

文章编号:1001-9014(2005)05-0378-04

# 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

张立

(广州番禺职业技术学院 电子与机械系, 广东 番禺 511483)

**摘要:**利用量子力学中密度矩阵及谐振子变换与数值求解相结合的方法,理论考察了带偏置电场的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特性.以GaAs材料参数计算了总折射率改变对入射光的强度、半抛物量子阱受限势频率、外加直流电场强度的依赖关系.结果发现,总折射率改变敏感地依赖于这些因素.

**关键词:**非线性光学;半抛物量子阱;密度矩阵方法;电场;折射率改变

**中图分类号:**0431.2 **文献标识码:**A

## EFFECTS OF APPLIED ELECTRIC FIELDS ON LINEAR AND NONLINEAR INTERSUBBAND REFRACTIVE INDEX CHANGES IN SEMI-PARABOLIC QUANTUM WELLS

ZHANG Li

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

**Abstract:** By using the compact density matrix approach and displacement harmonic variant and numerical calculation methods, the linear and nonlinear intersubband refractive index changes (RICs) in a semi-parabolic quantum well with applied electric field were investigated in detail. Numerical calculations on GaAs were performed for the dependence of RIC on the incident optical intensity, the frequency of confined potential of the semi-parabolic quantum well and the strength of applied electric field. Results reveal that the RICs in the semi-parabolic quantum well system sensitively depend on these factors.

**Key words:** nonlinear optics; semi-parabolic quantum wells; density matrix approach; electric field; refractive index changes

### 引言

由于在空间维度上的受限,半导体量子阱中的载流子在受限方向上形成分立的能级结构,从而导致低维量子体系展示非常显著的非线性光学特性<sup>[1-10]</sup>,这些特性在远红外激光放大器、高速光开关及光控数字逻辑单元<sup>[1]</sup>等设备上具有潜在的应用价值.因此,半导体量子系统中的非线性光学特性,如电光效应<sup>[2]</sup>、谐波产生<sup>[3]</sup>、光吸收效应<sup>[4,9]</sup>及光学折射率改变<sup>[5-8]</sup>等,一直都是人们研究的热点.

在对非线性光学现象的本质弄清后,人们正把注意转向寻找最优化的量子受限系统与合适的非线性

光学材料,同时考虑外场对量子系统载流跃迁的影响,以期获得最强的光学非线性.如对半导体量子阱中光学折射率改变的研究上,Kan等<sup>[5]</sup>首先在实验研究了带偏置电场的AlGaAs量子阱结构中的折射率变化特性,结果发现外加的直流电场对折射率有显著影响,他们还讨论这些特性在电光设备上的可能应用;Chang等<sup>[6]</sup>理论考察了半导体超晶格中折射率改变,计算中采用了抛物带模型及有效质量近似;Chuang等<sup>[7]</sup>计算了电场对量子阱中的带间跃迁与子带内跃迁引起线性折射率改变的影响,他们还比较了矩形量子阱与抛物量子阱两种情况,结果发现电场对抛物量子阱中的光跃迁不敏感,但他们

收稿日期:2004-09-20,修回日期:2005-07-20

基金项目:广州市属高校科技计划资助项目(编号:2060)

作者简介:张立(1976-),男,湖北荆州人,硕士,讲师,主要从事低维量子系统中的非线性光学特性以及电子态、杂质态、电子-声子相互作用等方面的理论研究.

Received date: 2004-09-20, revised date: 2005-07-20

在计算中未考虑非线性光学效应对折射率改变的影响; Kuhn 等<sup>[8]</sup>在考虑了三阶非线性的基础上, 系统研究了  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$  矩形量子阱中折射率的改变及光吸收效应, 结果显示, 折射率改变敏感的依赖于入射光强度、载流子浓度及量子阱的宽度. 上面提到的这些理论研究<sup>[6-8]</sup>都获得了较大的折射率改变, 而且与相关的实验研究相当符合<sup>[6]</sup>.

在我们最近的工作中<sup>[2]</sup>, 一个非对称的半抛物量子阱模型被提出来. 而且在考虑外加电场的情况, 通过位移谐振子变换及数值求解的方法, 体系的电子态被严格求解了. 计算结果显示, 由于半抛物量子阱本身的非对称性及外电场的影 响, 系统中的二阶非线性光学特性显著提高<sup>[2]</sup>. 本文将利用文献<sup>[2]</sup>中求解施加电场的半抛物量子阱中束缚电子态的结果, 详细考察系统的线性与非线性折射率改变对入射光强度、载流子浓度、外加电场及半抛物量子阱的受限势频率等因素的依赖关系.

