

文章编号:1001-9014(2007)04-0251-05

# 氮化物耦合量子阱中的二次谐波产生极化率： 压电与自发极化效应

张立

(广州番禺职业技术学院 电子与机械系, 广州 番禺 511483)

**摘要:**理论考察了存在强内建电场的纤锌矿 GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 耦合量子阱体系的二次谐波产生(SHG)特性, 结果发现共振 SHG 系数达到了 10<sup>-7</sup> m/V 的量级, SHG 系数对耦合量子阱的结构与掺杂组份呈现非单调的依赖关系. 结果还表明, 通过选择小尺寸垒宽与大尺寸阱宽的耦合量子阱, 并适当降低掺杂组份, 可在氮化物耦合量子阱中获得较强的 SHG 极化率.

**关键词:**密度矩阵方法; 氮化物耦合量子阱; 内建电场; 二次谐波产生  
**中图分类号:** O431.2 **文献标识码:** A

## SECOND-HARMONIC GENERATION SUSCEPTIBILITIES OF A NITRIDE COUPLING QUANTUM WELL: EFFECTS OF PIEZOELECTRICITY AND SPONTANEOUS POLARIZATION

ZHANG Li

(Department of Mechanics and Electronic, Panyu Polytechnic, Panyu 511483, China)

**Abstract:** The second-harmonic generation (SHG) susceptibility of a wurtzite GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N coupling quantum well (CQW) with strong built-in electric field was theoretically investigated. The calculated results reveal that the resonant SHG coefficients reach the order of magnitude of 10<sup>-7</sup> m/V and the SHG coefficients are not monotonic functions of the well width, barrier width and the doped concentration of the CQW systems. Our results also show that a strong SHG coefficient can be obtained in the nitride CQW by choosing optimized structural parameters and doped fraction.

**Key words:** density-matrix method; nitride coupling quantum well; built-in electric field; second-harmonic generation

### 引言

过去几年里,氮化镓(GaN)基半导体异质结体系及相关光电子器件吸引了人们持续研究的兴趣,这种探索努力背后的驱动力主要来源于高效率的短波长光源(如绿光、蓝光以及紫光发光二极管、激光器)及高温高频量子器件,能基于 GaN 基异质结体系实现<sup>[1-8]</sup>.

相对于已经熟知的砷化镓(GaAs)基半导体材料, GaN 基材料具有宽的可调带隙、强的原子键特性,以及大的压电系数与自发激发效应等特性,因此氮化物半导体材料的非线性光学特性正引起人们的

高度重视<sup>[3-8]</sup>. 基于标准的非线性光学理论,为了获得强的偶次阶非线性光学效应,人们需要构建一个非对称的量子受限势体系<sup>[9-13]</sup>. 在以往广泛研究的 GaAs 基立方晶体量子阱中,获得非对称受限势的方案通常有两种:一是采用先进的晶体生长技术,如 MOCVD、MBE 等,掺入不同的杂质组份,从而得到组份非对称量子受限体系<sup>[9]</sup>;另一种方法是在对称的量子阱体系上施加静电场来破坏体系的中心反演对称性,这样来获得非对称的量子系统<sup>[10-13]</sup>,而且这些方案已经被相关实验所证实<sup>[11]</sup>. 众所周知,所有的 III 族纤锌矿氮化物异质结构中均存在强的宏观自发极化与较大的压电系数,极化率在界面处的

收稿日期:2006-06-20, 修回日期:2007-01-15

Received date: 2006-06-20, revised date: 2007-01-15

基金项目:国家自然科学基金(60276004 与 60390073)和广州市属高校科技(2060)资助项目

作者简介:张立(1976-),男,湖北松滋人,北京大学在读博士生,广州番禺职业技术学院机电系讲师,主要从事低维半导体材料中的非线性光学以及电-声子相互作用等方面的理论研究.

