$D_n = \frac{kT_L}{q} \mu_n \quad (1.3.17)$$

$$D_p = \frac{kT_L}{q} \mu_p \quad (1.3.18)$$

如果采用费米-狄拉克统计, 则上式可表示为:

$$D_n = \frac{(\frac{kT_L}{q} \mu_n) F_{1/2} \left\{ \frac{1}{kT_L} [\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_C] \right\}}{F_{-1/2} \left\{ \frac{1}{kT_L} [\varepsilon_{Fn} - \varepsilon_C] \right\}} \quad (1.3.19)$$

### 1.3.3 能量平衡传输模型

如果玻尔兹曼传输方程中的载流子能量(或温度)与电流密度发生耦合, 则漂移-扩散模型需要改进, 以考虑相互耦合的影响。

电流密度和能流密度的表达式为:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla_n - q\mu_n n \nabla \psi + qnD_n^T \nabla T_n \quad (1.3.20)$$

$$\vec{S}_n = -K_n \nabla T_n - \left(\frac{k\delta_n}{q}\right) \vec{J}_n T_n \quad (1.3.21)$$

$$\vec{J}_p = qD_p \nabla_p - q\mu_p p \nabla \psi + qpD_p^T \nabla T_p \quad (1.3.22)$$

$$\vec{S}_p = -K_p \nabla T_p - \left(\frac{k\delta_p}{q}\right) \vec{J}_p T_p \quad (1.3.23)$$

$T_n$  和  $T_p$  为电子和空穴温度,  $S_n$  和  $S_p$  是载流子传递给晶格的能流 (热)。

时域仿真时, 位移电流的计算结果可保存在结构文件中, 也可以在实时输出窗口中可视化显示。

$$\vec{J}_{dis} = \epsilon \left( \frac{\partial E}{\partial t} \right) \quad (1.3.24)$$

### 1.3.4 基本载流子统计理论

Fermi-Dirac 统计的状态密度  $f(\epsilon)$  表达如下式, 其中  $\epsilon$  是能量。

$$f(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon - E_F}{kT_L}\right)} \quad (1.3.25)$$

Boltzmann 统计的状态密度  $f(\epsilon)$  表达如下式, 其中  $\epsilon$  是能量。

$$f(\epsilon) = \exp\left(\frac{E_F - \epsilon}{kT_L}\right) \quad (1.3.26)$$

费米-狄拉克统计的电子-空穴密度表达式为[85]:

$$n = N_c F_{1/2}\left(\frac{E_F - E_c}{kT_L}\right) \quad (1.3.27)$$

$$p = N_v F_{1/2}\left(\frac{E_v - E_F}{kT_L}\right) \quad (1.3.28)$$

玻尔兹曼近似时的电子空穴表达式为:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT_L}\right) \quad (1.3.29)$$

$$p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{kT_L}\right) \quad (1.3.30)$$

$N_c$  和  $N_v$  是电子和空穴的有效状态密度:

$$N_c(T_L) = 2\left(\frac{2\pi m^* kT_L}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{T_L}{300}\right)^{3/2} N_{c300} \quad (1.3.31)$$

$$N_v(T_L) = 2\left(\frac{2\pi m_h^* kT_L}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{T_L}{300}\right)^{3/2} N_{v300} \quad (1.3.32)$$

本征载流子浓度如下:

$$np = n_{ie}^2 \quad (1.3.33)$$

本征载流子浓度  $n_{ie}$  由 Boltzmann 统计得:

$$n_{ie} = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT_L}\right) \quad (1.3.34)$$

$E_g = E_c - E_v$  为禁带宽度。对于本征半导体材料  $p=n$ , 则  $E_F$  为:

$$E_F = E_i = -q\psi_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT_L}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right) \quad (1.3.35)$$

电子和空穴浓度由本征载流子浓度表达如下,  $\psi$  是内建势,  $\phi$  为费米势。

$$n = n_{ie} \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT_L}\right] \quad (1.3.36)$$

$$p = n_{ie} \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_p)}{kT_L}\right] \quad (1.3.37)$$

其中, 费米势  $\phi = \frac{E_F}{q}$ 。

### 1.3.5 常规的禁带模型

温度相关的带隙能量表达如下:

$$E_g(T_L) = E_g(0) - \frac{E_{g\alpha}(T_L^2)}{T_L + E_{g\beta}} = E_{g300} + E_{g\alpha} \left[ \frac{300^2}{300 + E_{g\beta}} - \frac{T_L^2}{T_L + E_{g\beta}} \right] \quad (1.3.38)$$

一般的三元化合物能带模型表示为:

$$E_g = E_{g2} \times x + E_{g1} \times (1 - x) - E_{g12bow} \times x \times (1 - x) \quad (1.3.39)$$

禁带变窄时的有效本征载流子浓度为:

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (1.3.40)$$

禁带变窄模型方程为:

$$\Delta E_g = BGN.E \left\{ \ln \frac{N}{BGN.N} + \left[ \left( \ln \frac{N}{BGN.N} \right)^2 + BGN.C \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (1.3.41)$$

完全离化、陷阱和缺陷引起的空间电荷为:

$$\text{div}(\epsilon \nabla \psi) = q(n - p - N_D^+ + N_A^-) - Q_f \quad (1.3.42)$$

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + G_{CB} \exp\left(\frac{\epsilon_{fn} - (E_C - E_{DB})}{kT_L}\right)} \quad (1.3.43)$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + G_{VB} \exp\left(\frac{E_V + E_{AB} - \epsilon_{fp}}{kT_L}\right)} \quad (1.3.44)$$

### 1.3.6 物理模型

ATLAS 中设置了很多物理模型, 合理设定物理模型对仿真结果的准确性有决定性影响。

#### 1. 迁移率模型

ATLAS 中迁移率模型有浓度依赖迁移率 (conmob), 浓度和温度依赖迁移率模型 (analytic), 平行电场依赖模型 (fldmob), 载流子-载流子散射模型 (ccsmob), Klaassen 模型 (kla), Tasch 模型 (tasch), Watt 扩展模型 (mod.watt), Shirahata 模型 (shi), Yamaguchi 模型 (yamaguchi), Lombardi 模型 (cvt) 和 Watt 模型 (watt) 等迁移率模型。

低场迁移率模型可表示为:

$$\mu_{n0} = m\mu_n \left(\frac{T_L}{300}\right)^{-T_{mun}} \quad (1.3.45)$$

$$\mu_{p0} = m\mu_p \left( \frac{T_L}{300} \right)^{-\tau_{trap}} \quad (1.3.46)$$

## 2. 载流子生成-复合模型

Atlas 工具中载流子生成-复合模型有很多, 比如 Shockley-Read-Hall (SRH) 复合模型, SRH 浓度依赖的寿命模型 (consrh), Klaassen 浓度依赖的寿命模型 (klasrh), 陷阱增强俄歇复合模型 (trap.auger), Scharfetter 浓度依赖的寿命模型 (schsrh), 俄歇复合模型 (auger), 光生成-辐射复合模型 (optr), 陷阱增强隧穿模型 (trap.tunnel), Klaassen 温度依赖的俄歇复合模型 (klaaug), 带隙变窄俄歇复合模型 (augkp), 温度和浓度系数俄歇复合模型 (hnsaug) 和表面复合等。

平衡状态时, 本征载流子浓度满足如下关系式:

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (1.3.47)$$

Shockley-Read-Hall (SRH) 复合模型表达如下:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_{ie}^2}{T_{aup0} \left[ n + n_{ie} \exp\left(\frac{E_{trap}}{kT_L}\right) \right] + T_{aun0} \left[ p + n_{ie} \exp\left(-\frac{E_{trap}}{kT_L}\right) \right]} \quad (1.3.48)$$

俄歇复合模型[29]:

$$R_{Auger} = Augn(pn^2 - nn_{ie}^2) + Augp(np^2 - pn_{ie}^2) \quad (1.3.49)$$

## 3. 碰撞离化模型

只要电场足够高, 都能使载流子加速到足够高速度, 和原子碰撞时可产生电子-空穴对。碰撞离化模型有 Selberherr 碰撞离化模型 (selb) 和几何情形碰撞离化模型 (gradqfl) [86]。

$$G = \alpha_n \left| \vec{J}_n \right| + \alpha_p \left| \vec{J}_p \right| \quad (1.3.50)$$

$G$  是电子-空穴对的生成速率,  $\alpha_n$  和  $\alpha_p$  是离化系数,  $\vec{J}_n$  和  $\vec{J}_p$  为电流密度。

Atlas 还有许多物理模型, 比如带-带隧穿模型、器件级的可靠性模型、极化模型、栅电流模型、光学指数模型、光电子模型、各向异性介电常数模型及载流子传输模型等。

ATLAS 仿真环境中, 边界物理的内容包括欧姆接触、肖特基接触、电流边

界条件、分布式接触电阻和绝缘接触等, 在此不作一一介绍。

### 1.3.7 Silvaco 仿真用主要参数

仿真中用到的主要参数列表如下[87][88][89],

表 1-3-1 各材料仿真用主要参数

材料	GaN	AlN
$N_C(\text{cm}^{-2})$	$2.02 \times 10^{18}$	$3.6 \times 10^{18}$
$N_V(\text{cm}^{-2})$	$9.08 \times 10^{18}$	$4.68 \times 10^{19}$
$n_i(\text{cm}^{-2})$	$8.04 \times 10^{-11}$	$7 \times 10^{-16}$
$e_{db}(\text{meV})$	15	282
$e_{ab}(\text{meV})$	200	630
$\tau_{aun0}(\text{s})$	$1 \times 10^{-9}$	$1 \times 10^{-9}$
$\tau_{aup0}(\text{s})$	$1 \times 10^{-9}$	$1 \times 10^{-9}$
augn	$1 \times 10^{-34}$	$1 \times 10^{-34}$
augp	$1 \times 10^{-34}$	$1 \times 10^{-34}$
$v_{satn}(\text{cm/s})$	$1.91 \times 10^7$	$2.17 \times 10^7$
$v_{satp}(\text{cm/s})$	$1 \times 10^6$	$1 \times 10^6$
$\mu_{n0}(\text{cm}^2/\text{Vs})$	1500	3200
$\mu_{p0}(\text{cm}^2/\text{Vs})$	400	900
betan	2	2
betap	1	1

## 1.4 深紫外 LED 一般结构与存在问题

在 GaN 上生长 AlGa<sub>N</sub> 时, 由于晶格常数的差异将导致极大的张力, 这将增大 AlGa<sub>N</sub> 薄膜的缺陷密度, 随着波长更短, AlGa<sub>N</sub> 中 Al 组份的增加会产生更高的位错密度, 这一定程度上也增加了 p 型和 n 型掺杂难度。因此, 深紫外 LED 生长时不能再用 GaN 基板。

### 1.4.1 深紫外 LED 的一般结构

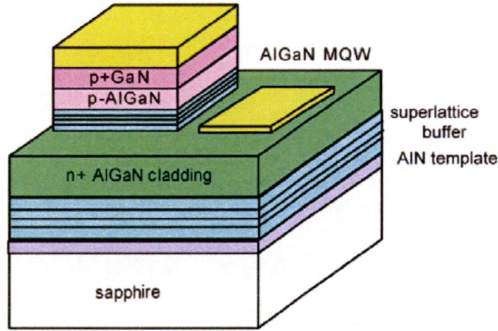


图 1-4-1 深紫外 LED 器件一般生长结构图

典型深紫外 LED 生长结构图如图 1-4-1 所示[27], 器件底部是 (0001) 面 AlN/sapphire 模板, AlN 厚度为数百纳米。先在模板上生长多周期 AlN/GaN 超晶格或者在模板上生长出数百纳米厚度的 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 缓冲层。然后在缓冲层上生长 n 型 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 接触层, 随后在 n 型层上依次生长多量子阱 (MQWs) 有源层、p 型 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层 (EBL) 和数十纳米的 Mg-GaN 的高掺杂 p 型接触层。

### 1.4.2 深紫外 LED 研制中存在的问题

上述深紫外 LED 结构中, 设计遭遇的最大挑战是其材料具有很强自发极化和压电极化特性, 由于 AlGa<sub>x</sub>N 和 GaN 自发极化强度的差别以及由于晶格常数不同产生的张力感应极化, 这两者在 AlGa<sub>x</sub>N 异质界面导致产生很大的极化电荷。极化电荷产生很强的极化感应电场, 导致量子阱和垒层的带弯曲, 如图 1-4-2 所示。这将导致电子空穴波函数的空间分离, 减小辐射复合概率。

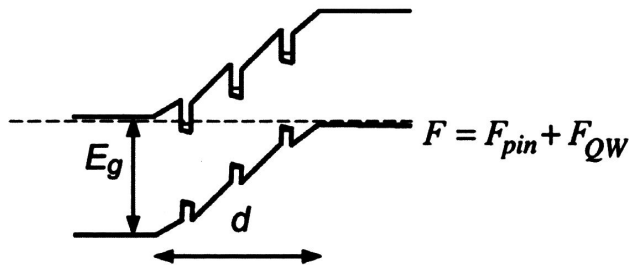


图 1-4-2 极化场导致的量子阱区域带弯曲

图 1-4-1 中, 在多量子阱有源层上方引入高 Al 组份 p 型掺杂电子阻挡层已经成为通用做法, 这一方法有效减小来自于有源层电子泄漏至 p 型掺杂区域, 并提供有效空穴注入至有源区, 提高了器件发光效率。然而, 在 AlGaIn 中, 镁受主 (Mg) 离化能随 Al 组份增加而线性增加[5], 因此, 在这种高 Al 组份的电子阻挡层中实现 p 型 Mg 掺杂并减小电导率将是又一个挑战。

另外, 如果增加电子阻挡层 Al 组份, AlGaIn 与 GaN 异质界面的价带带阶增加, 降低了空穴注入效率; 相反, 如果减小电子阻挡层 Al 组份, 从有源区泄漏电子增加, 导致电子在 p 型掺杂区与空穴复合增加, 产生不必要的寄生发光。因此, 电子阻挡层的作用需要折衷考虑。

提升器件发光特性和光功率的方法很多, 既能有效阻挡有源区电子泄漏的同时又可以提高空穴向有源区注入的效率将是最佳方案。方法之一是在有源区与 p 型接触层之间插入多量子阱结构的电子阻挡层 (EBL), 这种多量子垒层 (MQB) 产生波函数的多反射效应, 减小了有源区电子的泄漏[43]。另一种方法是在有源区上方采用电子阻挡异质结 (EBH), 这种 EBH 由一层薄的高 Al 组份 p 型 AlGaIn 和一层厚的低 Al 组份 p 型 AlGaIn 组成。增加高 Al 组份 p 型 AlGaIn 层厚度, 将提高对有源区电子泄漏的抑制作用, 但是厚度过大则会导致器件 p 型层的串联电阻更大, 降低了空穴注入效率。同时, 对于深紫外 LED 量子阱有源区宽带隙  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  来说, 厚的低 Al 组份 p 型 AlGaIn 层将不再具有电子阻挡作用, 但是仍然起到空穴注入层 (HIL) 的关键作用。

高反射率布拉格反射镜 (DBRs) 是深紫外 LED 中的关键部分之一。最近, 基于 AlGaIn 材料中心波长在紫外区域的 DBR 结构有许多报道, 设计中主要考虑的因素有: 1) AlGaIn 层的 Ga 组份下降导致 DBR 高低折射率层折射率差值减小; 2) AlGaIn 层 Ga 组份增加导致 AlGaIn 层透明度减小 (对中心波长); 3) GaN 和 AlN 之间的晶格失配 (2.4%) 限制了各四分之一堆栈层厚度。这些限制因素意味着 AlGaIn/AlGaIn 结构 DBR 需要许多周期的多层堆栈或者需要提高两个折射率对比层的 Al 组份差, 特别是第二种情况导致严重的晶体碎裂, 但是如减小两层内 Al 组份差又降低了折射率对比, 从而减小带宽。

为克服诸多问题, 有文献报到了近晶格匹配的 AlInN/AlInGaIn 结构被提出作为替代方法[72][73][74]。然而 AlInN 基 DBRs 采用 VCSEL 方式生长温度需要过

多的斜坡处理。

## 1.5 深紫外光源应用

深紫外固体光源在杀菌、水质净化、生物化学与医学、高密度光学存储光源、荧光分析系统及相关信息传感领域都有广泛应用[1-3]。为了克服现有通信方式的不足,以日盲紫外光源为载波的通信系统-----非视距紫外通信系统被提出,具备低窃听率(高保密度)、抗干扰能力强及全天候通信的优点,成为新型的光通信方式,是近几年的研究热点之一。

由于存在氧气和臭氧的强烈吸收,紫外射线在通过大气对流层后,只剩下近紫外波段的紫外线。在近地表面,太阳光谱范围主要集中在波长为 500nm 到 550nm 之间,低于 300nm 波长的紫外光能量极弱,可以忽略不计。非视距紫外光通信采用波长一般选取 280nm~200nm 的中紫外波段,系统工作在这一波段内,背景噪声弱,可以在全黑的背景上形成亮点,并且由于其波长较短,在空气中极易受到微粒散射而改变传播方向,理论上可以实现非直视传播,便于紫外探测器捕获。大气中臭氧层对太阳辐射的吸收谱如图 1-5-1 所示,日光背景噪声在 280nm 波段以下时已经降至极低水平,该波段紫外光适合作为通信的载波。同时,紫外光能量随着传播距离的增加呈指数衰减,传播半径小,在短距离通信中可以做到高度保密。特别是在相对开阔的海平面上,紫外光几乎不会被遮挡,紫外光在海平面上更容易实现直视通信,这有助于在复杂气候条件、复杂海域中为海上舰船编队提供信息支持,提高指挥效率[4][5]。

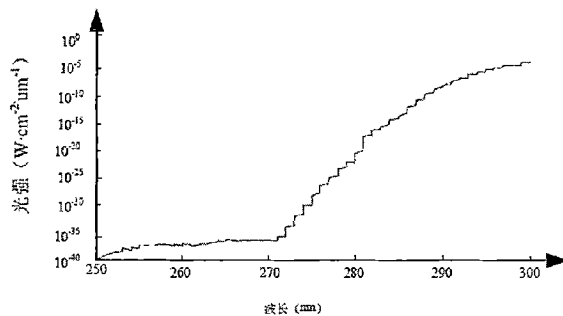


图 1-5-1 大气吸收的紫外日光谱

美国最早开始了紫外光通信可行性研究及通信模型的建立,其海军工程署于 1929 年便发布了关于紫外光通信技术及性能的研究报告,相关领域发展也较国内领先。

1976 年,普林斯顿大学的 E.S. Fishburne 利用汞灯作为紫外光源实现了语音非视距通信,载波调制速率为 40kHz。次年, D.M. Junge 开始研究以激光器作为光源的非视距紫外激光通信技术。

2000 年,美国 GTE 公司开发了一种新型的隐蔽式紫外光通信系统,其通信速率达 4.8kbps,最大误码率为  $10^{-6}$ ,非视距条件下可靠通信距离是 3km,视距下通信距离达到 10km。

2005 年开始,麻省理工大学在紫外光通信方面做了很多研究,开发了一台紫外光通信试验样机。采用美国国防部先进研究计划局于 2002 年研制出的 274nm 紫外 LED 作为光源,将  $10 \times 24$  支紫外 LED 组成阵列,其合成光功率可达到 45mW,实现了非视距通信,但速率只有 200bps。

2009 年,加利福尼亚大学在该领域也做了很多相关研究,主要是紫外光非视距传输模型的建立和分析,包括单次散射模型和多次散射模型的建立和分析;2010 年加州大学的徐正元、陈刚搭建了一套紫外通信实验平台,该实验平台采用波长为 266nm 的紫外激光器作为发射基站,通信距离达到 100m,通信速率为 3kbps,并且他们还讨论了激光器发射仰角和探测器接收仰角对通信系统性能的影响。

相对来说,国内在紫外光通信系统领域的研究起步较晚,参与的单位 and 高校并不多。最早起始于 20 世纪 80 年代,北京理工大学对紫外光通信进行了可行性论证,主要是紫外光信道仿真、接收机光学系统、紫外光电倍增管等方面。2003 年,北京理工大学生产出第一台紫外光通信系统试验样机;2007 年,开发了一款仿真软件,该软件可以对紫外光通信进行信道仿真;2008 年,研发出一套可传送语音的紫外通信系统样机,其误码率低于  $10^{-5}$ 。

2000 年,国防科技大学开始对紫外光通信系统进行研究。于 2004 年制作出紫外光通信系统,其最大传输率为 9600bps;2006 年,采用低压碘灯研制出载波调制速率达 100kHz 的试验样机。

重庆大学的研究主要在硬件电路设计、调制算法和语音压缩以及光源驱动等

方面有所突破。2004 年, 研制出通信距离为 100m 的紫外通信试验样机, 其信息传输速率为 2.4kbps, 光源采用紫外光杀菌灯; 2009 年到 2012 年期间, 该大学主要研究了基于紫外 LED 灯的通信系统, 通信速率可达 9.6kbps, 但通信距离只有 5m; 2013 年开始研究基于紫外激光器的非视距通信系统。

总的来看, 国外在非视距紫外光通信领域的理论研究起步早, 技术发展较快, 并取得了丰富的成果。美国军方基本完成了紫外光通信系统的军事运用, 正着手将紫外通信设备推向商用化。国内对于紫外光通信的研究目前处于对发射接收传感器的研制、微弱光信号检测, 小信号处理的阶段, 尚未实现紫外高速通信的工程应用, 并且主要基于低压汞灯做光源的研究, 限制了通信速率等优点。

