

渐变型量子阱垒层厚度对 GaN 基双波长 发光二极管发光特性调控的研究*

陈峻¹⁾²⁾ 范广涵^{2)†} 张运炎²⁾

1) (广东工业大学实验教学部, 广州 510006)

2) (华南师范大学光电子材料与技术研究所, 广州 510631)

(2012 年 1 月 16 日收到; 2012 年 3 月 4 日收到修改稿)

采用软件理论分析的方法对渐变型量子阱垒层厚度的 InGaN 双波长发光二极管 (LED) 的载流子浓度分布、能带结构、自发发射谱、内量子效率、发光功率及溢出电子流等进行研究. 分析结果表明, 增大量子阱垒层厚度会影响空穴在各量子阱的注入情况, 对双波长 LED 各量子阱中空穴浓度分布的均衡性及双波长发光光谱的调控起到一定作用, 但会导致内量子效率严重下降; 而当以特定的方式从 n 电极到 p 电极方向递减渐变量子阱垒层厚度时, 活性层量子阱的溢出电子流得到有效的控制, 双发光峰强度达到基本一致, 同时芯片的内量子效率下降得到了有效控制, 且具备大驱动电流下较好的发光特性.

关键词: GaN, 数值模拟, 双波长发光二极管, 内量子效率

PACS: 85.60.Jb, 85.50.-n, 87.15.A-, 78.60.Fi

1 引言

近年来, GaN 基发光二极管 (LED) 在照明、图像显示等领域发挥着越来越重要的作用, 高效率、高亮度、大功率 LED 器件应用得到了较快发展^[1-12]. 传统 LED 的发光机理通常有单色 LED 芯片激发荧光粉发光机理和红绿蓝三色 LED 混色发光机理, 前面一种机理对荧光粉要求较高, 荧光粉长时间工作的老化将使得发光衰减问题严重; 而后一种机理的问题是复杂的驱动电路使得量子效率随着温度和驱动电流的变化产生较大损失. 随着 LED 外延片制备技术的不断发展和对其发光机理研究的不断深入, 一种新型无荧光粉的双波长或多波长 LED 引起了科研工作者的广泛关注. 这种芯片有别于传统的 LED 的制备方法, 是在同一个

芯片中生长出多个活性层的叠加结构^[13-16], 每个活性层由不同光波段的量子阱构成, 其发出的不同波长的光混色得到所需要的色光, 通过控制电极所加的电流、电压来控制各个不同活性层的发光强度, 具有驱动电路简单、发光寿命长、光电转化效率高特点.

与传统 LED 一样, GaN 基双波长 LED 中也存在着不少技术难题. 如内量子效率下降问题已经成为近年来的研究热点. 目前很多研究人员就内量子效率下降的机理及其改进措施提出了多种方法, 例如, Shei 等人^[17]报道了 GaN 基 LED 中空穴的迁移率要比电子低一个数量级大小, 因此芯片活性层中载流子的辐射复合速率将主要由空穴浓度在各量子阱中的分配比例决定; David 等人^[18]则报道了电子阻挡层使得空穴注入困难, 载流子辐射复合通常主要发生在最接近 p 电极的量子阱中; Kim 等

* 国家自然科学基金 (批准号: 61176043), 广东省战略性新兴产业专项资金 (批准号: 2010A081002005) 和广东省教育部产学研结合计划 (批准号: 2010B090400192) 资助的课题.

† E-mail: gfan@scnu.edu.cn

人^[19]提出了强烈的极化效应使得能带严重倾斜,从而导致大量电子从 p 型层溢出; Li 等人^[20]报道了量子阱中载流子分布的不均衡会导致不同波长的发光强度严重不一致. 在本文的工作中, 为了增强双波长 LED 的发光特性和改善大驱动电流下严重的内量子效率下降问题, 对双波长 LED 的发光机理进行软件模拟研究. 深入讨论渐变型量子阱垒层厚度对双波长 LED 的发光光谱、内量子效率和发光功率等发光特性所起的作用, 并利用能带结构、载流子浓度分布、溢出电子流及辐射复合速率等对 LED 发光机理进行讨论.