急剧变化将产生大量极化电荷,这直接导致体系出现强的内建电场<sup>[14,15]</sup>.在通常使用的 GaN/InGaN 应变量子阱的[0001]方向上,内建电场的强度粗略估计达到 MV/cm 的量值<sup>[14]</sup>.这样即使没有施加外部电场,如此强的内建电场也会自发破坏对称结构 GaN 基量子阱的受限势.因此,在氮化物量子阱中,人们期望获得强的二阶非线性光学极化率.

实际上,基于氮化物体系存在的强内建电场自发破坏受限势对称性的思想,许多研究小组尝试考察了 GaN 基量子阱结构中的光整流(OR)、SHG、非线性光吸收及光折射率等二阶非线性光学特性<sup>[3-8]</sup>.然而,上面提到的理论工作<sup>[3,4]</sup>都只处理了纤锌矿氮化物单量子阱中的二阶非线性光学特性.最近,Shi 的研究小组<sup>[14,15]</sup>提出了 GaN 基耦合量子阱模型.而且,在考虑了纤锌矿氮化物半导体异质结强的自发激化与大的压电效应的情况下,此体系的内建电场模型也已被成功建立.相对于单量子阱,耦合氮化物量子阱对载流子受限性质具备更多的可调参数(如量子阱的宽度、中间势垒的宽度及以材料的掺杂组份等).因此, GaN 基耦合量子阱的非线性光学特性可望获得较大数量级,并可能展示出许多新的特点.为了简单起见,在本文中我们仅考虑耦合氮化物量子阱体系的二次谐波产生特性.

### 1 理论方法

考虑一个 GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 耦合氮化物量子阱体系(参见图 1),z 方向选择为纤锌矿晶体的 c-轴方向.异质结界面分别位于 z = ±z<sub>1</sub>, ±z<sub>2</sub> (z<sub>2</sub> > z<sub>1</sub>),这样耦合量子阱的阱宽表示为 L<sub>w</sub> = z<sub>2</sub> - z<sub>1</sub>,中间的势垒宽度表示为 L<sub>b</sub> = 2z<sub>1</sub>.为简单起见,我们假设两边的势垒宽度为无穷大.在有效质量近似框架下,体系的哈密顿量写为

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) + V(z) \quad (1)$$

其中

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & |z| > z_2 \\ qF^{\text{InGa}}(z+z_2) & z_1 \leq -z \leq z_2 \\ q[F^{\text{InGa}}L_w + F^{\text{GaN}}(z+z_2)] + V_0 & |z| \leq z_1 \\ q[F^{\text{InGa}}(z+2L_w-z_2) + 2F^{\text{GaN}}z_1] & z_1 \leq z < z_2 \end{cases} \quad (2)$$

在方程(2)中,我们选取 A 点作为势能的零点, V<sub>0</sub> 为 GaN/InGaN 异质结的导带不连续性, F<sup>InGa</sup> 与 F<sup>GaN</sup> 分别为由于自发激化与压电效应在阱层与垒层中引起的内建电场强度,它们的具体形式在文献<sup>[14]</sup>

中给出.

在壳层波函数近似下,借助于两个 Airy 函数 Ai(x) 与 Bi(x),关于哈密顿量(1)的 Schrödinger 方程能被精确求解,从而得到耦合量子阱中单电子的本征波函数 Φ<sub>n, k̄</sub>(r̄),即

$$\Phi_{n, \vec{k}}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}) U_c(\vec{r}) \Phi_n(z) = \exp(i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}) U_c(\vec{r}) \begin{cases} a_1 \exp(k_1 z) & z < -z_2 \\ a_i \text{Ai}(k_i z) + b_i \text{Bi}(k_i z) & z \in C_i \\ a_i \exp(k_i z) & z > z_2 \end{cases} \quad (3)$$