最近也有许多文献都报到了非视距紫外通信验证系统[76][77][78], 图 1-5-2 是文献[77]中给出的非视距紫外通信系统测试验证平台, 发射单元主要有: 深紫外 LED 光源、驱动电源、信号等调制器等, 接收单元主要有: 光电倍增管(PMT)、光学滤波片、小信号预放大器、解调器等。其通信速率为 2.4kbps 时实现可靠通信距离为 11m, 通信速率为 200bps 时实现可靠通信距离为 100m。

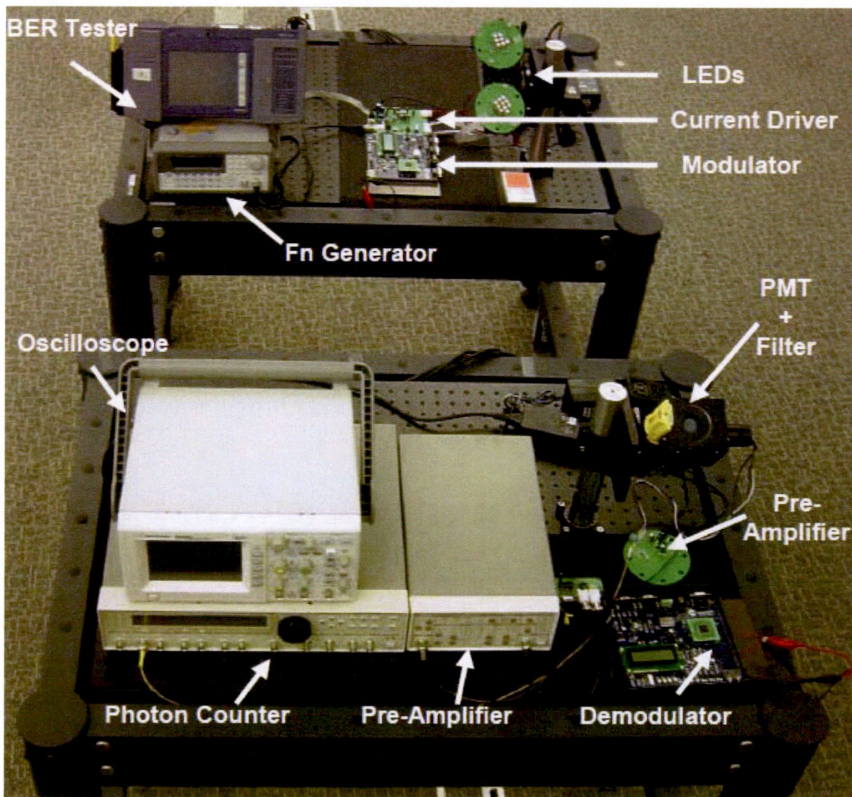


图 1-5-2 非视距紫外通信系统 (NLOS) 测试架

图 1-5-3 是三种典型收发配置情况, (a) 收发角度均为 90 度, (b) 发射角度小于 90 度、接收角度为 90 度, (c) 收发角度均小于 90 度。其中 (a) 类情况带宽最小, 公共区域面积最大, (c) 类情况带宽最大, 公共区域面积最小。

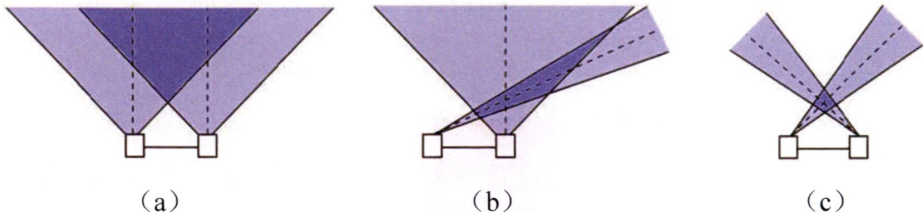


图 1-5-3 非视距紫外通信系统三种收发配置

## 1.6 论文的主要研究内容

根据目前 DUV LED 的研究状况与主要问题, 本论文首先利用 silvaco 仿真软件对器件结构中的几方面难点分别进行了优化仿真与分析, 重点研究分析了电子阻挡层厚度、p 型接触层及有源层结构等对日盲深紫外 LED 器件光学和电学特性的影响, 其次对一种可用于提高深紫外 LED 光抽取效率和发光功率的布拉格反射镜作了详细讨论, 提出一种三层 Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N/AlInN/AlInGa<sub>0.2</sub>N 结构深紫外波长范围高反射率 DBRs, 并通过实验和仿真实验验证了器件的优良光学特性。论文的最后, 基于深紫外 LED 光源和探测器搭建了一个深紫外通信平台, 实现了非视距紫外通信。具体章节安排如下:

**第一章: 绪论。**首先介绍了 UV LED 的发展现状及其主要制备材料的基本特性, 接着阐述器件的一般结构与存在问题, 最后介绍了 silvaco 软件仿真模型和参数。

**第二章: Mg-Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层结构对 DUV LED 发光性能影响。**从 Mg-Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 阻挡层厚度和 Al 组份两方面讨论了 EBL 对深紫外 LED 发光性能的影响。另外还对超晶格 p 型层结构的 DUV LED 进行了对比仿真分析。

**第三章: 极化掺杂结构深紫外 LED 研究。**本章对极化掺杂结构的 DUV LED 器件进行了详细讨论, 并提出了一种故意提高多量子阱最后垒层 Al 组份的结

构, 通过这种改进获得了更高的电子空穴辐射复合率和更大的电致发光强度。本章的最后对 N 面极化掺杂结构 DUV LED 器件作了初步探讨, 相比 Ga 面极化掺杂结构, N 面极化掺杂结构器件获得了更高的发光强度。

**第四章: 用于深紫外 LED 的高反射率 DBR 研究。**本章分析了最近 DBRs 结构用于深紫外 LED 的研制进展, 并提出一种三层 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 周期结构 DBRs, 实现了中心波长处 274nm 处高反射率(达 87%), 这种结构 DBR 在深紫外波长范围的光学器件研究中将具备极高应用参考价值。

**第五章: 非视距深紫外通信平台研制。**基于深紫外 LED 光源和探测器搭建了一个非视距紫外通信平台, 实现了利用紫外光学器件的非视距无线通信应用。

**第六章: 结论。**总结了本论文的主要工作和主要结论。

## 参考文献

- [1] A. Khan, K. Balakrishnan and T. Katona, *Nature Photonics*, **2**, 77 (2008).
- [2] F. Mehnke, C. Kuhn, M. Guttmann, C. Reich, T. Kolbe, V. Kueller, A. Knauer, M. Lapeyrade, S. Einfeldt, and J. Rass, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 051113 (2014).
- [3] Y. Taniyasu, M. Kasu, K. Kumakura, T. Makimoto, and N. Kobayashi, *Phys. Status Solidi A.*, **200**, 40 (2003).
- [4] T. M. A. Tahtamouni, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *AIP Advances*, **4**, 047122 (2014).
- [5] J. Simon, V. Protasenko, C. X. Lian, H. L. Xing, and D. Jena, *Science*, **327**, 60 (2010).
- [6] J. Verma, J. Simon, V. Protasenko, T. Kosel, H. L. Xing, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 171104 (2011).
- [7] M. C. Tsai, S. H. Yen, Y. C. Lu, and Y. K. Kuo, *IEEE Photonics Technology Letters*, **23**, 76 (2011).
- [8] M. C. Tsai, S. H. Yen, and Y. K. Kuo, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 111114 (2011).
- [9] Y. A. Chang, Y. T. Kuo, J. Y. Chang, and Y. K. Kuo, *Optics Letters*, **37**, 2205 (2012).
- [10] S. C. Ling, T. C. Lu, S. P. Chang, J. R. Chen, H. C. Kuo, and S. C. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 231101 (2010).
- [11] C. H. Wang, S. P. Chang, P. H. Ku, J. C. Li, Y. P. Lan, C. C. Lin, H. C. Yang, H. C. Kuo, T. C. Lu, S. and C. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 171106 (2011).
- [12] S. H. Park, J. Park, and E. Yoon, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 023508 (2007).
- [13] H. P. Zhao, G. Y. Liu, J. Zhang, J. D. Poplawsky, V. Dierolf, and N. Tansu, *Optics Express*, **19**, A991 (2011).
- [14] J. Y. Zhang, L. E. Cai, B. P. Zhang, X. L. Hu, F. Jiang, J. Z. Yu, and Q. M. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 161110 (2009).
- [15] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001)
- [16] J. Q. Wu, *J. Appl. Phys.*, **106**, 011101 (2009).
- [17] D. Y. Fu, R. Zhang, B. G. Wang, B. Liu, Z. L. Xie, X. Q. Xiu, H. Lu, and Y. D. G.

- Edwards, *J. Appl. Phys.*, **108**, 103107 (2010).
- [18] J. Piprek, and S. Nakamura, *IEE Proc. Optoelectronics*, **149**, 4 (2002).
- [19] P. Norton, *Opto-Electron. Rev.*, **10**, 159 (2002)
- [20] M. Khan, R. Skogman, J. M. Vanhove, S. Krishnankutty, and R. M. Kolbas, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1257 (1990).
- [21] T. Nishida, H. Saito, K. Kumakura, *Proc. International Workshop on Nitride Semiconductors*, **1**, 725 (2000).
- [22] A. Kinoshita, H. Hirayama, M. Ainoya, Y. Aoyagi, and A. Hirata, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 175 (2000).
- [23] E. N. Christoph, *nature photonics*, **3**, 564 (2009).
- [24] Y. K. Zhao, Y. F. Li, Y. P. Huang, H. Wang, X. L. Su, W. Ding, and F. Yun, *Chin. Physics B*, **24**, 056806 (2015).
- [25] J. Piprek, *Phys. Status Solidi A.*, **207**, 2217 (2010).
- [26] K. T. Delaney, P. Rinke, and C. G. Van de Walle, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 191109 (2009).
- [27] M. S. Shur, and R. Gaska, *IEEE Trans. Electron Devices*, **57**, 1 (2010).
- [28] Y. Taniyasu, and M. Kasu, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 251112 (2011).
- [29] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, and L. F. Eastman, *J. Appl. Phys.*, **85**, 6 (1999)..
- [30] K. Balakrishnan, V. Adivarahan, Q. Fareed, M. Lachab, B. Zhang, and A. Khan, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49**, 040206 (2010).
- [31] H. Hirayama, Y. Tsukada, T. Maeda, and N. Kamata, *Appl. Phys. Express*, **3**, 031002 (2010).
- [32] H. Hirayama, N. Maeda, Sachie Fujikawa, Shiro Toyoda, and N. Kamata, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **53**, 100209 (2014).
- [33] C. Pernot, M. Kim, S. Fukahori, T. Inazu, T. Fujita, Y. Nagasawa, A. Hirano, M. Ippommatsu, M. Iwaya, S. Kamiyama, A. Isamu, and A. Hiroshi, *Appl. Phys. Express*, **3**, 061004 (2010).
- [34] Y. Koide, H. Itoh, M.R.H. Khan, K. Hiramatu, N. Sawaki, and I. Akasaki, *J. Appl. Phys.*, **61**, 4540 (1987).

- [35] M. C. Tsai, S. H. Yen, and Y. K. Kuo, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 111114 (2011).
- [36] M. C. Tsai, S. H. Yen, Y. C. Lu, and Y. K. Kuo, *IEEE Photonics Technology Letters*, **23**, 2 (2011).
- [37] M. C. Tsai, B. J. Leung, T. C. Hsu, and Y. K. Kuo, *J. Lightwave Technology*, **31**, 22 (2013).
- [38] H. P. Yu, B. S. Li, P. Z. S. H. Wu, X. B. Wei, Z. M. Wu, and Z. C. Chin. *Phys. Lett.*, **31**, 10 (2014).
- [39] T. Yasuda, K. Yagi, T. Suzuki, T. Nakashima, M. Watanabe, T. Takeuchi, M. Iwaya, S. Kamiyama, and I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52**, 08JJ05 (2013).
- [40] T. Yoshitaka, M. Kasu, and T. Makimoto, *Nature*, **441**, 325-328 (2006).
- [41] J. C. Zhang, Y. H. Zhu, T. Egawa, S. Sumiya, M. Miyoshi, and M. Tanaka, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 131117 (2008).
- [42] S. Sumiya, K. H. Zhu, J. C. Zhang, K. Kosaka, M. Miyoshi, T. Shibata, M. Tanaka, and T. Egawa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **47**, 1 (2008).
- [43] K. Kishino, A. Kikuchi, Y. Kaneko, and I. Nomura, *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1822 (1991).
- [44] J. Verma, J. Simon, V. Protasenko, T. Kosel, H. L. Xing, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 171104 (2011).
- [45] Y. K. Kuo, Y. H. Shih, M. C. Tsai, and J. Y. Chang, *IEEE Photonics Technology Letters*, **23**, 21 (2011).
- [46] U. Schwarz, *Nature photonics*, **2**, 521-522 (2011).
- [47] L. Zhang, K. Ding, N. X. Liu, T. B. Wei, X. L. Ji, P. Ma, J. C. Yan, J. X. Wang, Y. P. Zeng, and J. M. Li, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 101110 (2011).
- [48] J. Zhang, H. P. Zhao, and T. Nelson, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 171111 (2011).
- [49] A. T. M. Golam Sarwar, S. D. Carnevale, T. F. Kent, F. Yang, D. W. McComb, and Roberto. C. Myers, *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 032102 (2015).
- [50] T. H. Wang, and Y. K. Kuo, *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 171112 (2013).
- [51] M. C. Tsai, B. J. Leung, T. C. Hsu, and Y. K. Kuo, *J. Lightwave Technology*, **32**, 9 (2014).
- [52] H. P. Zhao, G. Y. Liu, and T. Nelson, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 131114 (2010).

- [53] P. Zhang, B. S. Li, H. P. Yu, Z. M. Wu, Z. Chen, and Y. D. Jiang, *Chin. Phys. Lett.*, **31**, 11 (2014).
- [54] Y. H. Lu, Y. K. Fu, S. J. Huang, Y. K. Su, K. L. Wang, M. H. Pilkuhn, and M. T. Chu, *J. Appl. Phys.*, **115**, 113102 (2014).
- [55] Y. H. Zhu, S. Sumiya, J. C. Zhang, M. Miyoshi, T. Shibata, K. Kosaka, M. Tanaka, and T. Egawa, *Electron. Lett.*, **44**, 7 (2008).
- [56] T. Takano, S. Fujikawa, Y. Kondo, and H. Hirayama, *Phys. Stat. Sol.*, **5**, 6 (2008).
- [57] K. X. Dong, D. J. Chen, B. Liu, H. Lu, P. Chen, R. Zhang, and Y. D. Zheng, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 073507 (2012).
- [58] J. -R. Chen, Y. -C. Wu, S. -C. Ling, T. -S. Ko, T. -C. Lu, H. -C. Kuo, Y. -K. Kuo, and S. -C. Wang, *Appl. Physics B*, **98**, 779-789 (2010).
- [59] C. K. Wang, Y. Z. Chiou, C. C. Hsiang, D. H. Lee, W. Y. Yan, W. S. Chen, C. M. Cheng, K. H. Chen, J. J. Tang, and J. Lee, *Phys. Status Solidi A*, **211**, 8 (2014).
- [60] C. S. Xia, Z. M. Simon Li, W. Lu, Z. H. Zhang, Y. Sheng, and L. W. Cheng, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 233501 (2011).
- [61] J. H. Park, D. Y. Kim, S. Y. Hwang, D. Meyaard, E. F. Schubert, Y. D. Han, J. W. Choi, J. Cho, and J. K. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 061104 (2013).
- [62] J. Chen, G. H. Fan, W. Pang, S. W. Zheng, and Y. Y. Zhang, *IEEE Photonics Technology Letters*, **24**, 24 (2012).
- [63] Y. Y. Zhang, and Y. A. Yin, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 221103 (2011).
- [64] E. Feltin, J. -F. Carlin, J. Dorsaz, G. Christmann, R. Butte, M. Laugt, M. Ilegems and N. Grandjean, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 051108 (2006).
- [65] B. S. Cheng, C. H. Chiu, M. H. Lo, Y. L. Wu, H. C. Kuo, T. C. Lu, Y. J. Cheng, S. C. Wang, and K. J. Huang, *IEEE Photonics Technology Letters*, **23**, 10 (2011).
- [66] W. Y. Lin, D. S. Wu, Shih. C. Huang, and R. H. Horng, *IEEE Trans. Electron Devices*, **58**, 1 (2011).
- [67] D. X. Wang, L. T. Ferguson, and J. A. Buck, *Applied Optics*, **46**, 21 (2007).
- [68] M. Abid, T. Moudakir, G. Orsal, S. Gautier, A. E. Naciri, Z. Djebbour, J. -H. Ryou, G. Patriarche, L. Largeau, H. J. Kim, Z. Lochner, K. Pantzas, D. Alamarguy, F. Jomard, R. D. Dupuis, J. -P. Salvestrini, P. L. Voss, and A. Ougazzaden, *Appl. Phys.*

Lett., **100**, 051101 (2012).

[69] H. Y. Lin, K. J. Chen, S. W. Wang, C. C. Lin, K. Y. Wang, J. R. Li, P. T. Lee, M. H. Shih, X. L. Li, H. M. Chen, and H. C. Kuo, *Optics Express*, **23**, 3 (2015).

[70] O. Mitrofanov, S. Schmult, M. J. Manfra, T. Siegrist, N. G. Weimann, A. M. Sergent, and R. J. Molnar, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 171101 (2006).

[71] T. Wang, R. J. Lynch, P. J. Parbrook, R. Butte, A. Alyamani, D. Sanvitto, D. M. Whittaker, and M. S. Skolnick, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 43 (2003).

[72] L. L. Zhang, K. X. Dong, D. J. Chen, Y. L. Liu, J. J. Xue, H. Lu, R. Zhang, and Y. D. Zheng, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 242112 (2013).

[73] B. Neuschl, J. Helbing, M. Knab, H. Lauer, M. Madel, K. Thonke, T. Meisch, K. Forghani, F. Scholz, and M. Feneberg, *J. Appl. Phys.*, **116**, 113506 (2014).

[74] C. Buchheim, R. Goldhahn, M. Rakel, C. Cobet, N. Esser, U. Rossow, D. Fuhrmann, and A. Hangleiter, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **242**, 13 (2005).

[75] E. Sakalauskas, B. Reuters, L. Rahimzadeh Khoshroo, H. Kalisch, M. Heuken, A. Vescan, M. Röppischer, C. Cobet, G. Gobsch, and R. Goldhahn, *J. Appl. Phys.*, **110**, 013102 (2011).

[76] J. Dorsaz, J.-F. Carlin, S. Gradecak, and M. Illegems, *J. Appl. Phys.*, **97**, 084505 (2005).

[77] Z. L. Xie, B. Liu, C. Nie, R. L. Jiang, X. L. Ji, H. Zhao, P. Han, X. Q. Xiu, R. Zhang, Y. D. Zheng, and H. M. Gong, *Phys. Status Solidi C*, **7**, 7-8 (2010).

[78] A. Minj, D. Cavalcoli, and A. Cavallini, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 132114 (2010).

[79] G. Kyritsis and N. Zakhleniuk, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **19**, 5 (2013).

[80] G. Cosendey, J. -F. Carlin, Nils A. K. Kaufmann, R. Butté, and N. Grandjean, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 181111 (2011).

[81] S. W. Chen, T. C. Lu, and T. T. Kao, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 3 (2009).

[82] Z. Y. Xu, G. Chen, F. Abou-Galala, and M. Leonardi, *Proc. of SPIE (Free-Space Laser Communications VII)*, **6709**, 67090Y (2007).

[83] R. J. Drost and B. M. Sadler, *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 084006 (2014).

- [84] G. Chen, L. C. Liao, Z. N. Li, R. J. Drost, and B. M. Sadler, International Symp. Comm. Systems, Networks & Digital Sign (CSNDSP), **9th**, 904-909 (2014).
- [85] W. B. Joyce, and R. W. Dixon, Appl. Phys Lett. , 31, 354 (1977).
- [86] R. N. Hall, Phys. Rev., 87, 387 (1952).
- [87] J. Dziewior, and W. Schmid, Appl. Phys. Lett., 31, 346 (1997).
- [88] D. M. Caughey, and R. E. Thomas, Proc. IEEE., 55, 2192 (1967).
- [89] P. Kozodoy, H. L. Xing, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, A. Saxler, R. Perrin, S Elhamri, and W. C. Mitchel , J. Appl. Phys., 87, 1832 (2000).