## 1 理论方法

在有效质量近似下, 采用位移谐振子变换与数值求解相结合的方法<sup>[2]</sup>, 施加电场的半抛物量子阱中电子的本征波函数可写为

$$\psi_{n, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) = N_n \exp[i\vec{K}_{\parallel} \cdot \vec{r}] U_c(\vec{r}) \exp\left[\frac{1}{2}[\alpha(z + \beta)]^2\right] H_n[\alpha(z + \beta)], \quad (1)$$

其中  $\alpha = \sqrt{m^* \omega_0 / \hbar}$ ,  $\beta = qF / m^* \omega_0^2$ ,  $F$  为外加电场的电场强度,  $q$  为电子所带电荷,  $m^*$  是能带电子的有效质量,  $\omega_0$  是半抛物量子阱的束缚势频率,  $\vec{K}_{\parallel}$  和  $\vec{r}_{\parallel}$  分别表示电子在自由平面上的波矢与坐标,  $U_c(\vec{r}_{\parallel})$  表示在价带底  $\vec{K} = 0$  处的布洛赫函数的周期部分,  $H_n(x)$  为厄米函数, 它的脚标  $n$  由下式给出,

$$H_n(\alpha\beta) = 0, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

相应于本征函数  $\psi_{n, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r})$  的能量本征值  $\varepsilon_{n, \vec{k}_{\parallel}}$  为

$$\varepsilon_{n, \vec{k}_{\parallel}} = \frac{\hbar^2}{2m^*} |\vec{K}_{\parallel}|^2 + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 (2n + 1) - \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 \beta^2. \quad (3)$$

下面我们给出所考察模型中的线性与三阶非线性折射率改变的解析公式. 考虑一个单模光场  $E(t) = \vec{E} \exp(i\omega t) + \vec{E}^* \exp(-i\omega t)$  入射到半抛物量子系统, 采用如文献<sup>[2-8]</sup>中类似的密度矩阵处理, 对子带内跃迁的二能级系统, 可得到系统的线性折射率的相对改变与三阶非线性折射率的相对改变的解析表达式<sup>[4,7,8]</sup>. 线性折射率的相对改变为

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{\rho_s q^2 \mu_{21}^2}{2n_r^3 \varepsilon_0} \frac{E_{21} - \hbar\omega}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2}. \quad (4)$$

三阶非线性折射率的相对改变为

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} = -\frac{\mu c I}{4n_r^3 \varepsilon_0} \frac{\rho_s q^4 \mu_{21}^2}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2]^2} \left[ 4\mu_{21}^2 (E_{21} - \hbar\omega) - \sigma_{21}^2 \frac{E_{21} (E_{21} - \hbar\omega)^2 - (\hbar\Gamma_0)^2 (3E_{21} - 2\hbar\omega)}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} \right], \quad (5)$$

其中,  $\rho_s$  是量子阱中电子的密度,  $E_{ij} = \varepsilon_{i, \vec{k}_{\parallel}} - \varepsilon_{j, \vec{k}_{\parallel}}$  同一子带内两个不同电子态间的本征能量差,  $\mu_{ij}$  定义为  $|\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) | z | \psi_{j, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) \rangle|$ ,  $\sigma_{ij}$  定义为  $|\mu_{ii} - \mu_{jj}|$  ( $i, j = 1, 2$ ),  $\varepsilon_0$  和  $c$  分别为真空中极化率与光速,  $\mu$  为系统的磁导率,  $I$  为入射光束的强度. 于是系统总的相对折射率改变为

$$\frac{\Delta n(\omega, I)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r}. \quad (6)$$

## 2 数值结果与讨论

我们以 GaAs 材料构成的半抛物量子阱进行数值模拟. 材料的参数选取为<sup>[7,8]</sup>:  $m^* = 0.067m_0$  ( $m_0$  为裸电子的质量),  $\rho_s = 3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ,  $T = 0.14 \text{ ps}$ ,  $n_r = 3.2$ .