其中 k̄<sub>∥</sub> 与 r̄<sub>∥</sub> 是电子在 xy 平面的波矢量与坐标, U<sub>c</sub>(r̄) 是导带底(k̄=0) Bloch 函数的周期部分, C<sub>i</sub> (i=2,3,4) 分别表示区域 [-z<sub>2</sub>, -z<sub>1</sub>], [-z<sub>1</sub>, -z<sub>1</sub>] 及 [z<sub>1</sub>, z<sub>2</sub>]. 耦合量子阱在 z 方向上的分立电子能量本征值 E<sub>n</sub> 可通过电子束缚态的标准边界条件进行数值求解.这样,相应于波函数 Φ<sub>n, k̄</sub>(r̄) 的电子总能量 ε<sub>n, k̄</sub> 由下式给出

$$\varepsilon_{n, \vec{k}_{\parallel}} = E_n + \frac{\hbar^2}{2m^*} |\vec{k}_{\parallel}|^2 \quad (4)$$

接下来我们简单引入所考察模型中的二次谐波产生极化率的解析公式.考虑一个单模光场 E(t) = Ēexp(-iωt) + Ē\*exp(iωt) 入射到耦合氮化物量子系统.采用如文献<sup>[3,4,9-13]</sup>中类似的密度矩阵方法,对子带内跃迁的三能级系统,可得到体系的 SHG 极化率的解析表达式<sup>[9,12]</sup>,

$$\chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{q^3 \mu_{12} \mu_{23} \mu_{31} \rho_s}{\varepsilon_0 (E_{31} - 2\hbar\omega + i\hbar\Gamma_0) (E_{21} - \hbar\omega + i\hbar\Gamma_0)} \quad (5)$$

其中, ρ<sub>s</sub> 是量子阱中电子的密度, E<sub>ij</sub> = ε<sub>i, k̄<sub>∥</sub></sub> - ε<sub>j, k̄<sub>∥</sub></sub> 是同一子带内两个不同电子态间本征能量差, μ<sub>ij</sub> 为非对角耦合矩阵元,它定义为 μ<sub>ij</sub> = |⟨φ<sub>i</sub>(z)|z|φ<sub>j</sub>(z)⟩|, (i, j = 1, 2, 3). 如果入射光子能量 ħω 近似满足耦合量子阱的固有能级差,即共振条件 ħω ≈ E<sub>31</sub>/2 ≈ E<sub>21</sub>, SHG 极化率系数将获得最大值(共振或峰值 SHG 系数),它由下式给出,

$$\chi_{2\omega, \text{max}}^{(2)} = \frac{q^3 \mu_{12} \mu_{23} \mu_{31} \rho_s}{\varepsilon_0 (\hbar\Gamma_0)^2} \quad (6)$$

### 2 数值结果与讨论

我们以典型的 In<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>N/GaN 氮化物耦合量子阱为例进行了数值计算.需要指出的是,高掺杂将会导致量子阱受限势的再分布,一般采用求解 Schrödinger 方程与 Poisson 方程自洽处理<sup>[16]</sup>.但当 In 掺杂组分小时(x < 0.35),许多研究者对量子阱的势采用固定势的处理方法,而且它能给出与实验相

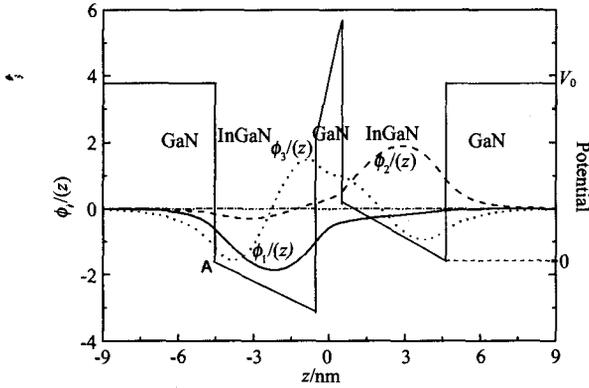


图1 纤锌矿 GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 耦合量子阱 z 方向上的势剖面及基态、第一激发态与第二激发态电子的波函数  
Fig. 1 Potential profile and wave-functions of ground-state, the first-excited state and the second-excited state in z-direction of a wurtzite GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N coupling quantum well