## 第二章 电子阻挡层结构对 DUV LED 性能影响

### 2.1 引言

深紫外固体光源在杀菌、水质净化、生物化学与医学、高密度光学存储光源、白光照明、荧光分析系统与相关信息传感领域、空气净化设备以及零排放汽车等领域都有广泛应用[1-3]。许多研究者已经作了各种有意义的工作,早在 1999 年,几个研究团队就对 330nm~350nm 的紫外光源进行了研究与分析,更短波长(240nm~280nm) AlGa<sub>N</sub> 基、AlN 基和 InAlGa<sub>N</sub> 基深紫外 LED 也陆续有报道,其有源区均采用 AlGa<sub>N</sub> 多量子阱结构获得了较大发光功率和外量子效率[5-9]。2006 年, nature 杂志报道了 PIN 结构 AlN LED, 其有源区采用 AlN 同质结, p 型和 n 型层均采用 AlN/AlGa<sub>N</sub> 超晶格结构,空穴通过隧穿 p 型电极注入有源区与电子发生辐射复合,获得发光波长为 210nm。但是器件串联电阻达  $10^5 \Omega$  (正向电压为 6~10v),在正向电压为 40v 时,串联电阻才降至  $500 \Omega$ ,器件正向电压较高,外量子发光效率仅为  $10^{-6}\%$ [11]。

本章基于 AlGa<sub>N</sub> 材料设计了一种有源区为 6 周期 MQWs 的 PIN 结构 LED,通过 silvaco 仿真软件验证器件参数,得到发光波长为 270nm,器件正向电压为 5.5V 左右。通过仿真优化 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层(EBL)厚度与 Al 组份,比较各器件正向电压、发光功率等性能获得优化的 EBL 厚度和 Al 组份,并对结果作详细分析。最后对超晶格 p 型层结构的 DUV LED 进行了对比仿真分析。

### 2.2 p 型 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层对器件性能的影响

氮化物半导体中,由于电子和空穴有效质量的差异,电子倾向于逃离有源区,而空穴很难注入有源区。为阻止电子的泄漏,在有源区与 p 型 Ga<sub>N</sub> 层之间插入一层掺 Mg 的 AlGa<sub>N</sub> 高 Al 组份电子阻挡层是必不可少的。高 Al 组份的 AlGa<sub>N</sub> EBL 通过阻挡电子溢出到 p 型区,增加了有源区内自由电子浓度。

另外,由于空穴的迁移率比电子迁移率低得多,因此在 p 型 AlGa<sub>N</sub> 接触层

与多量子阱有源层之间使用电子阻挡层 (EBL) 的效果较之在 n 型 AlGa<sub>N</sub> 接触层与多量子阱有源层之间使用空穴阻挡层 (HBL) 好很多。

### 2.2.1 Mg-doped AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层结构 DUV LED

DUV LED 器件仿真结构如图 2-1-1, 采用蓝宝石衬底上的 AlN 模板, 在模板上依次生长一层 500nm 厚不掺杂 Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>N 和一层 1 μm 厚掺 Si 的 n 型 Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>N, 然后是生长多量子阱有源层 (组份为 Al<sub>0.6</sub>Ga<sub>0.4</sub>N/Al<sub>0.48</sub>Ga<sub>0.52</sub>N、厚度为 7nm/3nm), 接着在有源层上方依次生长 T nm 厚掺 Mg 的 p 型 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层、(T-25) nm 厚的低 Al 组份 p 型 Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.7</sub>N 空穴注入层 (HIL) 以及 80nm 厚度的 p 型 GaN 接触层。P 型掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ , n 型掺杂浓度为  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。

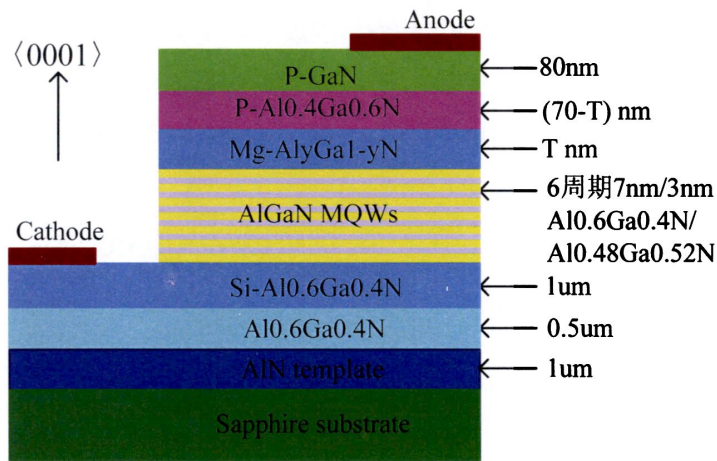


图 2-1-1 Mg-doped AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层结构 UV LED 结构

### 2.2.2 p 型 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层结构

在多量子阱有源层上方引入 p 型 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层提高注入效率已经由许多研究者证实, 相关文献中, 深紫外 LED 中 p 型 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 层 Al 组份一般超过 75%。如此高 Al 组份的 AlGa<sub>N</sub> 中, Mg 受主离化能将达数百 meV, 实现这种高 Al 组份 p 型 AlGa<sub>N</sub> 导电性并不容易。因此, p 型电子阻挡层的作用需要折衷考虑。

提高载流子注入的一种方法是在有源区上方采用电子阻挡异质结 (Electron Blocking Heterostructure)。这种异质结由一层高 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层和一层低 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层组成。高 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层作为电子阻挡层 (EBL), 低 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层作为空穴注入层 (HIL)。

### 2.2.3 有源区 Al 组份的选择

器件发光波长设计目标为 270nm, 因此设定多量子阱层 Al 组份由式(1.2.14)计算:

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 6.2x + 3.4(1-x) - E_b * x * (1-x)$$

式中  $E_g$  满足以下关系式计算 (黄金规则):

$$\lambda = \frac{1240}{E_g(\text{eV})} \text{ nm} \quad (2.1.1)$$

由式(1.2.14)得到, 本文中  $x$  取 0.48 时, 量子阱内最小禁带宽度  $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})$  为 4.5eV, 量子阱对应发光长波限为 275.9nm。

### 2.2.4 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层厚度的影响

#### 2.2.4.1 EBL 厚度对整流特性的影响

有源区电子有可能通过隧穿泄漏至 p 型区, 如增加阻挡层厚度, 阻挡效果会更明显, 增加了器件发光效率。但是阻挡层厚度的增加, 势必增加 p 型区接触电阻, 恶化器件整流特性。基于图 2-1-1 结构, 采用 Silvaco 软件对器件进行了仿真, 讨论了 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层厚度对器件性能的影响。仿真中,  $y$  取 0.65, 仅对 Mg-Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 厚度作调整, I-V 曲线如图 2-1-2 所示。

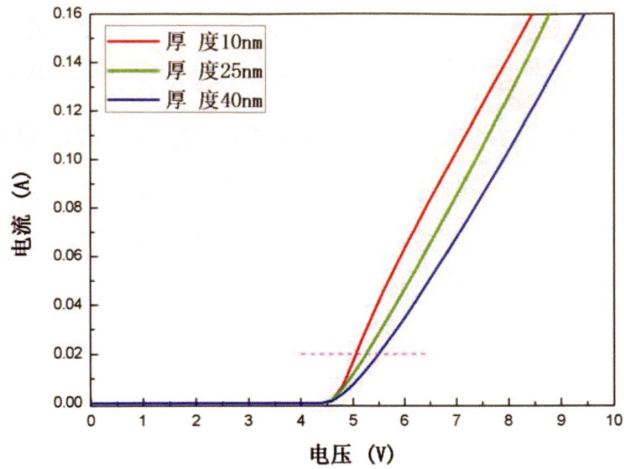


图 2-1-2 EBL 厚度对 DUV LED 整流特性的影响

当 p 型电子阻挡层 Mg-Al<sub>0.65</sub>Ga<sub>0.35</sub>N 厚度分别为 10nm、25nm 和 40nm 时，深紫外 LED 的正向电压分别为 5V、5.2V 和 5.4V 左右。

**2.2.4.2 EBL 厚度对有源区电子泄漏的影响**

对三种电子阻挡层厚度的 LED 施加正向电压，当电流均达到为 150mA 时，有源区电子泄漏至 p 型 GaN 接触层 (0um~0.08um 范围) 的分布如图 2-1-3 所示。随着 EBL 厚度的增加，电子隧穿能力减弱，泄漏至 p 型区的电子浓度急剧减小，充分证明了增加阻挡层厚度有效增强了电子阻挡作用。

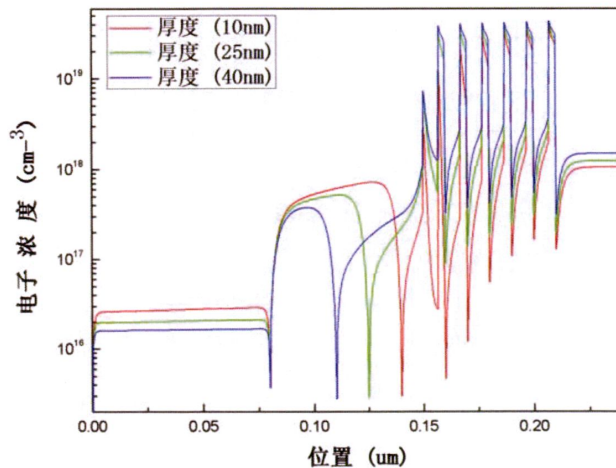
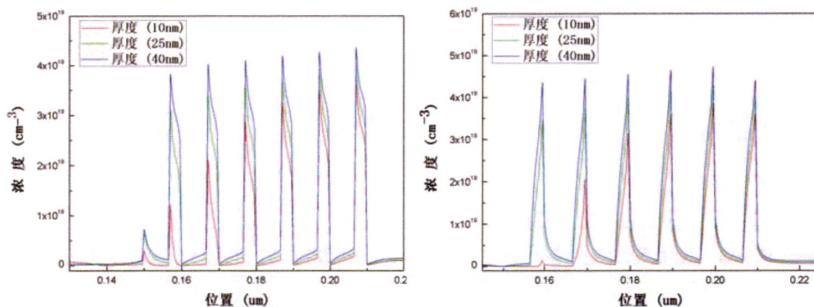


图 2-1-3 EBL 厚度对 DUV LED 有源区电子泄漏的影响

**2.2.4.3 EBL 厚度对 MQWs 内电子空穴浓度的影响**

对三种电子阻挡层厚度的 LED 施加正向电压，当电流均达到为 150mA 时，

有源区电子浓度的分布如图 2-1-4 所示。随着 EBL 厚度的增加, 电子阻挡能力增强, 有源区电子浓度增加。同时, 由于电子泄漏至 p 型区的减少, 更多的有效空穴可以注入有源区参与辐射复合, 有源区内空穴浓度也增加, 提高了器件发光功率。



(a)有源区电子浓度分布

(b)有源区空穴浓度分布

图 2-1-4 EBL 厚度对 DUV LED 有源区电子空穴浓度的影响

## 2.2.5 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层 Al 组份的影响

### 2.2.5.1 EBL 的 Al 组份对整流特性的影响

表面上看, Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层 Al 组份越大, 阻挡效果越明显, 器件发光效率越高, 整流特性会更好。但是 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 层过高的 Al 组份将会在 p 型高 Al 组份层与低 Al 组份层界面导致很大的价带带阶, 阻挡有源区电子向 p 型层泄漏的同时, 也阻挡了空穴向有源区的注入。图 2-1-5 为电子阻挡层的 Al 组份值对上述结构的深紫外 LED 器件整流特性的影响。

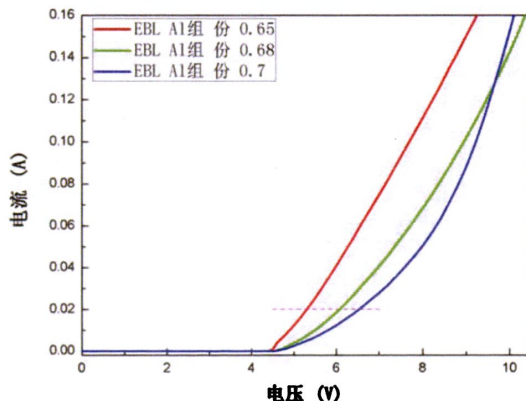


图 2-1-5 EBL Al 组份对 DUV LED 整流特性的影响

当 p 型电子阻挡层 Mg-Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 为 25nm 厚度、Al 组份分别为 0.65、0.68 和 0.7 时，深紫外 LED 的正向电压分别为 5.2V、6V 和 6.5V 左右。

### 2.2.5.2 EBL 的 Al 组份对有源区电子泄漏的影响

对三种 Al 组份电子阻挡层的 LED 施加正向电压，当电流为 150mA 时（9V、10.15V、9.9V），电子浓度分布如图 2-1-6 所示。有源区电子泄漏至 p 型 GaN 接触层（0um~0.08um 范围）的电子，随着 EBL Al 组份的增加而减小。这是由于 p 型高 Al 组份层与多量子阱最后垒层界面的导带带阶加大，电子阻挡作用增强，泄漏至 p 型区的电子浓度急剧减小，充分证明了增加阻挡层 Al 组份有效增强了电子阻挡作用。

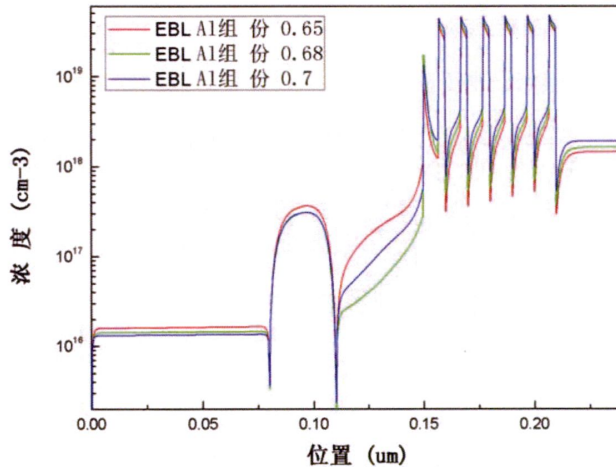
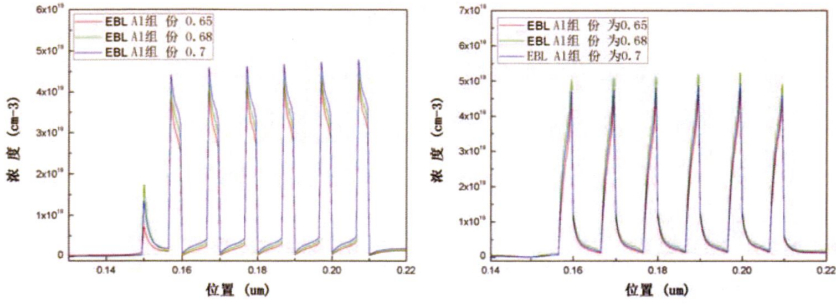


图 2-1-6 EBL Al 组份对 DUV LED 有源区电子泄漏的影响

### 2.2.5.3 EBL 的 Al 组份对有源区电子空穴浓度的影响

对三种电子阻挡层 Al 组份的 LED 施加正向电压，当电流均达到为 150mA 时，有源区电子浓度的分布如图 2-1-7 所示。随着 EBL Al 组份的增加，电子阻挡能力增强，有源区电子浓度增加。同时，由于电子阻挡作用增强，电子泄漏至 p 型区的减少，更多的有效空穴可以注入有源区参与辐射复合，有源区内空穴浓度也增加，提高了器件发光功率。



(a)有源区电子浓度分布

(b)有源区空穴浓度分布

图 2-1-7 EBL Al 组份对 DUV LED 有源区电子空穴浓度的影响

### 2.3 p 型超晶格电子阻挡层

人们很早就开始了研究使用超晶格缓冲层减少张应变,有文献计算了超晶格缓冲层极大地减少了张应变。如图 2-3-1 所示,超晶格临界厚度随 Al 组份的增大而迅速减小。这一研究成果极大激发了研究者们对高 Al 组份的 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN 超晶格的研究兴趣。

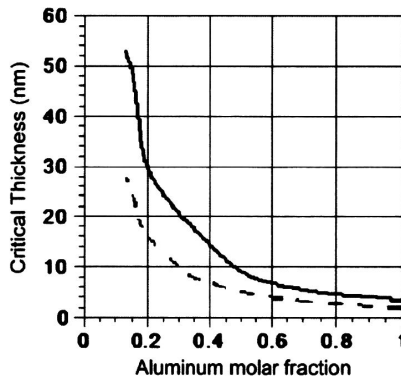


图 2-3-1 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN 超晶格结构临界厚度与 Al 组份的关系 (实线)

另外,为取代 p 型 GaN 接触层,很多研究者努力提高 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 材料的 p 型掺杂效果,同时也为接触层寻找紫外光透明的替代材料。掺 Mg 的 AlGa<sub>x</sub>N/GaN 长或短周期超晶格已经有可能替代传统 p 型 AlGa<sub>x</sub>N 层,由于 minibands 的形成,使用超晶格 (SLs) 改善了 p 型电导率。

#### 2.3.1 p 型超晶格 (SLs) 的电子阻挡和促进空穴注入作用

电子溢出是严重的麻烦, 因为泄漏的电子可能与 p 型 GaN 内的空穴产生显著的非辐射复合。电子也可能通过隧穿逃离有源区, 进一步减小了发光效率。因此, 在有源区与 p 型 GaN 之间必不可少的要插入掺 Mg 的 p 型 AlN/AlGa<sub>x</sub>N 超晶格电子阻挡层, 用以阻止电子的溢出。高 Al 组份的 AlN/AlGa<sub>x</sub>N 超晶格 EBL 在增加有源区自由电子浓度上起到关键作用。它阻止注入的电子溢出到 p 型区域, 从而提高辐射复合效率。

由于带隙可在 3.4eV 到 6.2eV 直接调节, 富 Al 的 AlGa<sub>x</sub>N 合金一直是实现 300nm 以下短波长深紫外发光的理想材料[4]。然而, 在实现高效率发光中存在几个严重问题, 其中之一就是电子从有源区泄漏到 p 型 GaN 接触层。由于电子空穴的有效质量差异, 电子倾向于逃离有源区, 而空穴又很难注入有源区。

采用这种超晶格多量子垒的 EBL 利用波函数的多反射效应, 有效阻挡了电子的泄漏的同时, 该多量子垒层还有效促进了载流子注入有源区。

与 MQWs 邻近的 SL EBL 填充了由位错引起的陷阱, 这些陷阱由于张力的作用常出现在 MQW 表面。如果这些与线位错相关的陷阱不能抑制, 它们最终贯穿整个 MQW 延伸至器件表面, 降低晶体质量和接触层的电导率, 而这是影响 DUV LED 性能的重要因素。而在有源区与 p 型接触层之间插入 SLs 后, 提高了 p 型层晶体生长质量, 有效促进载流子的注入。

### 2.3.2 超晶格结构提高掺杂效率作用

超晶格结构还提高了 p 型层的横向和垂直电导率。由于高 Al 组份 AlGa<sub>x</sub>N 中 Mg 受主的离化能很大, 很难获得高空穴掺杂浓度。一种解决 p 型 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 外延层电导率低下的方法之一是采用掺 Mg 的超晶格结构作为外延层。在纤锌矿 (Wurtzite) III 簇氮化物中, 这些周期结构产生很强的极化场提高了空穴活性和自由空穴浓度。在 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 周期结构中 ( $x>y$ ), Mg 原子在 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 层被离化, 空穴倾向于在 Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 层累积。

在高 Al 组份 AlGa<sub>x</sub>N 中, 由于室温下 Mg 受主的较大离化能导致极低的离化效率。另一方面, 高 Al 组份 AlGa<sub>x</sub>N 的晶体质量恶化, 降低了载流子迁移率。低的受主离化效率和空穴迁移率导致 LED 器件 p 型区串联电阻大, 器件正向电压高。提高 p 型电导率的方法之一是采用掺 Mg 的 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN 超晶格结构, 获得高的 Mg 受主离化效率, 这比 GaN 和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 体材料中的电阻率更低。

而且相比 GaN 和 Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 体材料,超晶格中的空穴自由载流子被分隔在周期性平行的多个平面中,其空间平均空穴密度更高。这是由于由于压电极化和自发极化促使的价带弯曲,导致受主在费米能级以下被离化,空穴在费米能级以上累积[5]。也有文献将这种作用归结于该结构中较大的价带补偿,受主在超晶格垒层被离化,进入相邻窄带隙材料的价带阱中,使受主离化率提高,从而将 p 型层内平均空穴浓度大大提高[3]。

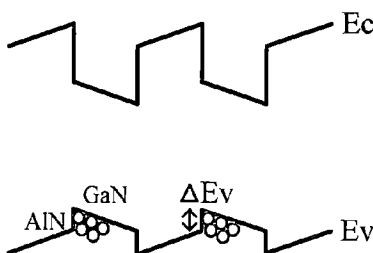


图 2-3-2 AlN/GaN 超晶格结构对受主的离化作用

### 2.3.3 p 型超晶格 EBL 对深紫外 LED 整流特性的影响

采用 AlN/GaN 超晶格结构有着较大价带补偿 $\Delta E_v$ ,假定价带补偿为垒层与阱层能带宽度差值的 30%,AlN/GaN SLs 中 $\Delta E_v$  将达 0.8eV,该值大于 AlN 中 Mg 受主离化能(630meV),因此 AlN 垒层中所有受主被激活,来自于受主的空穴在 GaN 价带阱中累积。同时,纤锌矿氮化物半导体存在强压电感应极化电荷和自发极化电荷,在 Mg 掺杂的 AlN/GaN 超晶格中内部电场接近 2MV/cm,强电场引起大的带弯曲,提升阱层掺杂物质的活性,从而获得电子和空穴分别在阱层的累积。

图 2-3-3 (a) 所示为 35 周期 AlN/GaN 超晶格(各层厚度为 2nm/1nm) EBL 结构的 LED 器件热平衡态的电子空穴浓度分布,在 p 型区获得了较大的空间平均空穴浓度,提高了掺杂效率。