2 理论模型和器件结构

APSYS (advanced physical models of semiconductor devices) 半导体器件模拟软件^[21]利用二维有限元分析方法, 以求解载流子的泊松方程

$$\begin{aligned} & -\nabla \cdot \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{dc}}{q} \nabla V \right) \\ & = -n + p + N_D(1 - f_D) \\ & \quad - N_A f_A + \sum_j N_{tj}(\delta_j - f_{tj}) \end{aligned} \quad (1)$$

和电流连续方程

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot J_n - \sum_j R_n^{tj} - R_{sp} - R_{st} - R_{Au} + G_{opt}(t) \\ & = \frac{\partial n}{\partial t} + N_D \frac{\partial f_D}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot J_p + \sum_j R_p^{tj} + R_{sp} + R_{st} + R_{Au} - G_{opt}(t) \\ & = -\frac{\partial p}{\partial t} + N_A \frac{\partial f_A}{\partial t} \end{aligned} \quad (3)$$

为基础, 得到 LED 器件电学与光学特性. 方程(1)—(3)中, ∇V 为电场, ε_{dc} 为相对介电常数, n 和 p 分别为电子浓度与空穴浓度, N_D 和 N_A 分别为浅层施主掺杂浓度与受主掺杂浓度, f_D 和 f_A 分别为电子占据施主与空穴占据受主杂质的概率, J_n 和 J_p 分别是电子流密度和空穴流密度 ($J_n = n\mu_n \nabla E_{Fn}$, $J_p = p\mu_p \nabla E_{Fp}$, 其中 μ 为迁移率, E_F 为准费米能级), R_n^{tj} 和 R_p^{tj} 分别为通过边界上第 j 个深能级时单位体积内电子和空穴的复合速率, R_{sp} 为自发辐射复合速率, R_{st} 为受激辐射复合速率, R_{Au} 为俄歇复合速率 ($R_{Au} = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2)$), 其中 C_n 和 C_p 均为材料的俄歇系数, 其值取决于材料本身,

为常数, n_i 为本征载流子浓度), $G_{opt}(t)$ 代表光产生率, N_{tj} 为第 j 个肖克莱-里德-霍尔 (SRH) 深能级陷阱的密度; f_{tj} 为电子占据第 j 个深能级陷阱的概率, $\delta = 1$ 代表施主, $\delta = 0$ 代表受主.

载流子的传输机理包含了电子和空穴在器件内部的漂移和扩散. LED 活性层载流子总的复合速率包括了自发辐射复合速率、缺陷所造成的 SRH 非辐射复合速率和俄歇复合速率, 其方程为

$$R_{Total}(n) = An + Bn^2 + Cn^3, \quad (4)$$

其中, A, B, C, n 分别代表 SRH 非辐射复合系数、辐射复合系数、俄歇复合系数和载流子密度^[22,23]. 因此, 总的注入电流 I 可以表示为辐射复合电流 I_{rad} 、非辐射复合电流 I_{nr} 、俄歇复合电流 I_{Au} 以及漏电流 I_{leak} 之和.

在处理含应力的 InGaN 量子阱导带和价带能级时, 为了简化能级计算, 在能带结构求解上忽略了导带和价带的能级之间的耦合作用, 分别采用抛物带模型^[24]和有效质量近似模型^[25]. InGaN 与 AlGaIn 的能带间隙可以用下列方程表示^[26]:

$$\begin{aligned} & E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) \\ & = xE_g(\text{InN}) \\ & \quad + (1-x)E_g(\text{GaN}) - 4.1x(1-x), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) \\ & = xE_g(\text{AlN}) \\ & \quad + (1-x)E_g(\text{GaN}) - 0.7x(1-x), \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $E_g(\text{InN})$, $E_g(\text{AlN})$ 和 $E_g(\text{GaN})$ 分别为 InN (0.78 eV), AlN (6.25 eV) 和 GaN (3.51 eV) 材料的能隙^[27].

在 InGaN LED 中, 考虑内建极化效应机理^[28-30]. 总的极化电场强度为自发极化电场强度和压电极化电场强度之和. 下面给出在模拟中所使用的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料极化效应公式.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料和 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料中的自发极化强度为

$$\begin{aligned} P_{sp}(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) & = -0.0413 \cdot x - 0.0339 \cdot (1-x) \\ & \quad + 0.0378 \cdot x \cdot (1-x), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} P_{sp}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) & = -0.0898 \cdot x - 0.0339 \cdot (1-x) \\ & \quad + 0.0191 \cdot x \cdot (1-x). \end{aligned} \quad (8)$$