当符合的结果<sup>[14,15]</sup>。下面,我们首先讨论了耦合量子阱体系的电子本征能量特点,进一步分析 SHG 系数对耦合量子阱结构及掺杂浓度之间的依赖关系特点。计算中采用的 In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN 量子阱内建电场参数来源于文献<sup>[14]</sup>。另外,体系电子的面密度及电子的弛豫率分别选取为<sup>[3,6]</sup>: $\rho_s = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\Gamma_0^{-1} = 100\text{fs}$ 。

为了清楚了解内建电场对结构对称的纤锌矿耦合量子阱的受限势及电子波函数的影响,我们在图 1 中不仅绘出了体系受限势形状,而且还给出了 z 方向上电子基态  $\phi_1(z)$ , 第一激发态  $\phi_2(z)$  与第二激发态  $\phi_3(z)$  的波函数示意分布图。从中看出,尽管耦合量子阱的结构尺寸是对称的,但由于存在强的内建电场,体系受限势的中心反演对称性被打破了<sup>[14,15]</sup>。基态电子波函数主要分布在左侧阱内,第一激发态波函数则主要局域在右侧阱中,而第二激发态波函数又主要分布在左阱,但在右阱中也有较大的分布几率,这样就导致有较大的非对角耦合矩阵元  $\mu_{ij}(i, j = 1, 2, 3, i \neq j)$ 。例如通过计算发现,当阱宽与垒宽分别为  $L_w = 6.5 \text{ nm}$ 、 $L_b = 1 \text{ nm}$  时,几何因子  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$  达到近  $200 \text{ \AA}^3$  的量值,这对在氮化物纤锌矿耦合量子阱体系中获得较强的 SHG 系数是十分有利的。

在图 2 中,我们给出了前 3 个电子本征态能量  $E_i(i = 1, 2, 3)$  随耦合量子阱的结构参数与掺杂浓度变化的关系图。从中可以看到,除了基态能量  $E_1$  随这些参数的增加呈现单调递减的变化特征外,其它激发态的能量  $E_2$  和  $E_3$  与结构参数与掺杂浓度之间存在复杂的依赖关系。例如在图 2(a) 中,在阱宽为

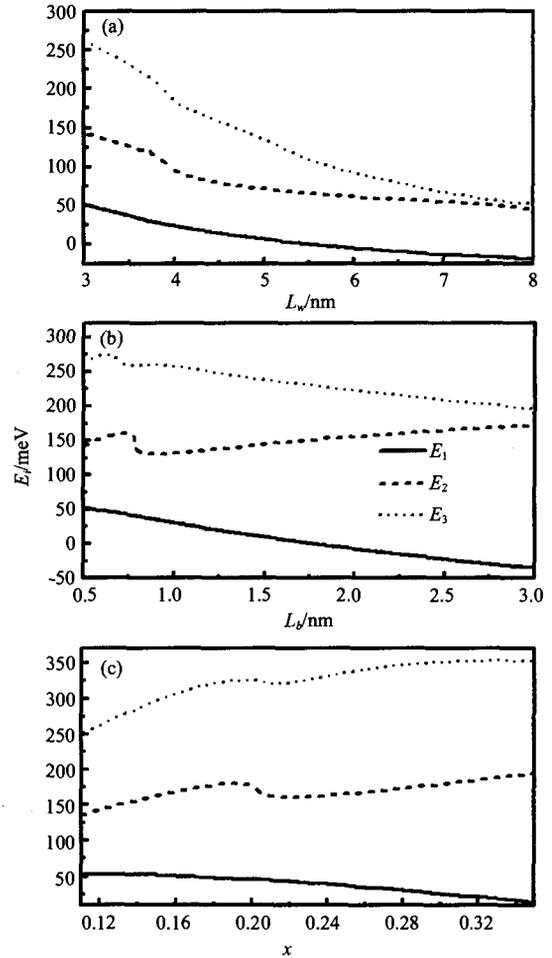


图2 电子本征态能量  $E_i(i = 1, 2, 3)$  随耦合量子阱的阱宽  $L_w$  [图(a)]、中间垒宽  $L_b$  [图(b)] 及掺杂浓度  $x$  [图(c)] 变化的函数曲线