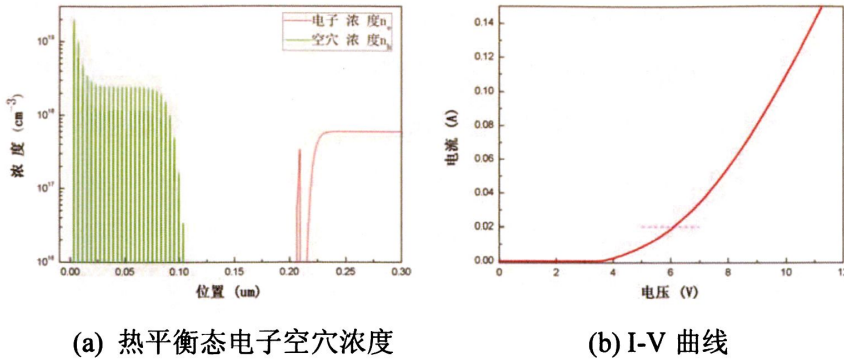


图 2-3-3 AlN/GaN 超晶格结构 DUV LED

掺 Mg 的 AlN/GaN 超晶格作为电子阻挡层结构, 虽然极大提高了 p 型区域空间平均载流子浓度, 可以获得更强的电致发光强度, 更大的光功率, 但是在 p 型区接触电阻依然很大[10], 器件正向电压仍然较高, 如图 2-3-3 (b) 所示。

## 2.4 两种 EBL 结构的 DUV LED 存在的问题

一般 DUV LED 中都有长波长范围次波长发光峰出现, 在量子阱上部增加 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层减少了次波长发光强度, 证明这些发光峰是由电子通过有源区与 p 型材料里的空穴复合产生。采用高 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 插入在量子阱与 p 型接触层之间是加强电子禁闭的一种有效方法。但是这种高 Al 组份层增加了与 p 型 Ga<sub>N</sub> 接触层的价带带阶, 阻止了空穴向有源区注入, 另外这种高 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层的掺杂效率也很难提高。

Mg-Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层结构 DUV LED 能带图如图 2-4-1 所示 (EBL 厚度为 25nm, 阻挡层 Al 组份为 0.65, 正向电压为 5.2V 左右)。在以 Ga 面生长时, 由于极化作用量子阱最后的垒层沿生长方向向下弯曲, 而高 Al 组份电子阻挡层沿相反方向向下弯曲, 降低了电子阻挡作用。

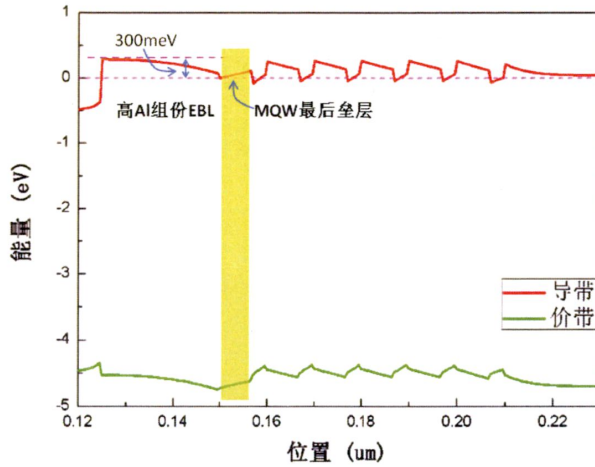


图 2-4-1 Mg-Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N 电子阻挡层结构 DUV LED 能带图

而采用 AlN/GaN 或者 AlN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 超晶格结构有效提高了 p 型掺杂效率, 提高了空间平均载流子浓度。AlN/GaN 异质结界面形成了高浓度二维电子气 (2DEG), 在平行异质结平面方向具备高电导率, 但是在垂直异质结平面方向电导率仍然很低。这是由于价带势垒的阻挡作用, 空穴只能通过隧穿和热离子发射过程运输。由于空穴有效质量较大, 即使是采用短周期超晶格结构, 空穴迁移率仍然较低, p 型接触电阻仍较大[10][11][12], 导致器件正向电压较高。并且这种超晶格结构的 p 型层会产生次波长发光, 恶化了光谱质量。

## 2.5 小结

本章提出了一种有源区为 6 周期多量子阱(MQWs)的 PIN 结构深紫外 LED, 并优化了器件参数。利用 silvaco 软件仿真, 比较各 LED 正向工作电压、电子阻挡效果等性能获得折衷的 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层 (EBL) 厚度和 Al 组份, 获得参数优化的器件发光波长为 270nm, 注入电流 20mA 时器件正向工作电压低至 5.5V。模拟结果显示, 增加 p 型 AlGa<sub>N</sub> EBL 厚度将增强电子阻挡作用, 但会导致接触电阻增加, 加大器件正向电压。同样, 增加 p 型 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层 Al 组份也可以加强电子阻挡作用, 提高器件发光强度, 但是由于该层阻挡有源区电子泄漏的同时, 也增加了对空穴注入的阻止, 降低了 p 型层垂直电导率。因此, 电子阻挡层厚度和 Al 组份的选取上都需要折衷。

本章还讨论了采用 AlN/GaN 或者 AlN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 超晶格结构的 p 型层的作

用。这种结构有效提高了 p 型区空间平均空穴浓度,增加了发光强度,但是器件 p 型层电导率依然不高,器件正向电压仍然较大。

## 参考文献

- [1] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, *J. Appl. Phys.*, **85**, 6 (1999).
- [2] F. Mehnke, C. Kuhn, M. Guttman, C. Reich, T. Kolbe, V. Kueller, A. Knauer, M. Lapeyrade, S. Einfeldt, J. Rass, T. Wernicke, M. Weyers, and M. Kneissl, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 399 (2001).
- [3] T. Nishida, H. Saito, and N. Kobayashi, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 399 (2001).
- [4] H. Hirayama, S. Fujikawa, N. Noguchi, J. Norimatsu, T. Takano, K. Tsubaki, and N. Kamata, *Phys. Status Solidi A*, **206**, 6 (2009).
- [5] J. P. Zhang, A. Chitnis, V. Adivarahan, S. Wu, V. Madavilli, R. Pachipulusu, M. Shatalov, G. Simin, J. W. Yang, and M. Asif Khan, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4910 (2002).
- [6] J. Verma, J. Simon, V. Protasenko, T. Kosel, H. L. Xing, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 171104 (2011).
- [7] V. Adivarahan, W. H. Sun, A. Chitnis, M. Shatalov, S. Wu, H. P. Maruska, and M. Asif Khan, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2175 (2004).
- [8] H. Hirayama, T. Yatabe, N. Noguchi, T. Ohashi, and N. Kamata, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 071901 (2007).
- [9] 刘恩科, 朱秉升, 罗晋生, 电子工业出版社, 268 (2011).
- [10] J. Simon, V. Protasenko, C. X. Lian, H. L. Xing, and D. Jena, *Science*, **327**, 60 (2010).
- [11] T. Yoshitaka, M. Kasu, and T. Makimoto, *Nature*, **441**, 325-328 (2006).
- [12] H. Hirayama, N. Noguchi, T. Yatabe, and N. Kamata, *Appl. Phys. Express*, **1**, 051101 (2008).
- [13] T. M. A. Tahtamouni, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *AIP Advances*, **4**, 047122 (2014).
- [14] K. Peter, H. Monica, P. D. Steven, and K. M. Umesh, *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 24 (1999).
- [15] M. Z. Kauser, A. Osinsky, A. M. Dabiran, and P. P. Chow, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 22 (2004).

- [16] A. Chitnis, R. Pachipulusu, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 16 (2002).
- [17] K. Peter, P. S. Yulia, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 16 (1999).
- [18] L. Wang, R. Li, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 061110 (2010).
- [19] Q. H. Zheng, Y. A. Yin, L. H. Zhu, J. Huang, X. Y. Li, and B. L. Liu, *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 222104 (2009).
- [20] J. C. Li, W. H. Yang, S. P. Li, H. Y. Chen, D. Y. Liu, and J. Y. Kang, *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 151113 (2009).

## 第三章 极化掺杂深紫外 LED 研究

### 3.1 引言

AlN 中 Mg 受主离化能为 630meV, 使得室温下 AlN 中空穴热活性 (thermal activation of holes) 较低, 从而导致较低的 p 型电导率。幸运的是, III-V 簇氮化物有着强烈压电极化和自发极化电场, 这一电场已经用于 AlGaIn/GaN p-n 异质结提升 p 型电导率和电致发光性能[1]。

但是高 Al 组份 AlGaIn 作为 EBL 时, 与 p 型接触层 GaN 形成能带陡峭突变的 AlGaIn/GaN 异质结[6], 不可避免的存在价带补偿, 阻碍了空穴注入到有源区。对于 Ga 面 LED 结构, 可以利用极化感应 p 型掺杂, 将 EBL 改为 AlGaIn 渐变 Al 组份层形成极化场。这种结构一方面提高了掺杂效率, 另一方面在价带不存在阻碍空穴注入有源区的势垒。并且极化电荷源自原子本身, 并不要求热能激活, 因此极化电荷降低了空穴浓度对温度的依赖性, 利用极化场提升 LED 发光性能在低温时优势将更加明显。

由于 III 簇氮化物大的极化场使最后的量子垒层与 EBL 之间产生导带和价带向下弯曲, 这种降低了电子阻挡层的电子阻挡作用, 恶化了空穴注入效率。同时, 由于高 Al 组份 AlGaIn 材料中 Mg 受主离化能随 Al 组份增加而线性增加, 导致 p 型掺杂浓度一直不够高。这两个方面是深紫外 LED 发光功率不高的主要原因[2]。

### 3.2 渐变 Al 组份 p 型层 DUV LED 结构

渐变 Al 组份 p 型 DUV LED 器件仿真结构如图 3-2-1, 渐变组份层 Al 组份沿生长方向从 0.65 到 0 变化 (Al 组份变化步长为 0.05, 对应每个 Al 组份层的厚度为 5nm, 渐变组份层总厚度为 70nm), 其他部分结构同图 2-1-1 不变, 以 Ga 面生长。渐变组份层顶部以一层 80nm 厚度的 GaN 作 p 型接触层。P 型掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ , n 型掺杂浓度为  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。

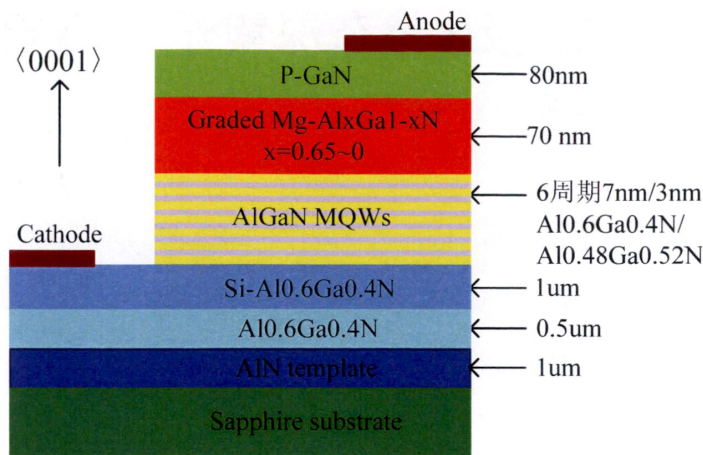


图 3-2-1 渐变 Al 组份 p 型 AlGa<sub>0.3</sub>N 电子阻挡层 DUV LED 结构

### 3.2.1 渐变 Al 组份 p 型层作用

传统电子阻挡层为 p 型 AlGa<sub>0.3</sub>N 薄层，一方面利用阻挡层与有源区的导带势垒  $\Delta E_c$  阻止电子溢出，另一方面又由于同时存在不可避免的价带补偿  $\Delta E_v$ ，该阻挡层还阻止了有效空穴注入到有源区。

当器件以 Ga 面（〈0001〉面）生长时，渐变组份层沿生长方向从最后一个量子垒层开始，以 Al<sub>0.65</sub>Ga<sub>0.35</sub>N 变化到 GaN（p 型接触层），这种情况下，由于极化作用产生的界面净束缚电荷为负极性，将在渐变层内感应形成三维空穴气。与杂质掺杂层相比，由于不存在杂质散射，在相当的空穴浓度时这种 3DHG 将会有更高 p 型导电率。

由于极化感应场导致的渐变组份层能带弯曲如图 1-2-4 所示，渐变 Al 组份 p 型 AlGa<sub>0.3</sub>N 层促使带隙  $\Delta E_g$  沿 n 到 p 方向增加，这起到中性电子阻挡层的作用，该阻挡层通过阻止电子从光学有源区溢出，从而提高了发光效率。

### 3.2.2 渐变 Al 组份 p 型层内的极化电荷

渐变 Al 组份层产生的净束缚极化电荷在层内是均匀分布的，其浓度满足公式[1]，

$$\rho_x(z) = -\nabla \cdot P(z) \approx \frac{5 \times 10^{13} \times (x_2 - x_1)}{d} \text{cm}^{-3} \quad (3.1.1)$$

其中， $x_2$  和  $x_1$  分别为渐变组份 AlGa<sub>0.3</sub>N 层最高和最低 Al 组份值， $d$  为渐变 AlGa<sub>0.3</sub>N 层厚度（单位：cm）。

净束缚极化电荷将产生强极化场, 其值可高达  $10^6\text{V/cm}$ , 不平衡场促使受主离化。如图 3-2-2 所示, 尽管 Mg 掺杂浓度一致, 但渐变层与传统阻挡层中空穴分布差别极大, 极化掺杂层内空穴浓度分布均匀, 传统电子阻挡层内空穴分布集中在该层两端的交界面, 层内中间部分浓度只有极化掺杂层的一半左右, 这充分说明了极化掺杂的受主离化效率更高。而在  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$  中 Mg 受主离化效率仅接近 1%, 更高 Al 组份 AlGaN 阻挡层受主离化效率将更低[2]。

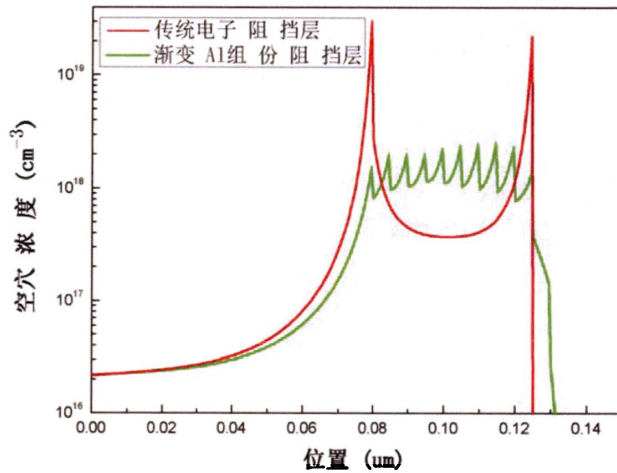


图 3-2-2 热平衡态两种 p 型 AlGaN 电子阻挡层内空穴浓度分布

### 3.3 Ga 面渐变 Al 组份 p 型层改进 MQW 结构的 DUV LED

从图 2-4-1 可知, 传统阻挡层结构 DUV LED 中, 在多量子阱有源区最后的垒层处, 导带由于极化作用沿生长方向向下弯曲, 在与最后垒层邻近的 AlGaN 电子阻挡层由于极化作用沿指向衬底方向向下弯曲, 这降低了电子阻挡作用。即使在极化掺杂渐变 Al 组份电子阻挡层结构中, 这种情况仍然存在, 如图 3-3-1 所示。由于渐变组份层与最后的量子垒层的导带带阶作用, 增加了电子在此处的累积, 进而与空穴辐射复合产生更短波长的寄生发光。

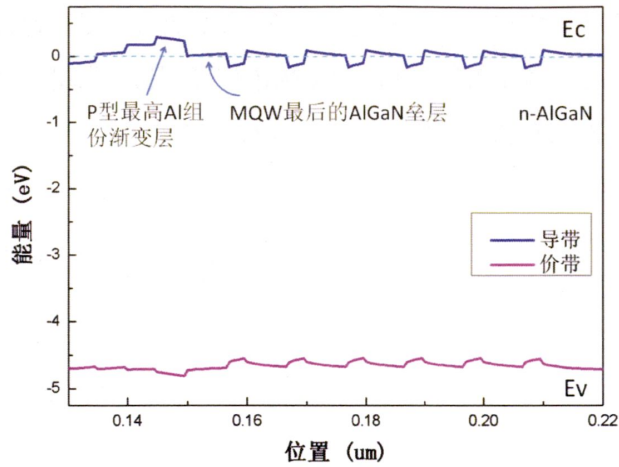


图 3-3-1 Ga 面极化掺杂 DUV LED 能带

本文首次提出了一种提高多量子阱有源区最后的垒层 Al 组份的深紫外 LED 结构, 这将利用极化作用使该层的导带沿生长方向向上弯曲, 增加了电子阻挡效果, 并且将更多有源区电子禁闭在多量子阱最后的阱层, 这一层离 p 型区最近更利于提高空穴与有源区电子的辐射复合率, 提高器件发光功率。其能带如图 3-3-2 所示。

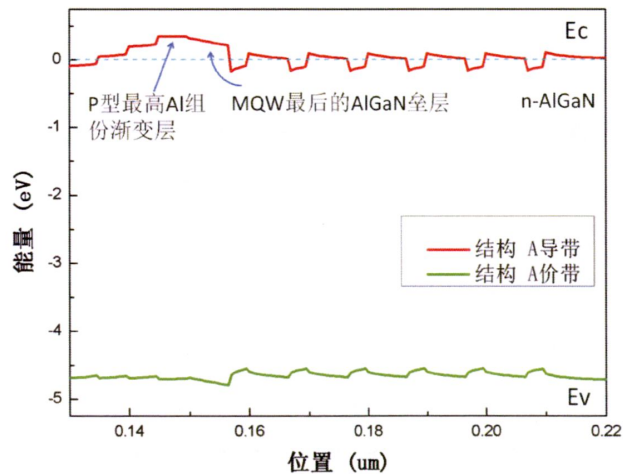


图 3-3-2 Ga 面提高最后垒层 Al 组份的极化掺杂 DUV LED 能带

### 3.3.1 能带分析

仿真中, 图 3-2-1 对应结构称为 A, 将结构 A 的 MQW 最后垒层 Al 组份变化为与渐变组份层最高 Al 组份相同 ( $x=0.65$ , 其他不变), 称这种新结构为 B。

传统电子阻挡层结构称为 C, 如图 2-1-1 所示, 其中 T 为 45, y 取 0.65。三种结构中掺杂浓度分别相同。

注入电流为 150mA 时, 能带图如图 3-2-3 所示。与结构 A 和 C 相比, 结构 B 的渐变组份层由于极化场作用, 导致最后垒层的导带向相反方向弯曲, 从而使该层带隙增加。并且从图中看出, 该增加的带隙  $\Delta E_g$  完全降落在导带, 使其在最后的垒层与渐变层界面具有更高的电子势垒, 增强了电子阻挡作用。相比三种结构在 p 型层的价带, 结构 B 的价带更平滑, 促进了空穴向有源区的注入。

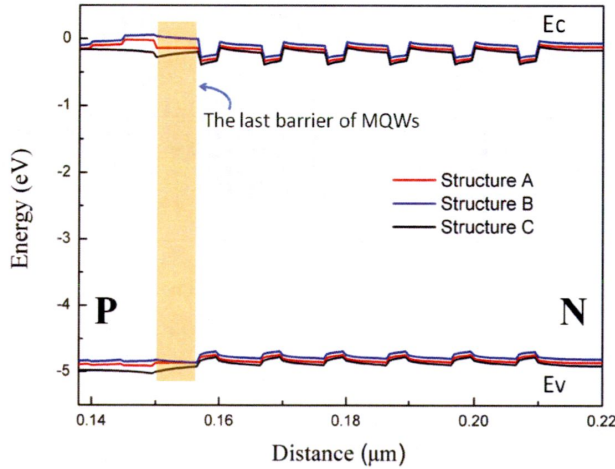


图 3-3-3 大注入电流时三种结构 DUV LED 能带

### 3.3.2 电子空穴分布

注入电流为 150mA 时, 计算的电子空穴分布分别如图 3-3-4 和图 3-3-5 所示。

结构 B 器件在 p 型层的电子浓度分布明显低于结构 A 和结构 C 器件。这是由于将最后量子垒层 Al 组份提高后, 阻挡层带隙增加, 增强了电子阻挡作用, 有效减少了有源区电子向 p 型层的泄漏。在三种结构器件 MQWs 最后的垒层, 电子浓度分布也是同样的情况, 结构 B 中该层电子浓度大致在  $3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , 而结构 C 中该层电子浓度最大仅为  $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。

结构 B 器件在量子阱内的空穴浓度明显高于结构 A 器件。这是由于 p 型层的价带更平滑, 阻挡层带隙全部增加在导带, 并没有增加价带带阶, 利于空穴向有源区的注入。多量子阱内的空穴浓度显著提高, 表明结构 B 的 LED 中空穴注

入效率的提高。在三种结构器件 MQWs 最后的垒层, 空穴浓度分布也是同样的情况, 结构 A 中该层空穴浓度大致在  $1.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , 而结构 B 中该层空穴浓度分布与该层内电子浓度分布相比, 呈反向急剧减小趋势, 最小仅约为  $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。结构 B 中, 整个 p 型层的电子空穴浓度分布特点减小了层内寄生发光。