In_xGa_{1-x}N 材料和 Al_xGa_{1-x}N 材料中的压电极化强度为

$$P_{pz}(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x \cdot P_{pz}(\text{InN}) + (1-x) \cdot P_{pz}(\text{GaN}), \quad (9)$$

$$P_{pz}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x \cdot P_{pz}(\text{AlN}) + (1-x) \cdot P_{pz}(\text{GaN}), \quad (10)$$

其中

$$P_{pz}(\text{InN}) = -1.373 \cdot \varepsilon + 9.541 \cdot \varepsilon^2, \quad (11)$$

$$P_{pz}(\text{GaN}) = -0.918 \cdot \varepsilon + 9.541 \cdot \varepsilon^2, \quad (12)$$

$$P_{pz}(\text{AlN}) = -1.808 \cdot \varepsilon + 5.642 \cdot \varepsilon^2, \quad \varepsilon < 0, \quad (13)$$

$$P_{pz}(\text{AlN}) = -1.808 \cdot \varepsilon - 7.888 \cdot \varepsilon^2, \quad \varepsilon > 0, \quad (14)$$

ε 为外延薄膜层与基板间的应变

$$\varepsilon = (a_{\text{sub}} - a)/a, \quad (15)$$

其中, a_{sub} 为基板晶格常数, a 为外延薄膜晶格常数. 以上方程按照有限元方法在空间离散后形成非线性方程组, 然后用求解非线性方程组的方法, 如牛顿迭代法进行求解. 本文采用 Crosslight 公司的半导体器件模拟专业软件 APSYS 进行数值计算, 该软件具有数值稳定和计算速度高的特点.

本文研究的 GaN 基双波长 LED 原始器件结构 (结构 A) 如表 1 所示, LED 生长在 c 面蓝宝石衬底上, 从下到上依次为厚度为 3 μm 的 n 型 GaN 层 (n 型掺杂浓度为 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)、活性层 I、间隔层、活性层 II、厚度为 0.03 μm 的 p 型 Al_{0.07}Ga_{0.93}N 电子阻挡层 (p 型掺杂浓度为 $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$)、厚度为 0.15 μm 的 p 型 GaN 层 (p 型掺杂浓度为 $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). 每个活性层都包括两量子阱层及其垒层, 活性层 I 以 In_{0.18}Ga_{0.82}N 为阱层材料、活性层 II 以 In_{0.11}Ga_{0.89}N 为阱层材料, 厚度均为 2.2 nm. 量子阱的垒层和间隔层为 GaN 材料, 厚度均为 0.009 μm . 器件的几何尺寸为 300 $\mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ 的正方结构. 为了对量子阱活性层中的载流子浓度分布的均衡性进行调控, 并提高 LED 的发光特性和改善效率下降等问题, 本文设计了另外三种外延结构, 分别是结构 B、结构 C 和结构 D, 除了量子阱垒层厚度以不同的方式变化之外, 其他的器件参数与结构 A 相同. 在结构 B 中, 活性层 I、活性层 II 的量子阱垒层和间隔层厚度均设定为 0.019 μm ;

在结构 C 中, 从 n 电极到 p 电极方向递增渐变各活性层量子阱垒层厚度, 活性层 I 的垒层厚度设定为 10 nm 和 15 nm, 活性层 II 的垒层厚度分别为 15 nm 和 20 nm, 间隔层的厚度设定为 10 nm; 在结构 D 中, 从 n 电极到 p 电极方向递减渐变各活性层量子阱垒层厚度, 活性层 I 的垒层厚度设定为 15 nm 和 10 nm, 活性层 II 的垒层厚度分别为 10 nm 和 5 nm, 间隔层的厚度设定为 25 nm. 器件设计工作温度为 300 K, 光提取效率设定为 0.78. 本文数值模拟的大部分参数选择与文献 [31] 相同, 材料器件的相关参数与文献 [27] 一致.

表 1 器件结构 A

p-GaN, 0.15 μm , $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
p-Al _{0.07} Ga _{0.93} N, 0.03 μm , $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
活性层 II In _{0.11} Ga _{0.89} N/GaN
间隔层 GaN, 0.009 μm
活性层 I In _{0.18} Ga _{0.82} N/GaN
n-GaN, 3 μm , $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

3 结果与讨论

虽然载流子浓度, 发光强度和复合速率等会随电流大小而变化, 但是根据计算, 量子阱垒层及间隔层厚度的变化对 LED 产生的一系列作用, 在其他大小的电流下与在 60 mA 电流下大体趋势相同. 由于篇幅限制, 本文选取 60 mA 作为代表, 并结合大驱动电流下 LED 光电特性进行补充说明论证. 如果没有特别说明, 芯片的电子和空穴浓度分布图、自发发射谱图和辐射复合速率均是在 60 mA 驱动电流下得到的结果.