Fig. 2 Electronic eigen-energies  $E_i(i = 1, 2, 3)$  as functions of the well-width  $L_w$  [ Fig. 2 (a) ], the barrier-width  $L_b$  [ Fig. 2 (b) ], and the doped concentration  $x$  [ Fig. 2 (c) ] of the wurtzite coupling quantum well

4.0 nm 处,激发态的能量  $E_2$  和  $E_3$  有轻微的波动;在图 2(b) 中,当垒宽约为 1.60 nm 处,  $E_2$  和  $E_3$  曲线上存在拐点;而在图 2(c) 中,在 In 的掺杂浓度为 0.21 左右处,  $E_2$  和  $E_3$  也有明显的起伏存在。对于基态,它的波函数分布主要局域在左侧阱内,随着耦合量子阱阱宽  $L_w$  的增加,电子的受限将减弱;当中间的垒宽增加时,阱中的电场强度  $F^{\text{InGaN}}$  变大<sup>[14]</sup>,在阱宽不变情况下,阱的底部下移;而随着 InGaN 中的 In 的掺杂组份增加,阱的深度也将增加;这 3 种变化因素都导致基态能量下降。对于激发态,由于它的波函数分布在两阱中的几率更趋平均,因而它受影响的因素更多。实际上,导致本征能量对耦合量子阱结构与掺杂浓度复杂依赖关系的原因,主要归结为在阱内与中间势垒中的强内建电场与体系的量子尺寸效应

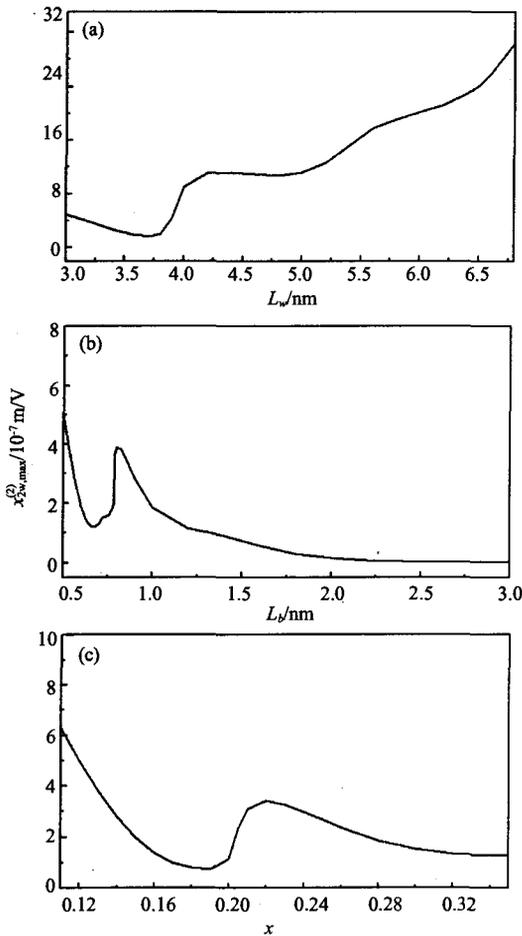


图3 共振 SHG 极化率  $\chi_{2\omega, \max}^{(2)}$  随耦合量子阱的阱宽  $L_w$  [图 3 (a),  $L_b = 1 \text{ nm}$ ,  $x = 0.12$ ]、垒宽  $L_b$  [图 3 (b),  $L_w = 3 \text{ nm}$ ,  $x = 0.12$ ] 以及掺杂浓度  $x$  [图 3 (c),  $L_w = 3 \text{ nm}$ ,  $L_b = 1 \text{ nm}$ ] 变化关系曲线

Fig. 3: Resonant SHG susceptibility  $\chi_{2\omega, \max}^{(2)}$  as functions of the well width  $L_w$  [ Fig. 3 (a),  $L_b = 1 \text{ nm}$ ,  $x = 0.12$  ], the barrier width  $L_b$  [ Fig. 3 (b),  $L_w = 3 \text{ nm}$ ,  $x = 0.12$  ] and the doped concentration  $x$  [ Fig. 3 (c),  $L_w = 3 \text{ nm}$ ,  $L_b = 1 \text{ nm}$  ]