在图 1 中, 我们绘出了总折射率改变  $\Delta n/n_r$  随入射光子能量  $\hbar\omega$  变化的函数曲线. 其中入射光强  $I$  是参数, 图中实线、虚线、点线及点划线对应于光强  $I$  分别为  $0, 1.5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}, 3 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  和  $5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ . 从中可以看到, 随着入射光强的增

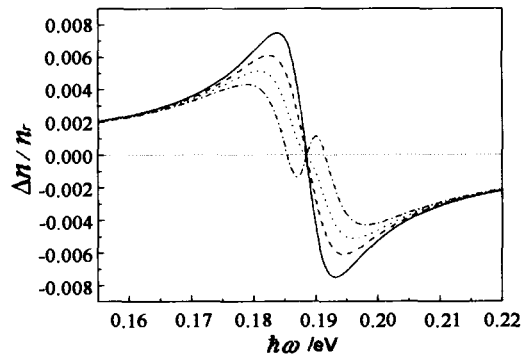


图 1 总折射率改变  $\Delta n/n_r$  随入射光子能量  $\hbar\omega$  的变化曲线. 实线、虚线、点及点划线对应于光强  $I$  分别为  $0, 1.5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}, 3 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  和  $5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ .  
Fig. 1 The total refractive index changes  $\Delta n/n_r$  as a function of the photon energy  $\hbar\omega$ . The solid line, the dash line, dot line and dot dash line correspond to the optical beam intensity  $I$  being  $0, 1.5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}, 3 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  and  $5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ , respectively

加,总的折射率改变逐渐变小,最大折射率改变的峰也逐渐偏离曲线的中心.当光强增大到一定的强度(如  $5 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ),在曲线中心附近还出现了总折射率改变符号变反的情况.这些特性可以直接从通过前面推导的式(4)、(5)和(6)中得到理解.由式(4)知,线性折射率改变与入射光强无关,它是一正值,而由式(5)看到,非线性折射率改变与入射光强成正比,而且为一负值,故随入射光强的增加,总折射率改变将减小,因此对折射率改变的计算仅考虑线性项有时会过分高估其改变量,特别是在强入射光情况下.计算还说明,要想在系统中获得较大的折射率改变,应该适当降低入射光的强度.

当半抛物量子阱的受限势频率  $\omega_0$  及入射光强  $I$  分别保持在  $3 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  和  $3 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$  时,外加直流电场对总折射率改变的影响显示在图 2 中.实线、虚线和点线分别对应于  $F$  等于  $0, 3 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  和  $6 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  的情况.很明显看到,随着外加电场的增加,总折射率改变也随之增加,而且,折射率改变曲线有明显的红移.这是因为外加的电场使半抛物量子阱的非对称性增强,从而使得跃迁矩阵元  $\mu_{21}$  增大,这说明为了获得较大的折射率改变,外加适当的直流电场是一种可行的方法.曲线红移的原因是,随电场的增加,第一激发态与基态的能级差  $E_{21}$  减小的缘故.

图 3 解析了半抛物量子阱的受限势频率  $\omega_0$  对总折射率改变的影响.图中的实线、虚线和点线分别对应于  $\omega_0$  等于  $1.7 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}, 2 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  和  $2.5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  的情况.

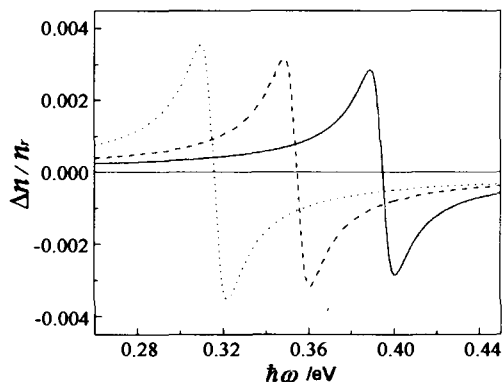


图 2 外加直流电场  $F$  对总折射率改变  $\Delta n/n_r$  的影响.实线、虚线和点线分别对应于  $F$  等于  $0, 3 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  和  $6 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  的情况

Fig. 2 The total refractive index changes  $\Delta n/n_r$  versus the applied electric field  $F$ . The solid line, dash line and dot line correspond to the strength of the applied electric field  $F$  being  $0, 3 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$  and  $6 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ , respectively