图 1 给出的是四种不同结构的 LED 活性层能带. 从图中可以发现, 由于 InGa_N 量子阱中强烈的极化效应所形成的三角形势垒致使 n 区的导带比 p 区高, 这与 Park 等人得到的结果一致 [32], 能带倾斜会导致严重的电子泄漏. 相对于空穴而言, GaN 基材料的电子有效质量较小并且具有较高的迁移率, 因而可以轻易越过 AlGa_N 电子阻挡层所形成的势垒, 导致电子阻挡不充分. 从图 1(a), (b) 和 (c) 中可以看出, 极化场导致的能带倾斜使得电子阻挡层的

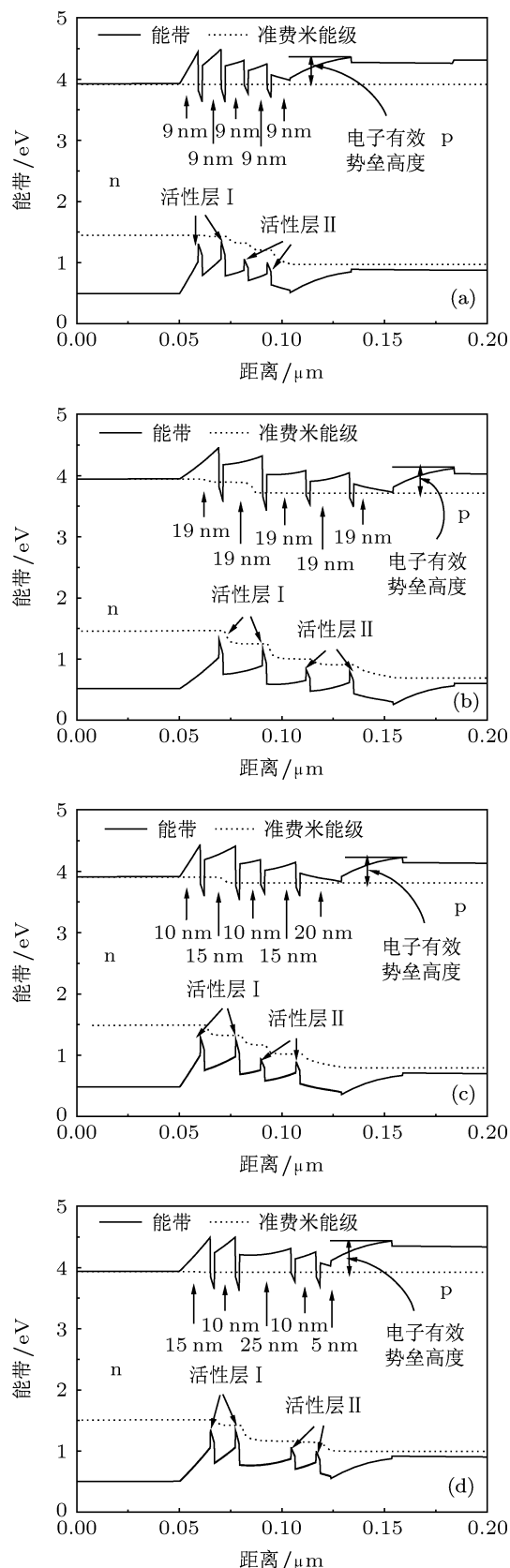


图1 LED 活性层量子阱能带结构 (a) 结构 A; (b) 结构 B; (c) 结构 C; (d) 结构 D

有效势垒高度较低, 特别是图 1(b) 中仅为 390 meV, 电子可以轻易越过势垒, 从而在 p 型层产生严重的

电子溢出. 而图 1(d) 的结构 D 由于采用递减渐变量子阱垒层厚度结构, 使导带倾斜有效减弱, 有效电子势垒高度达到 540 meV, 远大于结构 A、结构 B 和结构 C, 从而对溢出电子流进行有效的阻挡.