之间的复杂竞争关系. 一方面, 随着阱宽的增加, 耦合量子阱对载流子的量子尺寸效应随之会减小; 另一方面, 阱宽的增加又使 GaN 垒区的内建电场强度  $F^{\text{GaN}}$  变大<sup>[14]</sup>, 这又加强了体系的量子受限效应. 相反, 随着垒宽的减小, 体系的量子尺寸效应会增强, 但在 InGaN 阱区的内建电场  $F^{\text{InGaN}}$  会变弱<sup>[14]</sup>, 这又进一步削弱了体系的受限效应. 因此, 氮化物耦合量子阱体系的受限效应是内建电场与量子尺寸效应综合作用的结果, 这种综合效应影响电子的本征波函数的分布与能量本征值的大小, 从而影响体系的 SHG 系数.

图 3 给出了共振 SHG 极化率  $\chi_{2\omega, \max}^{(2)}$  随耦合量子阱的阱宽  $L_w$  [图 3 (a),  $L_b = 1 \text{ nm}$ ,  $x = 0.12$ ]、垒宽  $L_b$

[图 3 (b),  $L_w = 3 \text{ nm}$ ,  $x = 0.12$ ] 以及掺杂浓度  $x$  [图 3 (c),  $L_w = 3 \text{ nm}$ ,  $L_b = 1 \text{ nm}$ ] 变化的关系曲线图. 从图 3 中观察到, 在 GaN/InGaN 耦合量子阱中, 我们得到了高达  $10^{-7} \text{ m/V}$  量级的 SHG 极化率系数, 这比相同尺寸的 GaN/AlN 单量子阱<sup>[12]</sup> 中的 SHG 系数高出约两个数量级<sup>[3]</sup> (当前计算中使用的电子弛豫率 100fs 与文献[3]选取的线宽 7 meV 近似相等). 例如, 在阱宽  $L_w = 6 \text{ nm}$  时, 我们计算的 SHG 系数达到近  $20 \times 10^{-7} \text{ m/V}$ , 而文献[3]计算单 GaN/AlN 量子阱给出的最大 SHG 值只有大约为  $0.4 \times 10^{-7} \text{ m/V}$ . 这主要因为耦合量子阱内波函数的分布特点, 导致 SHG 系数大的几何因子  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$  (达到了约  $10^{-28} \text{ m}^3$  的量级). 另外从这 3 个图中还可看到, 峰值 SHG 系数  $\chi_{2\omega, \max}^{(2)}$  对  $L_w$ 、 $L_b$  及  $x$  的依赖关系不是单调变化的, 而与这些结构参数等之间有复杂函数关系. 导致这一特性的主要原因可归结为体系量子尺寸效应与内建电场效应间的复杂竞争关系, 特别是对激发态的影响, 相关的原因已在图 2 中进行了详细分析. 通过上面的分析与图 3 的曲线变化趋势可以看出, 通过选择一组最优化的结构参数与合适的掺杂组份, 如选择较小的垒宽与较大的阱宽, 同时降低掺杂组份值, 可在 GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 氮化物耦合量子阱中获得强的 SHG 极化率. 当然, 阱宽也不能太宽, 而垒宽与掺杂浓度也不能太小, 以保证输出波长的要求以及三能级体系的存在, 否则输出 SHG 输出波长不在要求范围内或是 SHG 过程根本就不能发生.

总之, 采用密度矩阵方法和考虑了强的内建电场作用下, 我们在本文中分析了纤锌矿氮化物耦合量子阱体系的非线性 SHG 极化率. 对典型的 GaN/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 氮化物耦合量子阱的参数进行了数值计算. 结果发现, 束缚电子态的本征能量随体系结构参数与掺杂浓度存在较为复杂的依赖关系, 并对这一特性进行了合理深入的分析. 计算表明, 耦合量子阱的非线性 SHG 极化率比相同尺寸的单量子阱内的 SHG 极化率高大约两个数量级, 这主要归结为耦合量子阱体系电子分布特点. 我们还发现, 选择小尺寸的垒宽与大尺寸的阱宽, 以及低掺杂浓度的耦合量子阱, 是在氮化物耦合量子阱内获得强的 SHG 系数的有效途径.