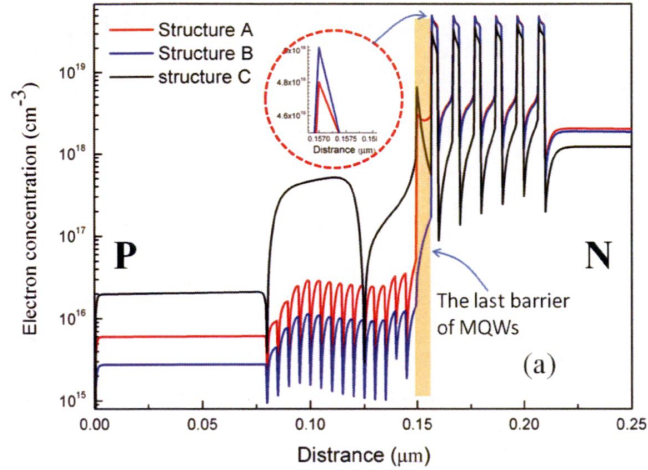


图 3-3-4 三种结构 DUV LED 电子浓度分布

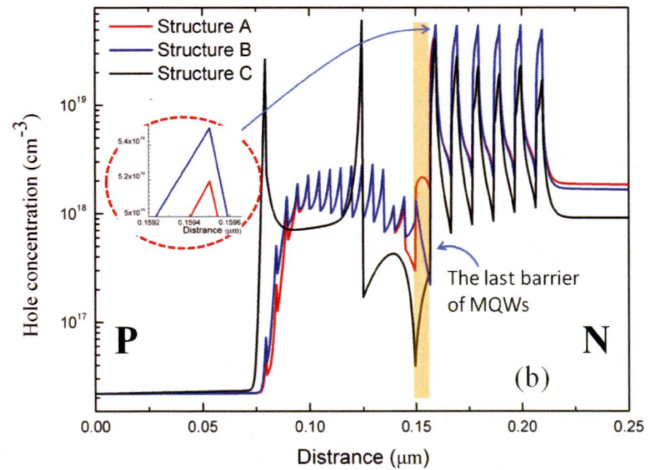


图 3-3-5 三种结构 DUV LED 空穴浓度分布

### 3.3.3 三种结构 DUV LED 器件的发光功率对比

与传统电子阻挡层结构 LED 相比, 极化掺杂 LED 中泄漏至 p 型层的电子相应减小, 如图 2-1-3 和 3-3-4 所示。注入电流 150mA 时, 传统电子阻挡层结构的

LED 价带中,在高 Al 组份层与低 Al 组份层以及低 Al 组份层与 p 型 GaN 接触层界面均存在较大的带补偿,这些带补偿阻止了空穴从 p 型 GaN 层往 AlGaIn 层的运输。另外,在传统结构 LED 中,由于大的自发极化和压电极化造成了高 Al 组份阻挡层价带在多量子阱最后的垒层附近向下弯曲(能带图如图 2-4-1 所示),这表现为空穴垂直传输的势垒,降低了空穴注入效率。而且,高 Al 组份阻挡层中导带的向下弯曲,减弱了电子阻挡能力。然而,在极化掺杂的 LED 中,渐变层以及渐变层与 p 型 GaN 接触层之间不存在价带带阶,净束缚电荷极化场产生了平滑的价带(如图 3-3-3 所示),这一情况提高了垂直方向空穴迁移率,从而提高了空穴注入效率。因此,极化掺杂 LED 中多量子阱内空穴浓度比传统结构 LED 中更高(如图 2-1-4 (b) 和 3-3-5 所示)。而本文提出的新结构 B,又进一步改善了极化掺杂 LED 器件的 p 型层电子阻挡效果,增强了量子阱内电子空穴浓度,提升了器件的发光功率。

从 I-V 曲线图 3-3-6 也可看出,注入电流达到 20mA 时,极化掺杂结构 LED 的正向电压略高于传统结构( $y$  取 0.65,厚度为 45nm)的 LED 器件。当施加的正向电压进一步提高时,极化掺杂结构器件的注入电流增加更快,表现出更陡峭的整流特性。这是由于量子阱内电场随着施加的正向电压变化导致,如图 3-3-7 (a) 和 (b) 所示,在热平衡态时极化掺杂结构量子阱内电场强于传统结构。随着正向电压加大,注入电流达到 150mA 时,传统结构量子阱内电场超过极化掺杂结构。对于 Ga 面极化的深紫外 LED,电场促使导带向上弯曲,价带向下弯曲,这阻止了载流子向量子阱内的注入[6],因此,相比传统结构,在大注入电流情况下极化掺杂结构更利于载流子向量子阱内注入,可以获得更陡峭的整流特性。三种结构量子阱区域电场变化如图 3-3-7 所示。

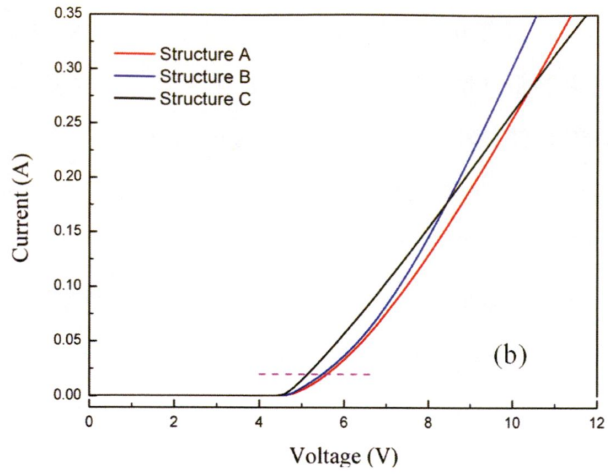
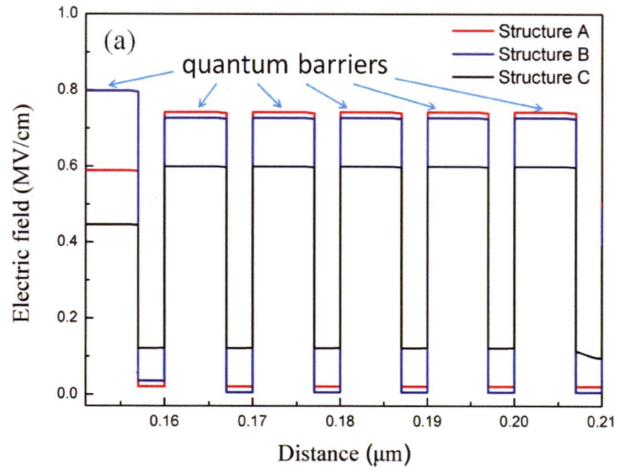
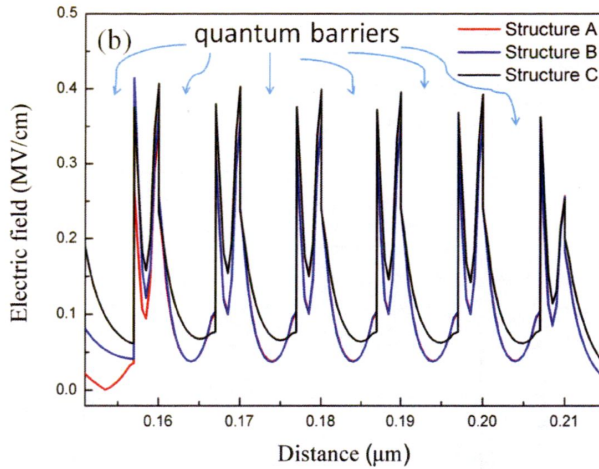


图 3-3-6 三种结构 DUV LED 整流特性曲线



(a) 热平衡态量子阱内电场



(b) 注入电流为 150mA 时量子阱内电场

图 3-3-7 三种结构 DUV LED 量子阱内电场变化

### 3.3.4 三种结构 DUV LED 器件的发光强度对比

三种结构 DUV LED 器件发光光谱如图 3-3-8 所示，在中心波长 270nm 处的光强分别为  $29 \mu\text{W/nm}$ 、 $34 \mu\text{W/nm}$  和  $39 \mu\text{W/nm}$ 。与传统结构相比，两种极化掺杂结构的 LED 发光强度分别增强了 16.3% 和 34%。这主要是由于渐变 Al 组份 p 型阻挡层改善了空穴向有源区的注入并增强了对有源区电子阻挡作用的结果，使得多量子阱内部电子和空穴浓度均有显著提高，提升了阱内辐射复合率，增强了器件发光强度。

而结构 B 器件的 p 型层电子阻挡作用进一步增强，同时 p 型层价带更平滑利于空穴向有源区的注入，进一步提高了量子阱内部电子空穴浓度，提升了阱内辐射复合率，如图 3-3-8 所示。极化掺杂结构中，每个量子阱内辐射复合率更均匀，而传统结构中量子阱内辐射复合率沿 n 型区指向 p 型区方向递减，这主要与量子阱内电子的泄漏有关，在靠近 p 型区的量子阱内电子更多的向 p 型区泄漏，导致阱内浓度降低，减小了辐射复合率。而极化掺杂结构器件中，由于电子阻挡层作用增强，量子阱内电子泄漏减少，并且 p 型层价带平滑利于空穴向量子阱内的注入，增加了阱内空穴浓度，提高了阱内的辐射复合率，特别是在靠近 p 型层的阱内，辐射复合率提高越明显。由于极化场作用，量子阱导带底沿 c 方向向下弯曲，阱内价带顶沿反方向向上弯曲，造成阱内电子和空穴浓度最高值分别位于靠

近 p 型层侧边和靠近 n 型层的侧边, 因此各阱内电子空穴的辐射复合率大致为恒定值。

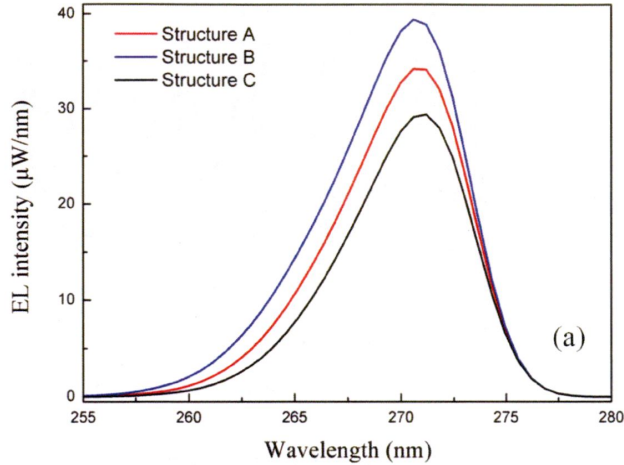


图 3-3-8 三种结构 DUV LED 发光强度

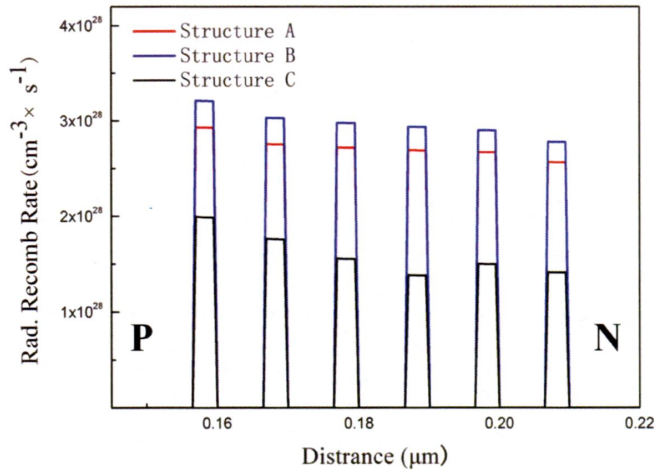


图 3-3-9 三种结构 DUV LED 量子阱内辐射复合率

### 3.4 N 面渐变 Al 组份 p 型层结构的 DUV LED

当器件以 Ga 面 ( $\langle 0001 \rangle$  面) 生长时, 极化作用在量子阱垒层产生的电场方向与外加电压产生的电场方向相反[6], 如图 3-3-1 所示, 量子阱垒层的导带由于极化作用沿 c 方向向上弯曲, 阻止了电子向有源区注入, 同样量子阱垒层的价

带由于极化作用沿  $c$  方向向下弯曲, 阻止了空穴向有源区注入。并且第一个阱层与  $n$  型层交界面由于极化作用与垒层有同样的弯曲方向, 对  $n$  型区电子向量子阱的注入起到了阻挡作用。

当器件以  $N$  面 ( $\langle 000\bar{1} \rangle$  面) 生长时, 极化作用在量子阱垒层产生的电场方向与外加电压产生的电场方向相同, 量子阱垒层的导带由于极化作用沿  $\langle 000\bar{1} \rangle$  方向向下弯曲, 促进了电子向有源区注入, 同样量子阱垒层的价带由于极化作用沿  $\langle 000\bar{1} \rangle$  方向向上弯曲, 促进了空穴向有源区注入, 如图 3-3-8 所示。因此, 与  $Ga$  面相比,  $N$  面极化的 LED 具有更大载流子注入效率。

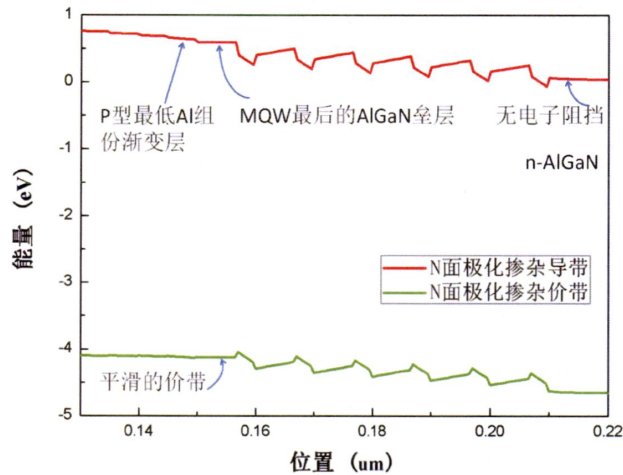


图 3-3-8 N 面极化掺杂 DUV LED 能带

### 3.4.1 N 面极化掺杂 DUV LED 结构

渐变 Al 组份  $p$  型 DUV LED 器件仿真结构如图 3-4-1, 渐变组份层 Al 组份沿生长方向从 0.61 到 0.84 变化 (Al 组份变化步长为 0.01, 对应每个 Al 组份层的厚度为 5nm, 渐变组份层总厚度为 120nm), 以  $N$  面生长。渐变组份层顶部以一层 30nm 厚度的  $Al_{0.86}Ga_{0.14}N$  作  $p$  型接触层。P 型掺杂浓度为  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,  $n$  型掺杂浓度为  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。

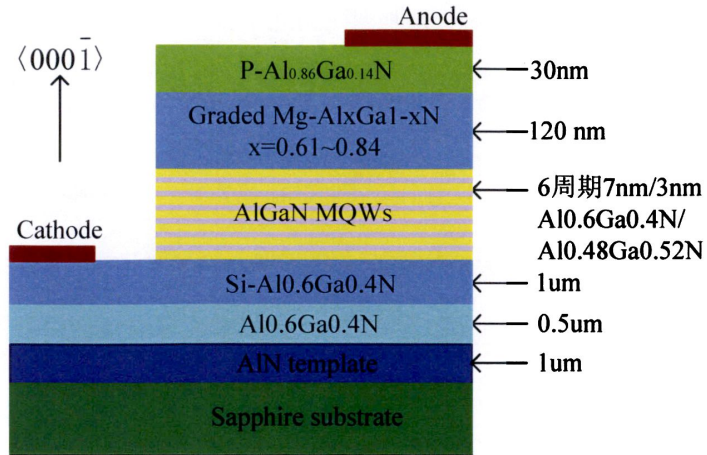


图 3-4-1 N 面极化掺杂 DUV LED 结构

以 N 面生长的渐变 Al 组份层，除了提高 p 型电导率，该极化感应渐变 Al 组份 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层并没有增加空穴注入势垒（如图 3-3-8 所示，p 型层价带平滑，不存在传统结构阻挡层那样很大的价带带阶）。由于比有源区带隙宽度更大，也可起到中性光学透明层的作用，这种透明层吸收损耗最小[5]。

### 3.4.2 N 面渐变组份层三维空穴气（3DHG）的形成

当器件以 N 面（ $\langle 000\bar{1} \rangle$  面）生长时，在沿 N 面方向 Al 组份线性增加的 AlGa<sub>N</sub> 层中，由于极化作用产生的界面净束缚电荷为负值，将在层内将获得三维空穴气（3DHG），其浓度最高可达  $1.2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。如图 3-4-2 所示，在高 Al 组份的 p 型层内，虽然掺杂浓度仅  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  且 Mg 受主在高 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 中离化能远高于 Si 施主，但由于极化作用提高了受主离化效率，因此在该区域获得的空穴浓度比 n 型区内电子浓度还高（n 型掺杂浓度为  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ）。

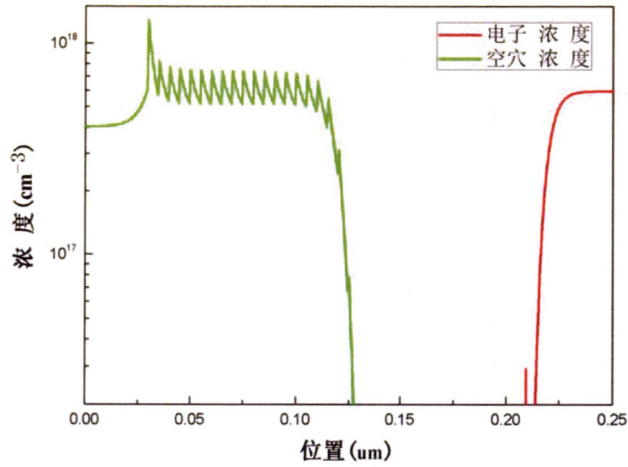


图 3-4-2 N 面极化掺杂 DUV LED 热平衡态时三维空穴气

### 3.4.3 N 面极化掺杂结构 DUV LED 的电致发光特性

Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 整流特性曲线如图 3-4-3 所示, N 面极化掺杂结构 DUV LED 器件正向电压高于 Ga 面器件, 这是由于热平衡态时 N 面极化掺杂结构导带总体向上弯曲更大导致 (图 3-4-4)。但是 N 面极化掺杂结构器件的 I-V 曲线较 Ga 面极化掺杂结构更陡峭, 整流特性更好。这表明, 随着外加正向电压增加, N 面极化掺杂器件有更多载流子产生复合。这一方面是由于 N 面极化掺杂器件量子阱内电子空穴浓度更高导致阱内复合率提高, 另一方面也是其有源区有更多电子泄漏至 p 型区并在该区与空穴产生复合的结果。

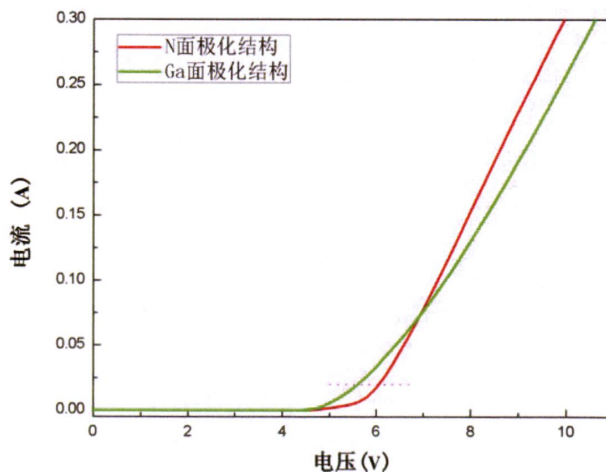


图 3-4-3 Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 整流特性曲线

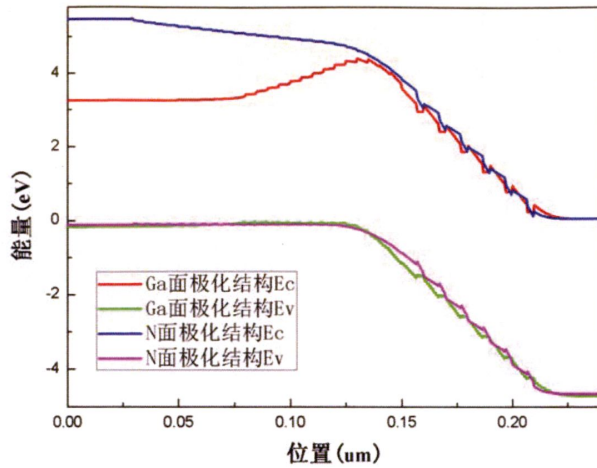


图 3-4-4 Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 热平衡时能带

正向电流 150mA 时, Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 电子空穴浓度分布分别如图 3-4-5 和图 3-4-6 所示, N 面极化掺杂结构器件的阱内电子空穴浓度均远高于 Ga 面掺杂结构, 这是由于 N 面极化掺杂结构器件垒层中, 极化场与外加正向电压产生电场方向相同, 使垒层总电场增加, 增强了电子空穴从垒层向阱层的注入作用 (垒层内导带沿生长方向向下弯曲)。而 Ga 面极化掺杂结构器件的垒层中, 极化场与外加电压产生电场方向相反, 使垒层总电场减小, 从而对电子空穴的注入作用减弱 (垒层内导带沿生长方向向上弯曲)。另外, N 面极化掺杂结构器件在 p 型层内的电子浓度更高, 这表明有更多的有源区电子泄漏至 p 型区, 该结构存在电子阻挡效果减弱的问题。