图 2 给出的是活性层电子浓度和空穴浓度分布. 从图 2(a) 可以看出, 在不同量子阱垒层结构的情况下, 各量子阱电子浓度基本一致, 没有明显改变. 由于氮化物中电子较小的有效质量和较大的迁移率, 改变垒层的厚度对电子在各量子阱中浓度分布并不会造成显著的影响. 从电子的溢出情况可以看出, 结构 B 与结构 C 的溢出电子流比结构 A 有一定程度的增加, 而结构 D 的溢出电子流则较结构 A 下降了近两个数量级. 这说明采用递减渐变型量子阱垒层厚度结构能降低 LED 活性层量子阱的电子溢出.

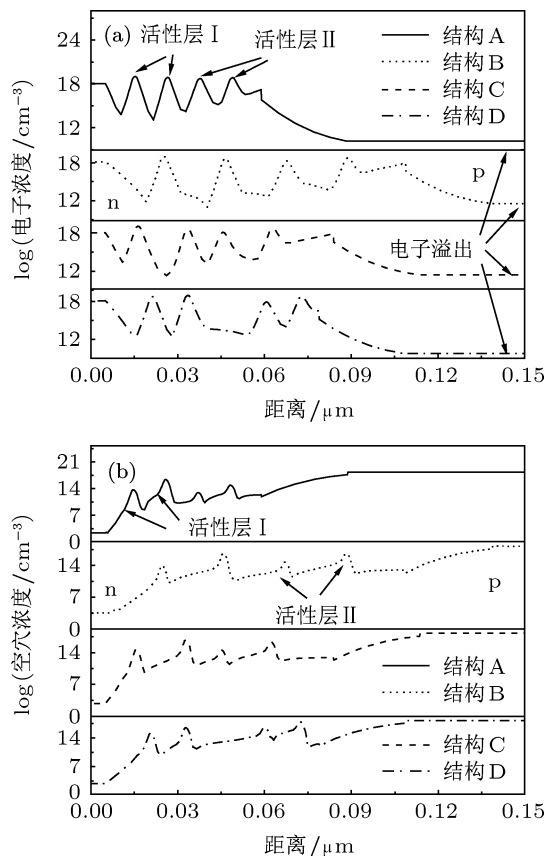


图2 LED 载流子浓度分布 (a) 电子浓度分布; (b) 空穴浓度分布

从图 2(b) 中可以看出, 量子阱垒层厚度的变化对量子阱的空穴浓度分布有非常显著的影响. 在量子阱垒层厚度均为 0.009 μm (结构 A) 时, 活性层 I 和活性层 II 的空穴浓度分布非常不均衡, 活性层 II 虽然处于靠近 p 型层 (空穴注入层) 的有利位置,

但由于活性层 I 中量子阱的 In 组分远远高于活性层 II 的量子阱, 具有较深的阱深和较强的空穴限制能力, 从而使其平均空穴浓度比活性层 II 大近两个数量级. 随着量子阱垒层厚度增加到 $0.019 \mu\text{m}$ (结构 B) 时, 空穴的分布均衡性有所改善, 两个活性层的空穴浓度分布基本达到一致. 可见, 由于空穴较大的有效质量和较低的迁移率, 增大量子阱垒层厚度会对距离 p 型层较远的量子阱的空穴注入产生一定的阻碍作用, 从而平衡了空穴在两个不同 In 组分量子阱中的浓度比例关系.