致谢 感谢北京大学史俊杰教授在本工作的完成中给予的有价值的建议与指导, 同时感谢池月萌硕士在数值计算方面提供的帮助.

## REFERENCES

- [1] Nakamura S, Chichibu S F. *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes* [M]. London: Taylor and Francis, 2000.
- [2] Gil B. *Group III Nitride Semiconductor Compounds* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1998.
- [3] Liu A, Chuang S-L, Ning C Z. Piezoelectric field-enhanced second-order nonlinear optical susceptibilities in wurtzite GaN/AlGa<sub>x</sub>N quantum wells [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2000, **76**(3): 333—335.
- [4] Liu J, Bai Y, Xiong G. Studies of the second-order nonlinear optical susceptibilities of GaN/AlGa<sub>x</sub>N quantum well [J]. *Physica E*, 2004, **23**(1—2): 70—74.
- [5] Passeri D, Larciprete M C, Belardin A, et al. Second harmonic generation in AlGa<sub>x</sub>N, GaN and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN multiple quantum well structures [J]. *Appl. Phys. B.*, 2004, **79**(5): 611—615.
- [6] Schmidt H, Abare A C, Bowers J E, et al. Large interband second-order susceptibilities in In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>/GaN quantum wells [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(23): 3611—3613.
- [7] Rapaport P, Chen G, Mitrofanov O, et al. Resonant optical nonlinearities from intersubband transitions in GaN/AlN quantum wells [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(2): 263—265.
- [8] Chen G, Rapaport R, Mitrofanov O, et al. Measurement of optical nonlinearities from intersubband transitions in GaN/AlGa<sub>x</sub>N quantum wells at 1.5 μm [J]. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 2003, **240**(2): 384—387.
- [9] Rosencher E, Bois Ph. Model system for optical nonlinearities: Asymmetric quantum wells [J]. *Phys. Rev. B.*, 1997, **44**(20): 11315—11327.
- [10] Leug Tsang, Shun-Lien Chuang, Shing M Lee. Second-order nonlinear optical susceptibility of a quantum well with an applied field [J]. *Phys. Rev. B.*, 1990, **41**(9): 5942—5951.
- [11] Fejer M M, Yoo S J B, Byer R L. Observation of extremely large quadratic susceptibility at 9.6 ~ 10.8 μm in electric-field-biased AlGaAs quantum wells [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(9): 1041—1044.
- [12] Zhang L, Xie H J. Electric field effect on the second-order nonlinear optical properties of parabolic and semi-parabolic quantum wells [J]. *Phys. Rev. B.*, 2003, **68**(23): 235315(5).
- [13] ZHANG Li. Effects of applied electric fields on linear and nonlinear intersubband refractive index changes in semi-parabolic quantum wells [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (张立. 电场对非对称半抛物量子阱中的子带内跃迁引起的线性与非线性折射率改变的影响. *红外与毫米波学报*), 2005, **24**(5): 378—380.
- [14] Shi J J, Xia C X, Wei S Y, et al. Exciton states in wurtzite InGa<sub>x</sub>N strained coupled quantum dots: Effects of piezoelectricity and spontaneous polarization [J]. *J. Appl. Phys.*, 2005, **97**(8): 083705(8).
- [15] Xia C X, Wei S Y. Built-in electric field effect in wurtzite InGa<sub>x</sub>N/GaN coupled quantum dots [J]. *Phys. Lett. A.*, 2005, **346**(1—3): 227—231.
- [16] Lei S Y, Shen B, Zhang G Y. Influence of polarization-induced electric field on subband structure in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN double quantum wells [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2006, **23**(6): 1547—1577.