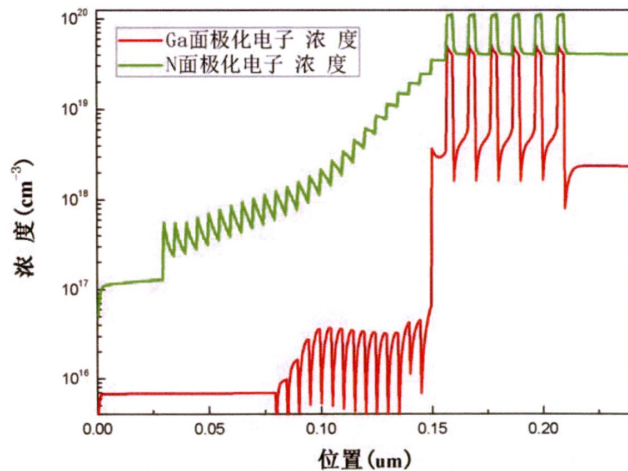


图 3-4-4 Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 电子浓度分布

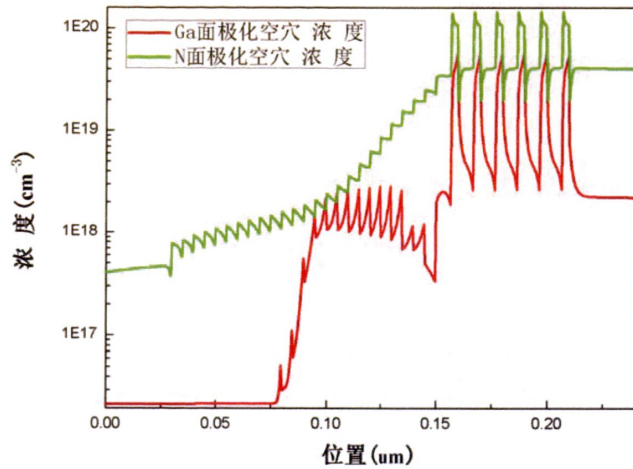


图 3-4-5 Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 空穴浓度分布

正向电流 150mA 时, Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 电致发光谱如图 3-4-6 所示, 后者发光强度远高于前者, 这是阱内电子空穴浓度增加的结果。但是 N 面极化掺杂结构的发光谱中, 存在明显的更短波长寄生发光, 这是由于有源区电子泄漏至极化掺杂层与空穴产生辐射复合的结果。另外, N 面极化掺杂结构器件发光峰值波长存在明显蓝移, 这是由于量子阱反斯塔克效应造成的。

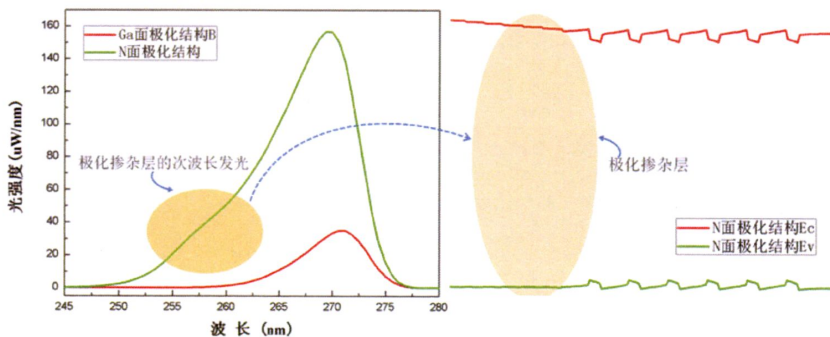


图 3-4-6 Ga 面和 N 面极化掺杂 DUV LED 电致发光强度

### 3.5 小结

本章创新提出了一种极化增强型 DUV LED 新结构。提出采用 AlGa<sub>N</sub> 渐变 Al 组份层作为 DUV LED 器件 p 型 EBL 层, 利用渐变组份层的极化作用, 提高了高 Al 组份 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层中受主离化率, 并且使得 p 型层价带更平滑利于空穴

向有源区的注入, 获得了更高的空穴浓度。相比传统 EBL 结构的 DUV LED, 其发光强度提高了 17%。但是在多量子阱最后垒层, 由于极化作用导致导带沿生长方向向下弯曲, 在靠近最后垒层的渐变组份最高 Al 组份层导带沿反方向向下弯曲。这两种情况降低了 p 型层的电子阻挡作用。

在此基础上, 提出了一种故意提高 MQWs 最后垒层 Al 组份的改进方案, 将最后垒层 Al 组份提高至与最高 Al 组份渐变层相同, 首次利用极化作用促使最后垒层导带沿生长方向向上弯曲, 提高了有源区电子势垒, 增强了电子阻挡效果, 并且将更多有源区电子禁闭在多量子阱最后的阱层。另外, 在这种结构的最后垒层价带进一步平滑, 减小了空穴向有源区注入的阻挡, 增加了有源区空穴浓度。模拟显示, 通过这种改进器件发光强度相比传统结构提高了 34.4%。

本章的最后对 N 面极化掺杂结构 DUV LED 器件作了初步探讨, N 面极化掺杂结构中, 由于极化场与外加正向电压产生电场相同, 增加了垒层总电场, 促进了电子空穴向阱层的注入, 阱内获得了更高的电子空穴浓度。相比 Ga 面极化掺杂结构, N 面极化掺杂结构器件获得了更高的发光强度。虽然这种结构的 p 型层 Al 组份沿生长方向逐渐增大, 起到了中心发光波长光学透明层作用, 减小了光学吸收, 但是这种结构也存在电子阻挡作用减弱的问题, 产生了明显的更短波长的寄生发光, 影响了发光光谱纯度。

## 参考文献

- [1] J. Simon, V. Protasenko, C. X. Lian, H. L. Xing, and D. Jena, *Science*, **327**, 60 (2010).
- [2] L. Zhang, K. Ding, N. X. Liu, T. B. Wei, X. L. Ji, P. Ma, J. C. Yan, J. X. Wang, Y. P. Zeng, and J. M. Li, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 101110 (2011).
- [3] H. Hirayama, N. Maeda, S. Fujikawa, S. Toyoda, and N. Kamata, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **53**, 100209 (2014).
- [4] T. H. Wang and Y. K. Kuo, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 171112 (2013).
- [5] L. Zhang, K. Ding, J. C. Yan, J. X. Wang, Y. P. Zeng, T. B. Wei, Y. Y. Li, B. J. Sun, R. F. Duan, and J. M. Li, *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 062103 (2010).
- [6] J. Verma, J. Simon, V. Protasenko, T. Kosel, H. L. Xing, and D. Jena, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 171104 (2011).
- [7] Y. Taniyasu, M. Kasu, K. Kumakura, T. Makimoto, and N. Kobayashi, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **200**, 1 (2003).
- [8] L. Wang, R. Li, D. Li, N. Y. Liu, L. Liu, W. H. Chen, C. D. Wang, Z. J. Yang, and X. D. Hu, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 061110 (2010).
- [9] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Stutzmann, B. E. Foutz, M. J. Murphy, J. A. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, and L. F. Eastman, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **216**, 381 (1999).
- [10] L. Zhang, K. Ding, N. X. Liu, T. B. Wei, X. L. Ji, P. Ma, J. C. Yan, J. X. Wang, Y. P. Zeng, and J. M. Li, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 101110 (2011).
- [11] C. J. Coffins, A. V. Sampath, G. A. Garrett, H. Shen, and M. Wraback, *Conf. Lasers & Electro-Optics (CLEO)*, **CM14**, 150-152 (2005).
- [12] H. Kudo, Y. Yamada, T. Taguchi, *Physica E*, **7**, 949-952 (2000).
- [13] M. Zhang, Y. Li, S. C. Chen, W. Tian, J. T. Xu, X. Y. Li, Z. H. Wu, Y. Y. Fang, J. G. Dai, C. Q. Chen, *Superlattices and Microstructures*, **75**, 63-71 (2014).
- [14] M. Shatalov, M. Gaevski, V. Adivarahan, and A. Khan, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, 49 (2006).
- [15] M. C. Tsai, S. H. Yen, and Y. K. Kuo, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 111114 (2011).

- [16] T. M. Al tahtamouni, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 123501 (2013).
- [17] M. L. Nakarmi, K. H. Kim, M. Khizar, Z. Y. Fan, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 092108 (2005).
- [18] T. Makino, K. Yoshino, N. Sakai, K. Uchida, S. Koizumi, H. Kato, D. Takeuchi, M. Ogura, K. Oyama, T. Matsumoto, H. Okushi, and S. Yamasaki, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 061110 (2011).
- [19] J. P. Zhang, A. Chitnis, V. Adivarahan, S. Wu, V. Mandavilli, R. Pachipulusu, M. Shatalov, G. Simin, J. W. Yang, and M. Asif Khan, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4910 (2002).
- [20] R. Collazo, J. Q. Xie, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 191914 (2012).
- [21] Z. Gong, M. Gaevski, V. Adivarahan, W. Sun, M. Shatalov, and M. Asif Khan, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 121106 (2006).
- [22] L. Zhou, J. E. Epler, M. R. Krames, W. Goetz, M. Gherasimova, Z. Ren, J. Han, M. Kneissl, and N. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 241113 (2006).
- [23] J. Shakya, K. H. Kim, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 142 (2004).
- [24] T. M. Al tahtamouni, J. Y. Lin, and H. X. Jiang, *AIP Advances*, **4**, 047122 (2014).
- [25] J. H. Li, W. H. Yang, S. P. Li, H. Y. Chen, D. Y. Liu, and J. Y. Kang, *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 151113 (2009).
- [26] T. K. Sharma and E. Towe, *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 086104 (2011).
- [27] K. Kamiya, Y. Ebihara, K. Shiraishi, and M. Kasu, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 151108 (2011).
- [28] C. P. Wang and Y. R. Wu, *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 033104 (2012).

# 第四章 用于深紫外 LED 的高反射率 DBR 研究

## 4.1 引言

当器件发光为向上方向时, 由于 p 型 GaN 接触层对紫外光的吸收, 导致极低的光抽取效率。当器件发光为向下方向时, 由于紫外发光在蓝宝石衬底与空气的界面被反射, 同样也降低了光抽取效率。如果在 p 型接触层或者衬底上方增加一层这种 DBR 结构将极大减小 p 型接触层对紫外光的吸收, 提高光抽取效率。本章将对用于 DUV LED 的高反射率 DBR 作详细研究。

高质量的布拉格反射镜在提升垂直腔表面发射激光器、高效 LED 以及谐振腔光电探测器等光电器件性能中起到关键作用[1][2][3]。特别是对于日盲 ( $\lambda < 280\text{nm}$ ) 紫外 LED 器件, DBRs 将显著提高器件电致发光特性。最近, 在长波长 ( $\lambda > 320\text{nm}$ ) 紫外范围 AlGaN 基半导体材料用于 DBRs 结构被广泛研究。然而, 由于 GaN 与 AlN 之间晶格失配达 2.4%, 导致了可实现薄膜厚度与层间折射率差值之间的矛盾, AlGaN 基 DBRs 的生长仍然存在这一主要挑战。目前, 中心波长在日盲紫外波长范围的 DBRs 报道很少。

如果将 DBRs 中心波长扩展至日盲紫外波段, 每个 AlGaN 层的带隙应该高于相应止带短波长的能量值以便减小止带的剩余吸收。因此, DBRs 中每层 Al 组份值有严格限制。尽管最近提出了一种晶格匹配 AlInN/AlGaN 结构[7][8], 但是在 AlInN 与 AlGaN 之间生长温度的极大差别, 导致生长过程中需要额外的大量斜坡处理, 对于多周期结构的 DBRs 此来说, 这是一种低效生长方法。这种生长温度的差异随 In 组份增加而增加, 因此, 在 AlInN/AlGaN 界面增加了 In 分凝, 甚至也增加了相分凝[9][10]。Abid 等人最近提出了一个中心波长在 282nm 的深紫外 DBRs, 该 DBRs 采用 24 组 BAlN/AlN 结构构造, 采用带隙更宽的 BAlN 合金系统代替 AlGaN[11]。尽管中心波长接近日盲区域, 但是由于生长高质量三元合金 BAlN 的困难, 文中获得的峰值反射率只有 60%。Zhang 等人报到了 MBE (molecular beam epitaxy) 生长的日盲 AlInN/AlGaN 布拉格反射镜, 但是由于 AlInN 和 AlGaN 之间界面粗糙度大导致该 DBRs 的止带呈三角锥形状。另外,

与 MOCVD 相比, 构造多周期结构时 MBE 效率更低, 不便于生长。

本文提出了一种 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 三层周期结构的 AlGa<sub>N</sub> 基日盲紫外布拉格反射镜, 结构中故意设计了一层 AlInGa<sub>N</sub> 作为张力过渡层, 采用 MOCVD (metal-organic chemical vapor deposition) 工艺器件生长在 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 模板上。这种结构的 DBR 获得的中心波长 (274nm) 峰值反射率为 86% 以及止带宽度为 16nm。反射谱的计算结果显示, 使用适当厚度的 AlInN 层作为 AlGa<sub>N</sub> 层的厚度补偿层, 能有效减小止带内的剩余吸收, 进一步提高了 DBR 的反射率。

AlInGa<sub>N</sub> 层在 AlGa<sub>N</sub> 和 AlInN 中间可以起到过渡层的作用, 缓解了晶格失配, 减小了位错的产生。AlInGa<sub>N</sub> 层作为低折射率层, AlGa<sub>N</sub> 合金作为高折射率层。然而, 一方面采用低 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层, 获得更大的高低折射率比较, 有利于提高 DBRs 最大峰值反射率, 另一方面低 Al 组份 AlGa<sub>N</sub> 层将增加止带的剩余吸收, 恶化 DBRs 的性能。因此, AlGa<sub>N</sub> 层的设计必须折衷考虑。

为了保持大的折射率比较和低剩余吸收的优势, 在保证带隙高于止带短波长边的前提下, 尽量选择相对低的 Al 组份, 同时减小 AlGa<sub>N</sub> 厚度。相对该层不足的厚度由 AlInN 层补偿, 并由于 AlInN 层有更宽的带隙减小了剩余吸收。考虑多周期结构的有效构造, AlInN 中也选择相对低的 In 组份以满足 AlInN 和 AlGa<sub>N</sub> 之间的晶格匹配要求。因此, 生长过程不再需要由于生长温度极大差异导致的大量斜坡处理。另外, 在 MOCVD 生长时, AlInN 中存在轻微的 In 畴起到活性剂作用提高了表面扩散性, 从而提高了 AlN 基异质结的质量[13][14]。但是当引入 AlInN 作为高折射率层的厚度补偿层时, 同时也降低了高折射率层的等效折射率, 将减小两个堆栈之间的折射率差, 因此, AlInN 与 AlGa<sub>N</sub> 层的厚度比成为了一个关键的结构参数。

## 4.2 三层日盲紫外 DBRs 结构

在以 2 英寸 c 面蓝宝石为衬底的 AlGa<sub>N</sub> 模板上构造 AlGa<sub>N</sub> 基日盲紫外 DBRs, 首先在 600°C 温度时, 生长一层 20nm 厚度的 AlN 原子核层, 接着温度上升至 1100°C 生长 990nm 厚度的 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 模板。最后, 在 1100°C 恒定温度生长 20 周期 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 三层 DBRs 结构, 这一过程没有斜坡处理。器件生长结构图如图 4-2-1 所示。

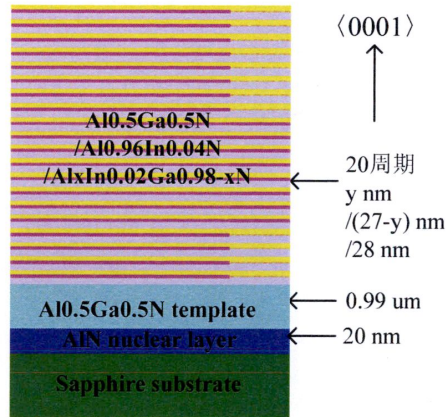


图 4-2-1 c 面三层 20 周期结构 DBR 生长结构图

DBR 器件生长中, 三层结构为  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{Al}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{N}/\text{Al}_x\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98-x}\text{N}$ , 其中  $x$  从 0.75 变化到 0.95, 采用传输矩阵方法计算的各层厚度分别是 16/11/28nm (考虑中心波长为 270nm 时对应在该层内的厚度要求)。

本文采用高分辨率 XRD (X-ray diffraction)、点到点校正二次离子质谱仪 (SIMS)、原子力显微镜 (atomic force microscopy) 和透射电镜 (transmission electron microscopy) 对 DBR 的结构特性进行了调查, 用紫外光谱分析仪测试了接近法线方向入射时的反射谱, 稍后会给出这些实验结果并作详细分析。

### 4.3 三层 DBRs 结构关键参数选择

#### 4.3.1 AlInN/AlGaN 厚度比的影响

考虑  $\text{Al}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{N}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  两层的不同厚度的情况, 本文计算了  $\text{Al}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{N}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  厚度比对 DBR 最大反射率的影响 (计算时  $x$  取平均值 0.85, 各层的折射率参数来自文献[16]、文献[17]和文献[18])。考虑止带内的不同吸收系数情况, DBR 最大反射率与  $\text{Al}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{N}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  厚度比的关系如图 4-2-2 所示 ( $a$  为止带内吸收系数)。当剩余吸收超过  $1 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ , 随着 AlInN 厚度增加, 最大反射率增加并达到峰值。而厚度继续增加时, 由于该四分之一波长堆栈等效折射率下降, 导致 DBR 中高低折射率层折算率差值变小, 降低了器件峰值反射率。

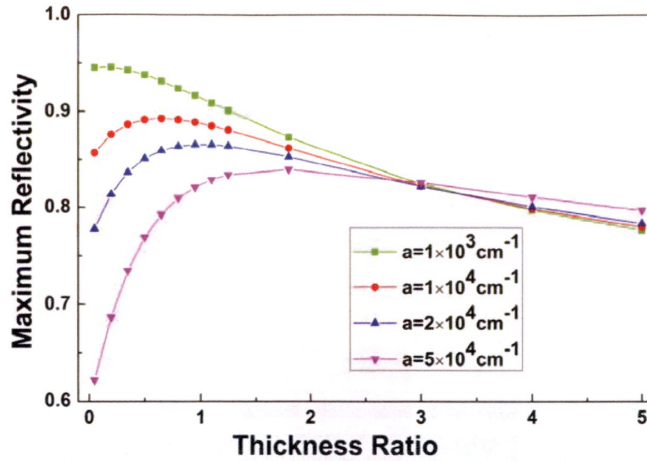


图 4-2-2 DBR 最大反射率与 Al<sub>0.96</sub>In<sub>0.04</sub>N / Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 厚度比的关系

由于晶格匹配、高低折射率层折射率对比、剩余吸收以及有效构造等因素，这种三层结构的日盲紫外 DBRs 的设计需要考虑折衷方案，根据图 4-2-2 结果，本文首次构造了一种 20 周期 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N/Al<sub>0.96</sub>In<sub>0.04</sub>N/Al<sub>x</sub>In<sub>0.02</sub>Ga<sub>0.98-x</sub>N 三层结构 DBR。为了减小由晶格失配引起的张力，在 DBR 的衬底上最先生长一层弛豫的 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 模板。DBR 结构剖视透射电镜图如图 4-2-3 所示，结构中各层分界明显、平坦度好。Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N、Al<sub>0.96</sub>In<sub>0.04</sub>N 和 Al<sub>x</sub>In<sub>0.02</sub>Ga<sub>0.98-x</sub>N 各层的厚度能精确测量分别为 16nm、10.9nm 和 27.6nm。图 4-2-3 中没有显示 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 模板的厚度（由 TEM 测量为 990nm）。

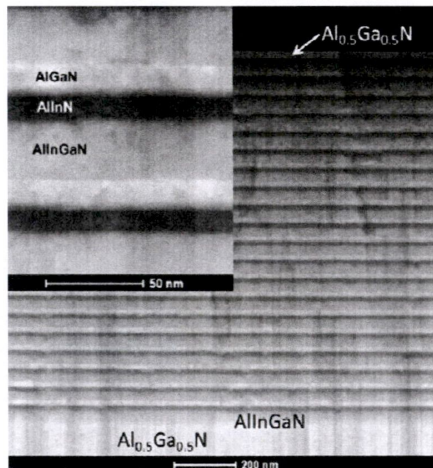


图 4-2-3 20 周期 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N/Al<sub>0.96</sub>In<sub>0.04</sub>N/Al<sub>x</sub>In<sub>0.02</sub>Ga<sub>0.98-x</sub>N 结构 TEM 剖视图

图 4-2-4 为 DBR 表面形态 AFM 图像，其形状为清晰的阶梯状，表明生长模式为阶梯生长。DBR 结构顶部为 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N，其最终的表面均方根粗糙度为