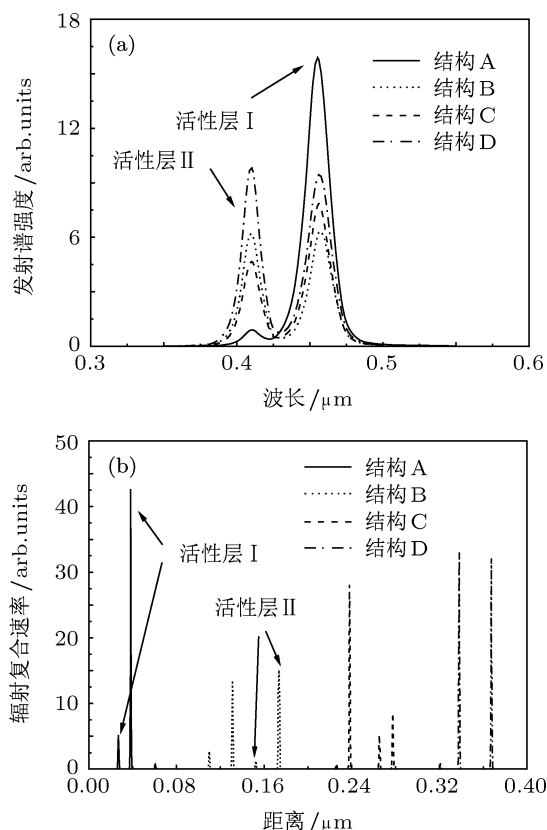


图 3 LED 自发发射谱和辐射复合速率分布 (a) 自发发射谱; (b) 辐射复合速率分布 (横轴为错位作图方式)

图 3 所示的是不同量子阱垒层结构的 LED 自发发射谱强度及活性层辐射复合速率分布 (图 3(b) 采用横轴错位作图的方式为了更好的对比分析, 并未改变原始参数). 从图 3(a) 中可以看出, 结构 A 中活性层 I 的量子阱所发的 $0.45 \mu\text{m}$ 的发光峰强度是活性层 II 的量子阱所发的 $0.41 \mu\text{m}$ 发光峰强度的 17 倍之多. 同时从图 3(b) 发现, 结构 A 中的活性层 I 辐射复合速率非常大, 而活性层 II 的辐射复合速率小到基本观测不到. 并结合图 2(b) 可知, 空穴浓度在不同活性层分布的不均衡会导致双发光峰值差别较大. 随着量子阱垒层厚度增大到 $0.019 \mu\text{m}$

(结构 B), 活性层 I 和活性层 II 的发光峰强度达到基本一致, 从图 3(b) 中也可以发现两个活性层的辐射复合速率基本相同, 但其发光峰值和辐射复合速率值均较低. 可见, 结构 B 虽然能对双波长发光峰值和空穴浓度分布的均衡性起到一定的调控作用, 但由于其溢出电子流的增大 (见图 2(a)), 从而导致发光峰值较低. 与结构 B 类似, 结构 C 中也存在溢出电子流增大的情况, 这使得发光峰较弱, 而其量子阱空穴浓度分布的不均匀使得其活性层 I 的辐射复合速率大于活性层 II. 和前面三种结构不同的是, 在结构 D 中发现, 其溢出电子流大大降低使得参与辐射复合的载流子明显增多, 活性层的辐射复合速率得到有效增强, 发光峰值较大, 均衡的空穴浓度分布使得双发光峰值基本达到一致. 具备较好的发光特性.

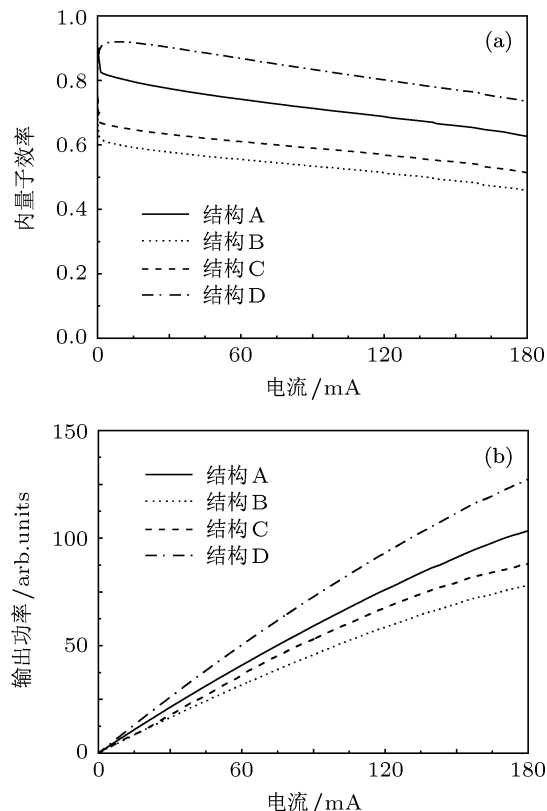


图 4 LED 内量子效率和输出功率随电流变化 (a) 内量子效率; (b) 输出功率

从图 4(a) 可以看出, 不同量子阱垒层结构的 LED 内量子效率随驱动电流增大均呈现下降趋势, 这是目前 GaN 基量子阱 LED 中存在的一个技术难题. 从图 4(a) 中可以发现, 60 mA 驱动电流下, 结构 A 的内量子效率为 0.74, 结构 B 下降到 0.55, 结构 C 为 0.61, 结构 D 则达到四种结构中的最