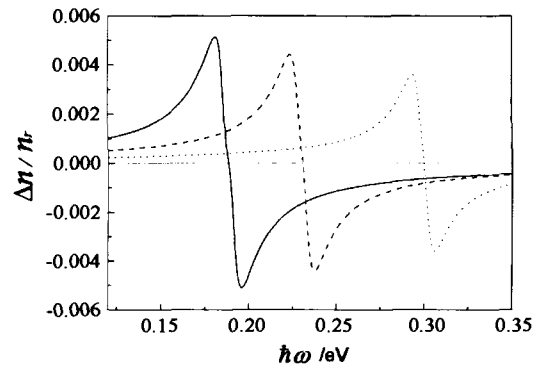


图 3 半抛物量子阱的受限势频率  $\omega_0$  对总折射率改变  $\Delta n/n_r$  的影响.图中的实线、虚线和点线分别对应于  $\omega_0$  等于  $1.7 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}, 2 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  和  $2.5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  的情况

Fig. 3 The total refractive index changes  $\Delta n/n_r$  versus the confined potential frequencies  $\omega_0$  of semiparabolic quantum wells. The solid line, dash line and dot line correspond to the frequencies  $\omega_0$  being  $1.7 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}, 2 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  and  $2.5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ , respectively

$10^{14} \text{ s}^{-1}$  的情况.比较曲线发现,强的折射率改变发生在较低的半抛物量子阱受限势频率情况下.各条曲线的中心点随  $\omega_0$  的增加而红移,这是因为对于受限势频率  $\omega_0$  较大的半抛物量子阱系统,其跃迁能量  $E_{21}$  也较高所致.

总之,我们利用密度矩阵方法及谐振子变换与数值求解的方法,在本文中详细考察了带偏置电场的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特性.重点考察了总折射率改变与入射光的强度、半抛物量子阱受限势频率、外加直流电场强度之间的依赖关系.结果发现,在强入射光情况下,折射率改变的计算仅考虑线性项会过高估计折射率改变,此时必须考虑非线性项的影响<sup>[8]</sup>;另外,要在半抛物量子阱中获得大的折射率改变,可以从适当减小入射光强,选择小的受限势频率的半抛物量子阱系统及施加一定方向的电场去考虑.我们的计算结果还表明,由于半抛物量子阱体系本身为一非对称的量子体系,而且外加电场又能显著调整它的对称性,因此它为一理想的非线性光学系统.最后,希望我们在本文中展示的理论研究的结果能激发的相关实验研究,并能被实验所证实.

## REFERENCES

- [1] Yuen S Y. Fast relaxing absorption nonlinear refraction in superlattices [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **43**: 813—815.

(下转第 385 页)

精度很难达到 0.3K, 主要是由大气影响造成的, 并分析了大气总水蒸气含量对温度反演的影响. 本文提出辐射量线性组合形式的分裂窗法可以有效地消除大气透过率和大气向上辐射的影响, 这大大减小了大气对反演温度的影响. 周宁和尹球<sup>[6]</sup>模拟这种方法反演陆面温度的精度在 3K 以内.

本文还指出辐射量线性组合形式的分裂窗反演系数  $a$ 、 $b$  分别与两通道的大气透过率成反比关系, 当定标点的发射率有些微差别时, 二者还与大气向下辐射相关; 而当定标点发射率完全一致时, 二者与大气向下辐射是完全无关的.