0.31nm (面积  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ )。

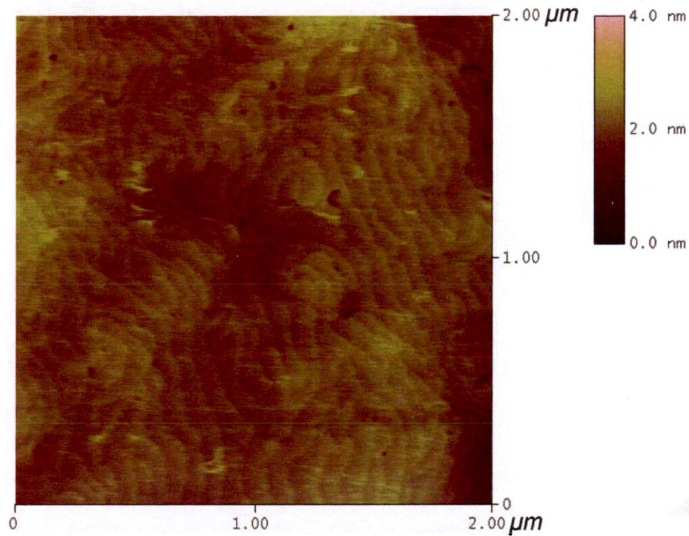


图 4-2-4 DBR 结构顶部 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 表面 AFM 图像

### 4.3.2 Al 组份的影响

DBR 结构中深度方向各组份分布由二次离子质谱 (Secondary Ion Mass Spectrometry) 测量, 如图 4-2-5 所示。图中显示了 III 族原子 (In, Ga 和 Al) 深度百分比分布, 在 AlGa<sub>n</sub> 和 AlInN 堆栈层内, Al 原子百分比分别为 50% 和 96.7%。同时, 在另一个堆栈 AlInGa<sub>n</sub> 层中, In 原子百分比是固定的、均匀分布的 (其值为 2%), Al 原子百分比沿生长方向从 75% 渐变为 95%。这种渐变 Al 组份结构的 AlInGa<sub>n</sub> 堆栈层同时也起到了 AlGa<sub>n</sub> 和 AlInN 层之间的过渡层作用, 补偿了后两者的晶格失配程度。图中也可看出, AlGa<sub>n</sub> 模板中 Al 原子的百分比为 50%。

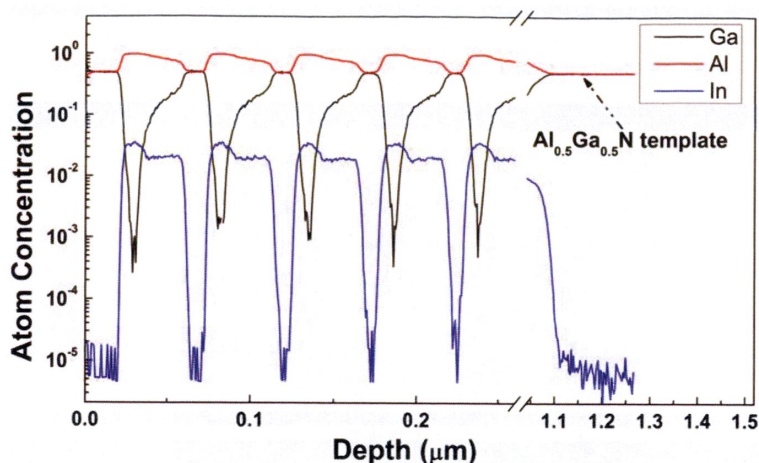


图 4-2-5 DBR 结构在深度方向各原子百分比分布 SIMS 图像

图 4-2-6 所示为  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}/\text{Al}_{0.96}\text{In}_{0.04}\text{N}/\text{Al}_x\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98-x}\text{N}$  三层结构 DBR 不对称 (105) 面反射倒易空间图像, 图中清晰显示了由三层周期结构引起的多级数卫星峰, 表明 DBR 结构周期性特点和平滑的界面, 与 TEM 图像结果一致。这些卫星峰包络曲线的最大反射值分别与  $\text{AlInN}$ 、 $\text{AlInGaN}$  和  $\text{AlGaN}$  晶格常数相对应。依据不对称面 (105) 最大反射值的位置可得到  $\text{AlGaN}$  和  $\text{AlInN}$  层的 Al 组份分别为 50% 和 96.5%, 这与 SIMS 图像中的结果是一致的。在  $Q_x$  方向,  $\text{AlGaN}$  模板层的最大反射值稍微有些差异, 这是由 DBR 生长过程中该模板由于晶格失配受到张力作用的结果。XRD 结果表明, 整个 DBR 结构中晶格常数是相对稳定的, 尽管  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  和  $\text{Al}_{0.965}\text{In}_{0.035}\text{N}$  两层之间的晶格失配相对较大, 但在较厚的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$  模板上获得了稳定生长。 $\text{AlInGaN}$  层作为晶格过渡层的设计产生了整个 DBR 结构稳定生长的结果。该过渡层能减少由于  $\text{AlInN}$  和  $\text{AlGaN}$  晶格失配产生的位错, 对实现高质量晶体起到积极作用。

图 4-2-6 中连续的卫星峰间隔周期为 54.6nm, 这与 TEM 图像中测量值 54.5nm 非常接近。使用 PANalytical 公司 X'Pert 型 X 射线分析仪进行了 x-ray 反射测试, 结果如图 4-2-7 所示 (蓝色为试验曲线, 红色为拟合曲线)。

采用铜靶  $K_\alpha$  射线源 ( $\lambda=0.15405 \text{ nm}$ ) 工作电压设置为 40kV, 电流 40mA。反射曲线的周期性振荡证实器件各界面良好的粗糙度和各层厚度多周期的一致性。使用 X'pert 软件拟合 x-ray 反射曲线得到的  $\text{AlGaN}/\text{AlInN}/\text{AlInGaN}$  周期厚度为 54.4 nm (16/11/27.4 nm), 界面粗糙度为 0.8 nm, 这与 TEM 结果基本一致。同时, 当 x-ray 射线入射角超过 1.5 度时, 拟合曲线中振荡峰比实验值下降得更快,

这表明生长的样品具有更好的界面平坦度。

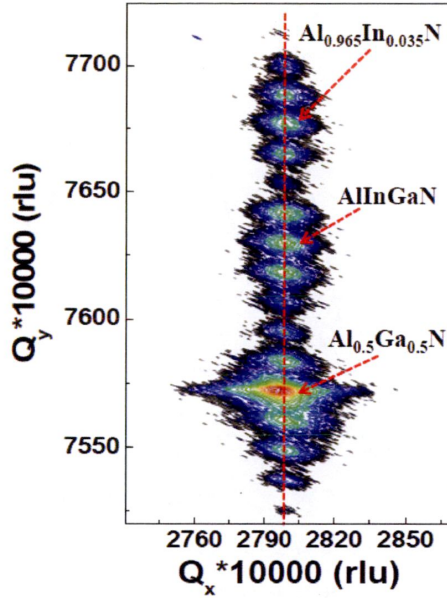


图 4-2-6 三层结构 DBR 不对称 (105) 面反射倒易空间图像

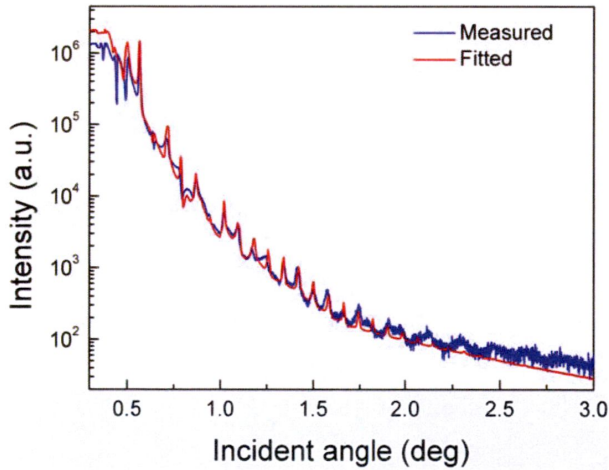


图 4-2-7 三层结构 DBR 的 x-ray 反射曲线

#### 4.4 仿真计算与实验结果分析

图 4-2-7 所示为 20 周期 AlGa<sub>n</sub>/AlInN/AlInGa<sub>n</sub> 三层结构 DBR 的反射谱曲线, 黑实线为实验测量值, 红色点划线和蓝色虚线分别为考虑剩余吸收和不考虑剩余

吸收时的仿真计算结果(仿真软件为 Matlab 7.0), 仿真结果与试验曲线拟合得到的吸收系数为  $7.35 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ 。

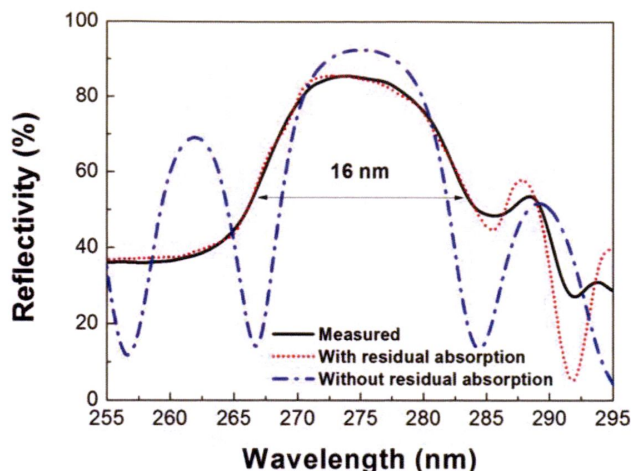


图 4-2-8 20 周期 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 三层结构 DBR 的反射谱曲线

实验测试时, 采用紫外光谱仪接近法线方向入射, 得到峰值反射率为 86%, 半高宽 FWHM (a full-width at half-maximum) 止带宽度为 16nm, 峰值波长为 274nm。尽管实验测试峰值反射率值很高, 但低于无剩余吸收时的仿真计算结果 (92.7%)。图中实验测试反射谱曲线止带的短波长一侧没有出现明显的振荡现象, 这是因为止带的短波长一侧存在明显的剩余吸收的结果, 这些剩余吸收也是造成反射率减小的主要原因。由于生长的周期结构界面平坦、表面光滑, 而且各层的厚度均匀, 获得了较高的晶体质量, 因此由晶体质量缺陷造成的光学散射损失几乎可以忽略。仿真计算时采用不同波长的不同折射率值来自于参考文献 [16]、[17]和[18]。适当增加 AlGa<sub>N</sub> 层 Al 组份和 AlInN 层 In 组份、优化 AlInN/AlGa<sub>N</sub> 厚度比将进一步提高 DBR 性能。

## 4.5 小结

本章首次提出了一种 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 三层周期结构的 AlGa<sub>N</sub> 基日盲紫外布拉格反射镜。通过在 Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>N 模板上构造一种三层 AlGa<sub>N</sub>/AlInN/AlInGa<sub>N</sub> 周期结构, 新结构中使用适当厚度的 AlInN 层有效减小了止带内的剩余吸收, 实现了中心波长在 274nm 处高反射率(高达 86%)。TEM

和 XRD 结果显示, 由于使用了渐变组份 AlInGaN 张力过渡层, 缓解由于 AlGaN 与 AlInN 之间晶格失配导致应力累积, 实现了原子级多周期平坦界面。从图 4-2-2 仿真结果看, AlInN 层的厚度存在最优化值, 需要折衷考虑剩余吸收减少和各堆栈层间折射率对比下降的矛盾。结果表明, 这种结构 DBR 在深紫外波长范围的 LED 和探测器等光学器件研究中将具备极高应用参考价值。

## 参考文献

- [1] B. S. Cheng, C. H. Chiu, M. H. Lo, Y. L. Wu, H. C. Kuo, T. C. Lu, Y. J. Cheng, S. C. Wang, and K. J. Huang, *IEEE Photonics Technology Lett.*, **23**, 10 (2011).
- [2] O. Mitrofanov, S. Schmult, M. J. Manfra, T. Siegrist, N. G. Weimann, A. M. Sergent, and R. J. Molnar, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 171101 (2006).
- [3] E. Feltin, J.-F. Carlin, J. Dorsaz, G. Christmann, R. Butté, M. Laügt, M. Hlegems, and N. Grandjean, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 051108 (2006).
- [4] M. Abid, T. Moudakir, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 051101 (2012).
- [5] T. Wang, R. J. Lynch, P. J. Parbrook, R. Butté, A. Alyamani, D. Sanvitto, D. M. Whittaker, and M. S. Skolnick, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 43 (2004).
- [6] S. W. Chen, T. C. Lu, and T. T. Kao, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics*, **15**, 3 (2009).
- [7] D. X. Wang, I. T. Ferguson, and J. A. Buck, *Appl. Optics*, **46**, 21 (2007).
- [8] 洪灵愿, 刘宝林, *集美大学学报 (自然科学版)*, **10**, 2 (2005).
- [9] C. H. Chen, S. J. Chang, Y. K. Su, G. C. Chi, J. K. Sheu, and J. F. Chen, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics*, **8**, 2 (2002).
- [10] L. L. Zhang, K. X. Dong, D. J. Chen, Y. L. Liu, J. J. Xue, H. Lu, R. Zhang, and Y. D. Zheng, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 242112 (2013).
- [11] W. Y. Lin, D. S. Wu, S. C. Huang, and R. H. Horng, *IEEE Trans. Electron Devices*, **58**, 1 (2011).
- [12] H. Y. Lin, K. J. Chen, et al., *Optics Express*, **23**, 3 (2015).
- [13] 侯仕东, 严高师, *量子电子学报*, **27**, 2 (2010).
- [14] 李逢君, 王涛, 姚建铨, *科学技术与工程*, **7**, 22 (2007).
- [15] K. J. Vahala, *Nature*, **424**, 839 (2003).
- [16] M. A. Mastro, J. D. Caldwell, R. T. Holm, R. L. Henry, and C. R. Eddy Jr, *Adv. Mater.* **20**, 115 (2008).
- [17] Y. B. Li, T. Tokizono, et al., *Adv. Funct. Mater.* **20**, 3972 (2010).
- [18] E. Feltin, G. Christmann, et al., *Electronics Lett.* **43**, 924 (2007).
- [19] J. Dorsaz, J. -F. Carlin, et al., *J. Appl. Phys.* **97**, 084505 (2005).

- [20] A. Dadgar, F. Schulze, et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5400 (2004).
- [21] L. Li, P. S. Lee, et al., *Adv. Mater.* **22**, 5145(2010).
- [22] A. R. K. Getty, A. David, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, 32 (2007).
- [23] C. G. Moe, Y. Wu, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, 32 (2007).
- [24] T. Wang, R. J. Lynch, et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 43 (2004).
- [25] J. Kuzmik, *IEEE Electron Device Lett.* **22**, 510 (2001).
- [26] G. Cosendey, J. -F. Carlin, et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 182111 (2011).
- [27] A. Minj, D. Cavalcoli, and A. Cavallin, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 132114 (2010).
- [28] R. B. Chung, F. Wu, et al., *J. Cryst. Growth*, **324**, 163 (2011).
- [29] C. Buchheim, R. Goldhahn, et al., *Phys. Stat. Sol (b)*. **242**, 13 (2005).
- [30] E. Sakalauskas, H. Behmenburg, et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 365102 (2010).
- [31] E. Sakalauskas, B. Reuters, et al., *J. Appl. Phys.* **110**, 013102 (2011).
- [32] D. Kapolnek, X. H. Wu, et al., *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1541 (1995).
- [33] S. Keller, S. Heikman, et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3449 (2001).
- [34] S. Nicolay, E. Feltin, et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 151902 (2006).
- [35] L. Li, L. A. Yang, et al., *J. Crystal Growth*, **387**, 1-5 (2014).
- [36] B. Leung, J. Han, and Q. Sun, *Phys. Stat. Sol. C*, **11**, 3-4 (2014).
- [37] N. Chaaben, J. Laifi, et al., *Materials Science in Semiconductor Processing*, **42**, 359-363 (2016).

## 第五章 基于深紫外 LED 光源的非视距 紫外通信应用平台研究

### 5.1 引言

在通过大气层时,太阳紫外辐射不仅由于氧气作用而滤去了其中的真空紫外成分,而且由于在对流层上部的臭氧层对 280~200nm 紫外线有强烈的吸收作用,这一波段紫外辐射在近地表面几乎不存在,形成所谓日盲区,使用这个波段的紫外线作为光通信,将大大提高通信的抗干扰能力。因此,以日盲波段紫外光为载波体的新一代通信系统由于低窃听率、高抗干扰性、全天候工作的优点而备受重视,特别受到各军事部门研究的重点关注。紫外光通信系统涉及到各个学科的知识,如信息的采集放大、编码解码、调制和解调、加密及协议等问题[1][2][3]。本文将重点讨论紫外通信系统中的紫外光源、接收探测器等关键元器件特性以及系统平台的搭建并给出实验结果,而与传统无线通信有着共通的内容不作过多说明。

### 5.2 非视距紫外通信系统组成

非视距紫外通信系统完整框图如图 5-2-1 所示,发射部分主要包含信息编码、光学调制与激励器、紫外光源、驱动电源及发射天线(含发射透镜)等,接收部分主要包含接收天线(含紫外光学探测器,有的系统也采用接收透镜和光学滤波片)、小信号放大、接收信息解码以及信息识别与显示等。本文的紫外通信系统只作原理验证,不包含发射和接收天线部分。

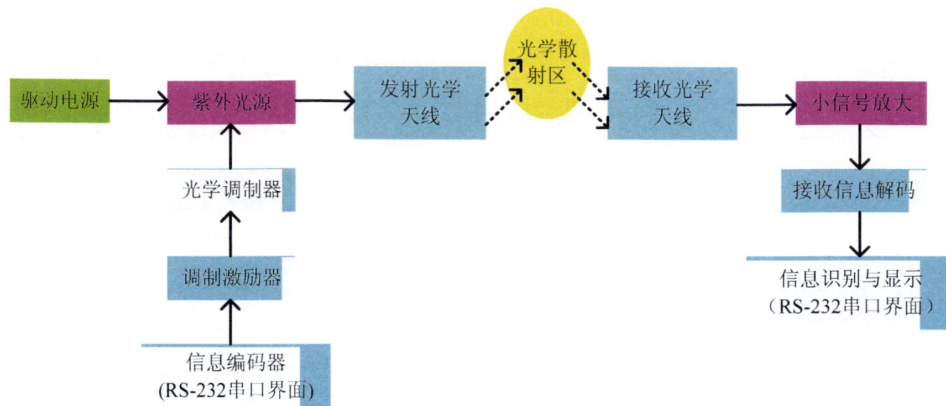


图 5-2-1 非视距紫外通信系统完整框图

### 5.3 紫外通信系统关键元器件特性

#### 5.3.1 紫外光源

光源是紫外通信系统的重要发射部件之一，其性能的优劣直接影响着整个通信系统的性能。光谱半高宽（Full Width at Half Maximum）越窄系统抗干扰能力越强，光功率越强系统有效通信距离越远。目前主要有三种紫外光源：紫外光激光器、紫外光灯和紫外 LED。

激光器用作紫外通信系统的光源时切换速率较低，并且造价高昂，寿命有限 [3]。相对激光器来说，给紫外光灯供电的电源轻巧易携带，但另一方面紫外光灯在使用时无法像激光器那样容易与接收端进行校准，需要利用准直透镜解决这个问题。尽管紫外光灯发出的光成散射状，利于紫外通信中光的非直视传输，但其工作在高压状态不适合高速调制，大大限制了系统的通信速率。

紫外 LED 光源近年来越来越多得到研究者关注，系统可以使用内调制方式对调制信号加载，利于提高调制速度，同时具有高带宽，低功耗，高可靠性和小体积的优势。紫外 LED 发出的光与紫外光灯发出的光一样，从空间上看都成散射状，同样利于紫外光非直视传输。虽然，紫外 LED 输出功率普遍非常低（单颗 LED 光功率 < 1mW），不能满足远距离通信的功率需求，但是多数实验者采用 LED 阵列来增加光功率，通信距离可达 100m。

本文选择金属外壳直插式封装的紫外 LED UVTOP270 作为光源，其电性能

特性见表 5-3-1 所示, I-V 曲线、L-I 曲线和出光方式分别如图 5-3-1、图 5-3-2 和图 5-3-3 所示。LED 的正向电压约为 6V, 脉冲工作状态设置正向电流较大时其输出峰值光功率可达数毫瓦 (连续工作状态输出峰值光功率接近 0.8mW)。

表 5-3-1 UVTOP270 紫外 LED 电学性能

参数	单位	最大额定值
直流功率消耗	mW	150 (TO-39)
连续正向电流	mA	30
脉冲正向电流 (工作比=1%, 工作频率=1kHz)	mA	200
正向电压	V	6
工作温度	℃	-30 to +55
储存温度	℃	-30 to +100

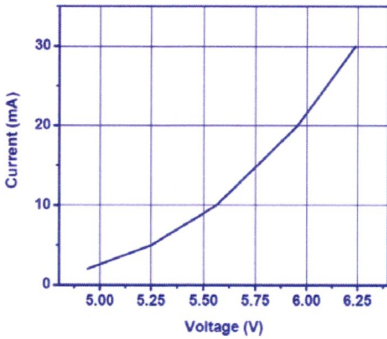


图 5-3-1 UVTOP270 I-V 曲线

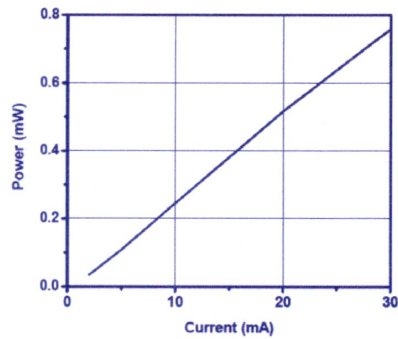


图 5-3-2 UVTOP270 L-I 曲线



图 5-3-3 UVTOP270 出光方式

### 5.3.2 紫外探测器

紫外光电探测器用于光电信号的转换, 其性能高低直接决定了解调系统的初

始输入信号的信噪比, 决定了系统灵敏度和通信距离。目前探测紫外光的元器件主要是光电倍增管和硅材料的紫外光电二极管, 这两种器件的光谱响应范围都较宽, 覆盖了从紫外到红外波段。使用这两种器件搭建通讯系统, 一般还要附加滤光装置, 使系统的工作波长小于 280nm。