大值 0.87. 当驱动电流增加到 180 mA 时, 结构 D 的效率仍然可达 0.74, 与其内量子效率峰值 0.92 (12 mA) 相比, 效率下降仅为 18.7%, 而结构 A, B 和 C 的效率下降分别达到 24.4%, 25.8% 和 23.9%. 可见, 采用结构 D 能够有效的缓解大驱动电流下的效率下降的问题. 从图 4(b) 中可以看出, 在较小的驱动电流 (20 mA) 以下, 不同量子阱垒层结构的发光功率区别并不明显, 但随着驱动电流的增加, 结构 D 的发光功率明显高于其他三种结构, 具备大驱动电流下较好的发光特性.

4 结论

通过分析不同量子阱垒层结构的双波长 LED 活性层的能带结构、载流子浓度分布、自发发射谱、发光功率及内量子效率随电流变化发现, 当所有量子阱垒层厚度一致, 增加其厚度时, 靠近 p 型

层的活性层量子阱垒层对空穴的阻挡作用加强, 使得远离 p 电极的活性层量子阱浓度下降, 这对不同 In 组分的量子阱中空穴浓度的比例分布起到一定的调控作用, 但同时使得芯片溢出电子流有一定程度的增大, 降低了芯片的内量子效率并使得效率下降的情况变得更加严重. 而采用渐变型量子阱垒层厚度, 从 n 电极到 p 电极方向递增渐变和递减渐变获得的效果大不相同, 采用递增渐变结构并不能有效调控空穴浓度的分布均衡性和改善效率下降问题, 而采用特定的递减渐变结构则明显的增加了电子阻挡层的有效势垒高度, 大大降低了量子阱的溢出电子流, 从而使得内量子效率得到了较大的提高, 效率下降问题也得到一定程度的改善, 该结构还能有效的调控不同活性层中空穴浓度分布的均衡性, 使得 LED 的双发光峰值达到基本一致, 且具备较高的发光强度和大驱动电流下较好的发光特性.