### REFERENCES

- [1] Sobrino J A, Coll C, Caselles V. Atmospheric correction for land surface temperature using NOAA II AVHRR[J]. *Remote sensing of environment*, 1991, **38**:19—34.
- [2] Becker F. The impact of spectral emissivity on the measurement of land surface temperature from a satellite[J]. *International Journal of Remote Sensing*, 1987, **8**:1509—1522.
- [3] Becker F, Li Z L. Toward a local split window method over land surfaces[J]. *International Journal of Remote Sensing*, 1990, **3**:369—393.
- [4] Kerr Y H, Lagouarde J P, Imberon J. Accurate land surface temperature retrieval from AVHRR data with use of an improved split window algorithm[J]. *Remote sensing of environment*, 1992, **41**:197—209.
- [5] XIAO Qing, LIU Qin-Huo, LI Xiao-Wen, et al. A field measurement method of spectral emissivity and research on the feature of soil thermal infrared emissivity [J]. *J. Infrared Millim. Waves.* (肖青, 柳钦火, 李小文, 等. 热红外发射率光谱的野外测量方法与土壤热红外发射率特性研究. *红外与毫米波学报*), 2003, **22**(5):373—378.
- [6] Zhou Ning, Yin qiu. A method for retrieving land surface temperature based on the split window algorithm with linear combination of two channels' radiance[J]. *Chinese Journal of Radio Science*(周宁, 尹球, 一种热红外分裂窗辐射量线性组合的陆地温度遥感反演方法, *电波科学学报*), 2004, **19**(4):464—468.
- [7] Sobrino J A, Li Z L, Stoll M P. Impact of the atmospheric transmittance and total water vapor content in the algorithms for estimating satellite sea surface temperature [J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote sensing*, 1993, **31**(5):946—952.
- [1] Sobrino J A, Coll C, Caselles V. Atmospheric correction for land surface temperature using NOAA II AVHRR[J]. *Remote sensing of environment*, 1991, **38**:19—34.
- [2] Becker F. The impact of spectral emissivity on the measurement of land surface temperature from a satellite[J]. *International Journal of Remote Sensing*, 1987, **8**:1509—1522.
- [3] Becker F, Li Z L. Toward a local split window method over land surfaces[J]. *International Journal of Remote Sensing*, 1990, **3**:369—393.
- [4] Kerr Y H, Lagouarde J P, Imberon J. Accurate land surface temperature retrieval from AVHRR data with use of an improved split window algorithm[J]. *Remote sensing of environment*, 1992, **41**:197—209.
- [5] XIAO Qing, LIU Qin-Huo, LI Xiao-Wen, et al. A field measurement method of spectral emissivity and research on the feature of soil thermal infrared emissivity [J]. *J. Infrared Millim. Waves.* (肖青, 柳钦火, 李小文, 等. 热红外发射率光谱的野外测量方法与土壤热红外发射率特性研究. *红外与毫米波学报*), 2003, **22**(5):373—378.
- [6] Zhou Ning, Yin qiu. A method for retrieving land surface temperature based on the split window algorithm with linear combination of two channels' radiance[J]. *Chinese Journal of Radio Science*(周宁, 尹球, 一种热红外分裂窗辐射量线性组合的陆地温度遥感反演方法, *电波科学学报*), 2004, **19**(4):464—468.
- [7] Sobrino J A, Li Z L, Stoll M P. Impact of the atmospheric transmittance and total water vapor content in the algorithms for estimating satellite sea surface temperature [J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote sensing*, 1993, **31**(5):946—952.
- (上接第 380 页)
- [2] Zhang L, Xie H J. Electro-optic effect in a semi-parabolic quantum well with an applied electric field [J]. *Mod. Phys Lett. B*, 2003, **17**(9): 347—354.
- [3] Atanasov R, Bassani F. Second-order nonlinear optical susceptibility of asymmetric quantum well [J]. *Phys. Rev. B*, 1994, **50**(11): 7809—7819.
- [4] Ahn D, Chuang S L. Calculation of linear and nonlinear intersubband optical absorptions in a quantum well model with an applied electric field [J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1987, **QE-23**(12): 2196—2204.
- [5] Kan Y, Nagai H, Yamanishi M, et al. Field effects on the refractive index and absorption coefficient in AlGaAs quantum well structures and their feasibility for electrooptic device applications [J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1987, **QE-23**(12): 2167—2180.
- [6] Chang Y C, Schulman J N, Efron U. Electro-optic effect in semiconductor super-lattices [J]. *J. Appl. Phys.* 1987, **62**: 4533—4537.
- [7] Chuang S L, Ahn D. Optical transitions in a parabolic quantum well with an applied electric field- analytical solutions [J]. *J. Appl. Phys.*, 1989, **65**: 2822—2826.
- [8] Kuhn K J, Lyengar G U, Yee S. Free carrier induced changes in the absorption and refractive index for intersubband optical transitions in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>/GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub> quantum wells [J]. *J. Appl. Phys.*, 1991, **70**: 5010—5017.
- [9] ZANG Jian-Ping, LIU Zi-Bo, ZOU Wen-Yuan, et al. Analysis of Nonlinear optical absorption in thick optically Klon-linear media [J]. *J. Infrared Millim. Waves.* (臧维平, 刘智波, 周文远, 等. 厚光学非线性介质非线性吸收的理论分析. *红外与毫米波学报*) 2004, **23**(3):229—232.
- [10] Eerdunchaolu, Temperatere aependence of the sdf trapping energy of strong-cowpling pelaron in a quantum well [J]. (额尔敦朝鲁, 量子阱小强耦合极化子自陷能的温度依赖性. *红外与毫米波学报*) *J. Infrared Millim. Waves.* 2005, **24**(2):89—92.