光电倍增管(PMT)是一种可实现光电转换的真空电子管, 具有较高的增益, 能够在低光度环境下使用, 探测灵敏度高的特点, 还具有较大的有效光感应阴极面积、较快的冲击响应等优点, 它的探测范围覆盖紫外、近红外和可见光, 因而得到广泛应用。PMT 由光电发射阴极、聚焦电极、打拿极和电子收集电极(阳极)组成, 光电倍增管结构原理图如图 5-3-4 所示。如有光照射到倍增管阴极时, 阴极发射出光电子并迁移至第一打拿极上, 由于打拿极上涂有二次电子发射材料并加有高压, 当它受到一个光电子轰击时, 就能产生更多二次电子, 由于存在多个打拿极, 而每个打拿极之间又存在高压电位差使电子加速运动, 如此逐次增加, 产生越来越多的电子, 最后经过多次倍增后的电子用阳极收集并形成阳极倍增电流作为信号输出[7]。

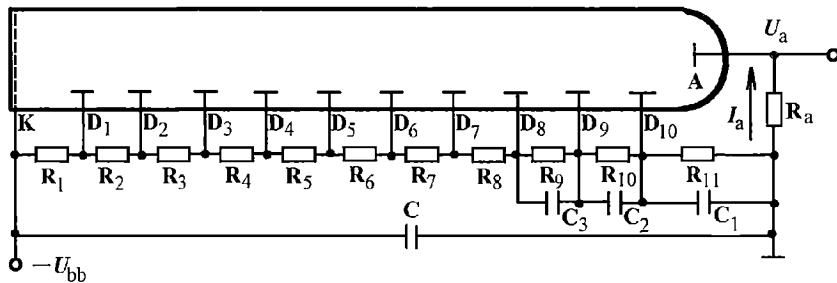


图 5-3-4 光电倍增管结构原理图

本文选用日本滨松公司 H10721 系列光电倍增管作为紫外探测器件, 其主要性能参数见表 5-3-2 所示。该器件内部包含一个金属封装的 PMT 和一个高压电源模块, 具有高增益、宽动态范围、暗电流小、低噪声和快速响应的特点。

表 5-3-2 光电倍增管 H10721-110 主要性能参数

参数	单位	典型值
光谱响应范围	nm	230 to 700
工作电压	V	4.5 to 5.5
最大输出电流	uA	100

有效感应面积	mm <sup>2</sup>	8
阴极照射灵敏度	mA/W	110
阳极照射灵敏度	A/W	$2.2 \times 10^5$
阳极暗电流	nA	10
上升时间	ns	0.57
纹波噪声	mV	0.3
工作温度	°C	+5 to +50
储存温度	°C	-20 to +50

## 5.4 紫外通信系统关键技术

紫外通信系统的设计涉及多个专业方面的工作,如半导体紫外 LED 光源、调制驱动技术、信息编码解码技术、小信号低噪声放大技术以及发射和接收光学天线设计等。本小节只简要介绍调制驱动方法与光电倍增管小电流信号低噪声放大。

### 5.4.1 紫外光源调制驱动技术

将一个携带编码信息的信号叠加到光载波上称为光调制,使光载波的某个参数随着调制信号的变化而变化。加载信息的受调制光经过信道传输后,再由接收端系统探测接收,经过小信号放大、解调得到所需通信信息。

按调制方法可分为:间接调制和直接调制。间接调制又被称为外调制,光信号经过光调制器达到实现对光波的频率、相位及幅度等进行调制,即是在光源的输出通路上外加调制器对光波进行调制,而不是直接对光源做调制。直接调制是指用电调制信号控制半导体光源的频率、光强等振荡参数,得到光调频波或者调幅波,因此这类调制又称为内调制。

由于外调制器结构复杂,在无线光通信中一般情况下都采用直接调制。常用的直接调制方式有调幅调制和调频调制两种。紫外光在传输过程中被大气分子吸收和强烈的散射特性,在无线光通信系统中使用调频调制效果比调幅调制效果要好,并且由于光电转换的非线性,使用脉冲方式比正弦波方式好,所以无线紫外光通信系统选用脉冲调频调制。

光载波调制基本原理简述如下,各表达式波形分别如图 5-4-1、图 5-4-2 和图 5-4-3 所示。

假设光波调制信号表达为:  $A + f(t)$  (5.4.1)

其中  $f(t) = A_m \cos(\omega_m t)$ 。

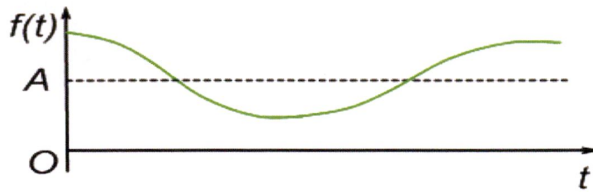


图 5-4-1 光波调制信号

光载波信号表达为:  $u_c(t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi_0)$  (5.4.2)

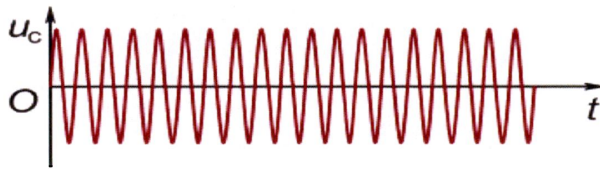


图 5-4-2 光载波信号

调制后信号为:  $u_s = [A + f(t)] \times u_c(t)$  (5.4.3)

将式 (5.4.1) 和式 (5.4.2) 代入式 (5.4.3) 得:

$$u_s = A \cos \omega_c t + \frac{A_m}{2} \cos(\omega_c + \omega_m)t + \frac{A_m}{2} \cos(\omega_c - \omega_m)t$$

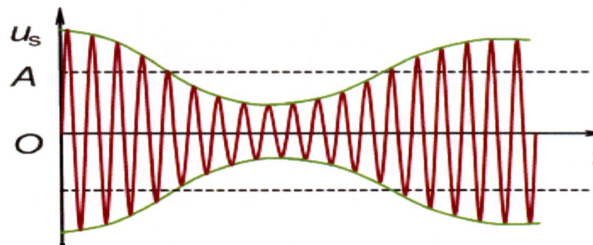


图 5-4-3 受调制光波信号

调制器模型如图 5-4-4 所示。

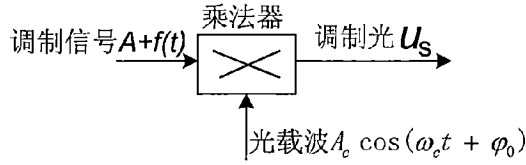


图 5-4-4 调制器模型

本文采用的调制驱动电路如图 5-4-5 所示。PC 机串口编码信号经过 MAX232 电平转换芯片，将标准 RS-232 串口电平转换为 TTL 电平信号，经过专用 MOS 管驱动芯片 TC4427 控制后级 MOS 管 Q 导通或关断。此时，MOS 管作为固态电子开关使用，当 Q 开通时，紫外 LED 关闭，不发光；当 Q 关闭时，紫外 LED 导通工作，呈发光状态。这样，串口编码信号对 LED 发出的紫外光起到了调制作用。

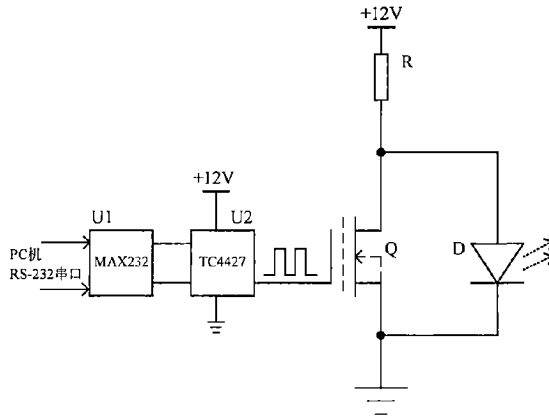


图 5-4-5 调制驱动电路

### 5.4.2 光电倍增管小电流信号低噪声放大技术

根据光电倍增管的参数，其最大输出电流为 100uA，通信系统设计中其最小输出电流实际估算为 1uA，该值对应了系统通信距离和灵敏度。图 5-4-6 中电阻 R1 将该电流转换为电压输出至比较器 LM358 的正端，负端设置的比较门限为 200mV，电阻 R1 取值为 200mV/1uA=200kΩ，电容 C 用于滤除高频噪声，取值为 10pF。

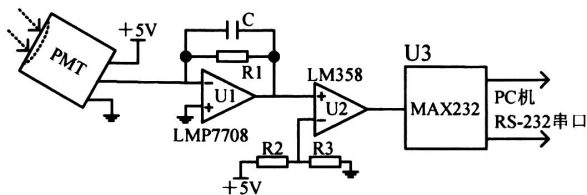
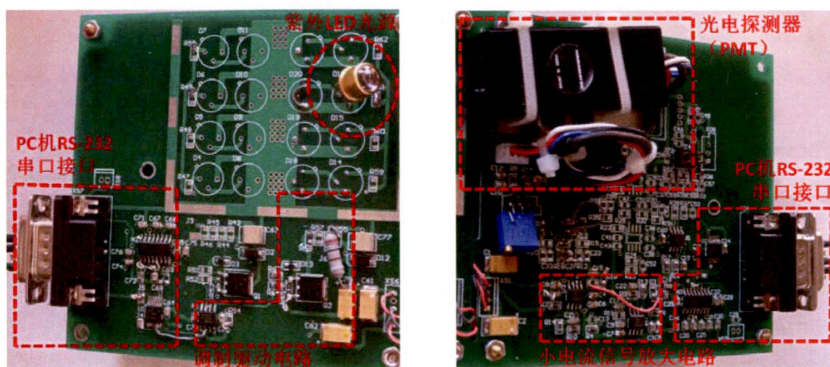


图 5-4-6 小电流信号低噪声放大电路

放大后的编码信号经过比较器转换为 TTL 电平, 由 MAX232 芯片转换为标准 RS-232 串口电平发送给 PC 机界面作信息解码与显示。

### 5.5 实验结果与分析

本文研制的非视距紫外通信验证系统实物如图 5-5-1 所示, 各功能单元均在图中有详细说明。



a) 调制驱动发射单元

b) 接收放大单元

图 5-5-1 非视距紫外通信验证系统

PC 机 RS-232 串口编码、解码和显示界面如图 5-5-2 所示。系统可靠工作在 115200bps 波特率, 当发送数据为 aa 时, 串口数据测试波形如图 5-5-3 所示, 通道 1 为发送端波形, 通道 2 为接收端波形, 两者存在 2us 的延迟时间, 这是由于整个紫外通信系统传输链路上产生的总延时, 包含滤波电容、器件响应时间和光波散射等产生的各类延时时间。

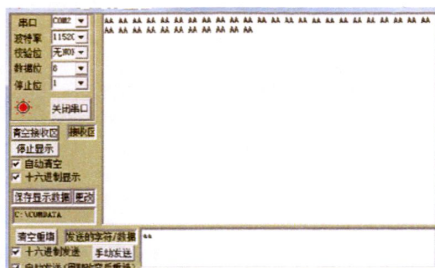


图 5-5-2 串口编码、解码和显示界面

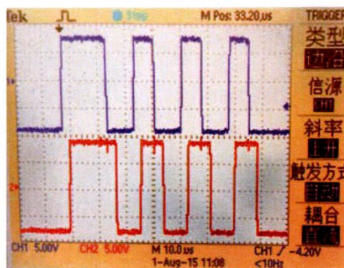


图 5-5-3 发射和接收的串口数据波形

## 5.6 小结

本章通过分析非视距紫外通信系统组成, 针对系统中关键器件特性设计制作了串口电平转换电路、调制驱动电路和小电流信号采集放大电路等, 实现了利用紫外光散射传输的通信系统, 系统可在 115200bps 波特率下可靠工作, 为紫外光源的应用提供了可借鉴平台。

## 参考文献

- [1] R. J. Drost and B. M. Sadler, *Semicond. Sci. Technol.*, **29**, 084006 (2014).
- [2] R. J. Drost, B. M. Sadler, and G. Chen, *Optics Express*, **23**, 12 (2015).
- [3] Y. Zuo, H. F. Xiao, J. Wu, X. B. Hong, and J. T. Lin, *IEEE 23rd International Symp. Personal, Indoor and Mobile Radio Communications, PIMRC*, 1682-1686 (2012).
- [4] Z. Y. Xu, G. Chen, F. Abou-Galala, and M. Leonardi, *Proc. of SPIE (Free-Space Laser Communications VII)*, **6709**, 67090Y (2007).
- [5] Z. Xu and B. M. Sadler, *IEEE Commun. Mag.* **46**, 67-73 (2008).
- [6] 李军雨, 吴晗平, 吕照顾, 梁宝雯, 李旭辉, *激光与红外*, **44**, 10 (2014).
- [7] 刘金龙, 左勇, 张文博, 伍剑, *光电子技术*, **31**, 3 (2011).
- [8] Y. Jiao and L. Bai, *Asia-Pacific Conf. Anten. Propagation*, **3rd**, 753-756 (2014).
- [9] 谭生其, 王平, 杨志清, *通信技术*, **44**, 10 (2011).
- [10] M. A. El-Shimy and S. Hranilovic, *IEEE J. Lightwave Technology*, **33**, 11 (2015).
- [11] G. Chen, L. C. Liao, Z. N. Li, R. J. Drost, and B. M. Sadler, *International Symp. Comm. Systems, Networks & Digital Sign (CSNDSP)*, **9th**, 904-909 (2014).

## 第六章 结论

AlGa<sub>N</sub> 基深紫外 LED 器件在许多领域均有广泛应用前景, 比如环境保护、医疗设备和紫外杀菌等方面, 然而其发光功率和效率一直以来达不到可商业应用的程度。究其原因, 主要是制备材料的生长质量不高、没有合适的生长模板、器件生长结构不合理等方面因素限制。为提高深紫外 LED 器件的光功率, 需对 AlGa<sub>N</sub> 基 PIN 结构 LED 的基本材料特性及各区域结构优化等进行深入的讨论和分析。本文围绕 AlGa<sub>N</sub> 基深紫外 LED 器件, 从理论仿真和实验两方面展开研究, 主要研究成果如下:

1、提出了一种有源区为 6 周期多量子阱 (MQWs) 的 PIN 结构深紫外 LED, 并优化了器件参数。通过对 p 型 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层厚度和 Al 组份的仿真优化, 得出增加 p 型 AlGa<sub>N</sub> EBL 厚度将增强电子阻挡作用, 但会导致接触电阻增加, 加大器件正向电压。同样, 增加 p 型 AlGa<sub>N</sub> 电子阻挡层 Al 组份也可以加强电子阻挡作用, 提高器件发光强度, 但是由于该层阻挡有源区电子泄漏的同时, 也增加了对空穴注入的阻止, 降低了 p 型层垂直电导率。因此, 电子阻挡层厚度和 Al 组份的选取上都需要折衷。

2、研究了采用 AlN/GaN 或者 AlN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 超晶格结构的 p 型层的作用。这种结构有效提高了 p 型区空间平均空穴浓度, 增加了发光强度, 但是器件 p 型层垂直电导率依然不高, 器件正向电压仍然较大。

3、创新提出了一种极化增强型 DUV LED 新结构, 并对极化掺杂结构的 DUV LED 器件进行了详细讨论, 分析比较了极化掺杂结构 p 型层 LED 与传统结构 p 型层 LED 的电致发光性能。由于渐变组份层的极化作用, 提高了高 Al 组份 p 型 AlGa<sub>N</sub> 层中受主离化率, 并且使得 p 型层价带更平滑利于空穴向有源区的注入, 获得了更高的空穴浓度。但是在多量子阱最后垒层, 由于极化作用导致最后垒层导带沿生长方向向下弯曲, 在靠近最后垒层的渐变组份最高 Al 组份层导带沿反方向向下弯曲。这两种情况降低了 p 型层的电子阻挡作用。

4、首次提出了一种故意提高多量子阱最后垒层 Al 组份的结构, 将最后垒层 Al 组份提高至与最高 Al 组份渐变层相同, 此时由于极化作用最后垒层导带将沿生长方向向上弯曲, 提高了有源区电子势垒, 增强了电子阻挡效果, 增加了有源

区电子空穴浓度, 并且该层不再存在电子累积。另外, 在这种结构的最后垒层价带进一步平滑, 减小了空穴向有源区注入的势垒, 增加了有源区空穴浓度。通过这种改进获得了更高的电子空穴辐射复合率和更大的电致发光强度。

5、对 N 面极化掺杂结构 DUV LED 器件作了初步探讨, N 面极化掺杂结构中, 由于极化场与外加正向电压产生电场相同, 增加了垒层总电场, 促进了电子空穴向阱层的注入, 阱内获得了更高的电子空穴浓度。相比 Ga 面极化掺杂结构, N 面极化掺杂结构器件获得了更高的发光强度。虽然这种结构的 p 型层 Al 组份沿生长方向逐渐增大, 起到了中心发光波长光学透明层作用, 减小了光学吸收, 但是这种结构也存在电子阻挡作用减弱的问题, 产生了明显的更短波长的寄生发光, 恶化了发光光谱纯度。

6、首次构造了一种三层 AlGaIn/AlInN/AlInGaIn 周期结构实现了 274nm 中心波长处高反射率 (达 86%)。实验结果显示, 采用渐变组份 AlInGaIn 四分之一波长堆栈层, 使 DBR 结构的界面平滑。与仿真计算值相比, 剩余吸收降低了峰值反射率。这种剩余吸收通过引入近晶格匹配 AlInN 层缓解, 同时该层又作为 AlGaIn 四分之一波长堆栈层的厚度补偿层。结果表明, 这种结构 DBR 在深紫外波长范围获得了较高的峰值反射率和带宽, 在深紫外 LED 光学器件研究中具备极高应用参考价值。

7、基于深紫外 LED 光源, 研究了深紫外 LED 的大电流高速调制驱动技术和微弱紫外光信号接收与低噪声放大技术。实现了高速调制紫外光源的安培级大电流驱动能力和微瓦量级紫外光功率的高速连续检测能力, 为扩展用于 LED 阵列的驱动和远距离高速非视距通信奠定了基础。基于深紫外 LED 光源和光电倍增管探测器设计制作了一个非视距紫外通信验证平台, 实现了利用紫外光学器件的非视距无线通信应用。

## 致 谢

本论文是在导师陈敦军教授的悉心指导下完成的，陈老师严谨治学的态度及认真工作的态度一直感染着我，这是我在攻读博士期间收获的最宝贵财富，也慢慢培养了我认真对待问题，仔细挖掘问题，合理思考解决问题的本领，这将使我受益终身。在此，谨向陈老师表示由衷的感谢和最崇高的敬意！

在校学习期间，还得到了张荣教授、韩平教授、陆海教授、谢自力教授、陈鹏教授、刘斌教授、修向前教授、顾书林教授、叶建东教授的亲切关怀和帮助，在此向他们表示深深的感谢！

感谢实验室的同学们：贾秀玲、汤寅、雷建明、董燕、黄翔宇、蔡青、游海帆以及已毕业的黄义、董可秀、薛俊俊、刘燕丽、邵振广、宫能安、徐浩、马继昭等，感谢他们在学习和生活中给予的帮助、支持与交流。

最后感谢我的家人和朋友对我的学习、生活的支持及鼓励！

昌建军

2016年2月于南京大学

## 攻读博士学位期间发表的文章

- 1、**Jianjun Chang**, Dunjun Chen, Lianhong Yang, Yanli Liu, Kexiu Dong, Hai Lu, Rong Zhang, and Youdou Zheng, High-Quality Crystal Growth and Characteristics of AlGaN-Based Solar-Blind Distributed Bragg Reflectors with a Tri-layer Period Structure, *Scientific Reports*, **6**, 29571(2016).
- 2、**Jianjun Chang**, Dunjun Chen, Junjun Xue, Kexiu Dong, Bin Liu, Hai Lu, Rong Zhang, and Youdou Zheng, AlGaN-Based Multiple Quantum Well Deep Ultraviolet Light-Emitting Diodes With Polarization Doping, *IEEE Photonics Journal*, **8**, 1(2016).
- 3、Guofeng Yang, **Jianjun Chang**, Jin Wang, Qing Zhang, Feng Xie, Junjun Xue, Dawei Yan, Fuxue Wang, Peng Chen, Rong Zhang, Youdou Zheng, Performance enhancement of AlGaN-based ultraviolet light-emitting diodes by tailoring polarization in electron blocking layer, *Superlattices and Microstructures*, **83**, pp: 1-8 (2015).
- 4、Yang Guofeng, **Chang Jianjun**, Zhao Jianli, Tong Yuying, Xie Feng, Wang Jin, Zhang Qing, Huang HongJuan, Yan Dawei, Investigation of light output performance for gallium nitride-based light-emitting diodes grown on different shapes of patterned sapphire substrate, *Materials Science in Semiconductor processing*, **33**, pp: 149-153 (2015).