- [1] Mathew C, Schmid T, Kim K C, Hitoshi S, Natalie F, Hisashi M, Shuji N, Steven P D, James S S 2007 *Jpn.J.Appl.Phys.* **46** L126
- [2] Zhang G Y, Tong Y Z, Yang Z J, Jin S X, Li J, Gan Z Z 1997 *Appl.Phys.Lett.* **71** 3376
- [3] Luo Y, Guo W P, Shao J P, Hu H, Han Y J, Xue S, Wang L, Sun C Z, Hao Z B 2004 *Acta Phys.Sin.* **53** 2720 (in Chinese) [罗毅, 郭文平, 邵嘉平, 胡卉, 韩彦军, 薛松, 汪莱, 孙长征, 郝智彪 2004 物理学报 **53** 2720]
- [4] Zhang G Y, Yang Z J, Tong Y Z, Qin Z X, Hu X D, Chen Z Z, Ding X M, Lu M, Li Z H, Yu T J, Zhang L, Gan Z Z, Zhao Y, Yang C F 2003 *Opt. Mater.* **23** 183
- [5] Zhu L H, Cai J F, Li X Y, Deng B, Liu B L 2010 *Acta Phys.Sin.* **59** 4996 (in Chinese) [朱丽虹, 蔡加法, 李晓莹, 邓彪, 刘宝林 2010 物理学报 **59** 4996]
- [6] Chen J F, Wang W X, Liu S H, Ren Z X 1998 *Acta Phys.Sin.* **47** 1592 (in Chinese) [陈俊芳, 王卫乡, 刘颂豪, 任兆杏 1998 物理学报 **47** 1592]
- [7] Liu N X, Wang H B, Liu J P, Niu N H, Han J, Sheng G D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1424 (in Chinese) [刘乃鑫, 王怀兵, 刘建平, 牛南辉, 韩军, 沈光地 2006 物理学报 **55** 1424]
- [8] Zhu H Y, Huang C H, Zhang G, Wei Y, Huang L X, Chen J, Chen W D, Chen Z Q 2007 *Opt. Commun.* **270** 296
- [9] Luo M C, Wang X L, Li J M 2003 *J. Cryst. Growth* **249** 1
- [10] Zhu H N, Xu Z, Zhao S L, Zhang F J, Kong C, Yan G, Gong W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8093 (in Chinese) [朱海娜, 徐征, 赵凌玲, 张福俊, 孔超, 闫光, 龚伟 2010 物理学报 **59** 8093]
- [11] Zheng Q H, Yin Y A, Zhu L H, Liu B L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 222104
- [12] Li M C, Qiu Y X, Liu G J, Wang Y T, Zhang B S, Zhao L C 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 094903
- [13] Yamada M, Narukawa Y, Mukai T 2002 *Jpn. J. Appl. Phys.* **41** L246
- [14] Damilano B, Grandjean N, Pernot C, Massies J 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** L918
- [15] Zhang Y Y, Fan G H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 018502 (in Chinese) [张运炎, 范广涵 2011 物理学报 **60** 018502]
- [16] Zhang Y Y, Fan G H, Zhang Y, Zheng S W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 028503 (in Chinese) [张运炎, 范广涵, 章勇, 郑树文 2011 物理学报 **60** 028503]
- [17] Shei S C, Sheu J K, Tsai C M, Lai W C, Lee M L, Kuo C H 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 2463
- [18] David A, Grundmann M J, Kaeding J F, Gardner N F, Mihopoulos T G, Krames M R, Mihopoulos T G, Krames M R 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 053502
- [19] Kim M H, Schubert M F, Qi D, Jong K K, Schubert F, Joachim P 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 183507
- [20] Li Y L, Gessmann T, Schubert E F, Sheu J K 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2167
- [21] Simon L Z 1998 *Crosslight* (Burnaby: Crosslight Software Inc.)
- [22] Piprek J, Nakamura S 2002 *IEE Proc.-Optoelectron.* **149** 145
- [23] Thahab S M, Hassan H A, Hassan Z 2007 *Opt. Express* **15** 2380
- [24] Chuang S L, Chang C S 1997 *Semico. Sci. and Technol.* **12** 252
- [25] Chuang S L, Chang C S 1996 *Phys. Rev. B* **54** 2491
- [26] Piprek J 2003 *Semiconductor Optoelectronic Devices* (San Diego: Academic Press) p43
- [27] Vurgaftman I, Meyer J R 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 3675
- [28] Goano M, Bellotti E, Ghillino E, Garetto C, Ghione G, Brennan K F 2000 *J.Appl.Phys.* **88** 6476

- [29] Bernardini F, Fiorentini V, Vanderbilt D 1997 *Phys. Rev. B* **56** 10024
[30] Fiorentini V, Bernardini F, Ambacher O 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 1204
[31] Kuo Y K, Chang J Y, Tsai M C, Yen S H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 011116
[32] Schubert M F, Xu J, Kim J K, Schubert E F, Kim M H, Yoon S, Lee S M, Sone C, Sakong T, Park Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 041102

The investigation of performance improvement of GaN-based dual-wavelength light-emitting diodes with various thickness of quantum barriers*

Chen Jun¹⁾²⁾ Fan Guang-Han^{2)†} Zhang Yun-Yan²⁾

1) (Experimental Teaching Center, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

2) (Institute of Opto-Electronic Materials and Technology, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

(Received 16 January 2012; revised manuscript received 4 March 2012)

Abstract

The electrical and optical characteristics of GaN-based dual-wavelength light-emitting diodes (LEDs) with the specific design of various thick barriers are investigated numerically. The simulation results show that the thickness of barrier plays a regulatory role in emission spectrum of the dual-wavelength LED. The internal quantum efficiency droop is improved and the two peaks of spectrum become uniform due to the thickness of barriers gradually decreasing from the n-side to the p-side in a specific way. The balanced distribution of carrier concentration and the enhancement of electron confinement could be the major physical mechanism behind these improvements. It is also shown that the better optical performance is achieved at the large current injection level.

Keywords: GaN, numerical simulation, dual-wavelength light-emitting diodes, internal quantum efficiency

PACS: 85.60.Jb, 85.50.-n, 87.15.A-, 78.60.Fi

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 61176043), the Fund for Strategic and Emerging Industries of Guangdong Province, China (Grant No. 2010A081002005), and the Program of Combination of Production and Research by Guangdong Province and Ministry of Education of China (Grant No. 2010B090400192).

† E-mail: gfan@senu.edu.cn