

电场调控AlGaAs/GaAs Rosen-Morse量子阱非线性光学特性研究

张志海¹, 袁建辉²

¹盐城师范学院, 物理与电子工程学院, 江苏 盐城

²广西医科大学, 物理系, 广西 南宁

收稿日期: 2022年9月24日; 录用日期: 2022年10月24日; 发布日期: 2022年11月2日

摘要

在本工作中, 我们运用密度矩阵和迭代的方法系统研究了外加电场调控下AlGaAs/GaAs Rosen-Morse量子阱的非线性光学性质。同时我们采用有限差分方法求解该系统的能级以及对应的波函数。研究发现: 非线性光吸收和光整流的共振峰的大小和位置与外加电场和系统的结构参数有着密切的关系; 随着结构参数和外加电场的增大, 非线性光吸收系数和光整流的峰值强度呈现出非线性的变化, 这意味着通过调制外加电场和结构参数可实现对系统非线性光学性质的有效调控, 从而给出系统最优化的设计方案。

关键词

量子阱, 光吸收, 光整流, 有限差分

Nonlinear Optical Properties of AlGaAs/GaAs Rosen-Morse Quantum Well under Applied Electric Field

Zhihai Zhang¹, Jianhui Yuan²

¹School of Physics and Electronic, Yancheng Teachers University, Yancheng Jiangsu

²Department of Physics, Guangxi Medical University, Nanning Guangxi

Received: Sep. 24th, 2022; accepted: Oct. 24th, 2022; published: Nov. 2nd, 2022

Abstract

In this study, the intersubband optical absorption coefficients and optical rectification in Ro-

sen-Morse quantum well are investigated for different applied electric field. The energy levels and the envelope wave functions of an electron confined in Rosen-Morse quantum well are calculated by finite difference method. The numerical results show that the magnitude and the position of the nonlinear optical absorption and the optical rectification depend on the shape of potential and the electric field strength. With the increase of structure parameter and applied electric field, the peak value of the nonlinear optical absorption coefficient and the optical rectification show nonlinear change. We can effectively control the nonlinear optical properties of the system with the structure parameter and applied electric field. Thus the design scheme of the optimization system is given.

Keywords

Quantum Well, Optical Absorption, Optical Rectification, Finite Difference Method

Copyright © 2022 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

在过去的几十年中,随着金属有机化学气相沉积和分子束外延等半导体结构制造技术的不断发展,人们已经能够根据自己的需要制造出各种类型的低维半导体结构,例如半导体量子阱、量子线、量子点和超晶格结构[1][2][3][4]。由于载流子在这类结构中受到了强量子限制效应,因此这种结构具有理想的电光学特征,它们在光电器件方面存在潜在应用价值。与小带隙半导体结构相比,更大的带隙半导体量子阱结构在生长、加工、制造及其在器件中的应用具有更大的优势。所以研究人员对半导体量子阱非线性光学性质进行了广泛而深入的研究。

关于量子阱系统非线性光学特性的研究目前已经有了大量的报道,许多重要的新的非线性光学现象也相继被发现。同时,研究人员通过外加电场、磁场、静态压力和温度等外场实现了对半导体量子阱结构非线性光学性质的有效调控。例如,Al EB 等人研究了外加电磁场对双逆抛物线量子阱非线性光学性质的影响[5]。结果表明,无论是相关的光响应还是电子态,它们都对结构参数和外加场非常敏感,因此系统中的非线性光吸收系数共振峰的位置和大小可以被有效地调控。Baskoutas S 等人深入研究了逆抛物线量子阱中的线性和非线性光吸收系数[6]。此外,还研究了外加电场对这些性质的影响。Chen B 等人计算了非对称耦合量子阱的电子态和二次谐波产生[7]。结果表明,二阶非线性通常比高阶非线性强。Duque C A 等人计算了在电磁场作用下单个量子点的非线性光吸收系数和光整流[8]。他们的工作表明,通过改变激光场和外加场的强度可以操纵和调节量子阱中的相关光响应。Sakiroglu S 等在 Poschl-Teller 量子阱中提出了一种理论方法来处理强高频激光对非线性三次谐波、二次谐波和光整流产生的影响[9]。

本文系统地研究了 AlGaAs/AsGaRosen-Morse 量子阱中非线性光吸收和光整流效应,重点讨论了外加电场以及结构参数对该量子阱系统中非线性光吸收和光整流的影响。本文的研究内容及相关结论目前还没有相关的报道。

2. 理论推导

在有效质量和单电子近似下,系统的哈密顿量可以写为以下形式:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) + qFz,$$

其中 m^* 为有效电子质量, F 为外加电场, $V(z)$ 为系统受限势, 其定义为:

$$V(z) = -V_1 \sec^2(\eta z) + V_2 \tanh^2(\eta z),$$

其中 η 是阱宽参数, V_1 和 V_2 是阱深参数, 在本论文中, 我们采取了固定的阱深 $V_i = V_1 + V_2 = 228 \text{ meV}$ 。

我们通过密度矩阵和迭代的方法获得非线性光吸收系数和光整流流的解析表达式, 可以表示为[10][11][12]:

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_R}} \frac{|\mu_{10}|^2 N \hbar \Gamma_{12}}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2},$$

$$\alpha^{(3)}(\omega, I) = -\omega \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_R}} \left(\frac{I}{2\epsilon_0 n_r c} \right) \frac{|\mu_{10}|^2 N \hbar \Gamma_{12}}{[(E_{10} - \hbar\omega) + (\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \left[4|\mu_{10}|^2 - \frac{|\mu_{11} - \mu_{00}|^2 [3E_{10}^2 - 4E_{10}\hbar\omega + \hbar^2(\omega^2 - \Gamma_{12}^2)]}{E_{10} + (\hbar\Gamma_{12})^2} \right],$$

所以总光吸收系数 $\alpha(\omega, I)$ 可以写为:

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, I).$$

光整流系数的表达式可以写为:

$$\chi_0^{(2)} = \frac{4e^3 N}{\epsilon_0 \hbar^2} \mu_{10} \delta_{10} \frac{\omega_{01}^2 \left(1 + \frac{T_1}{T_2}\right) + \left(\omega^2 + \frac{1}{T_2^2}\right) \left(\frac{T_1}{T_2} - 1\right)}{\left[(\omega_{01} - \omega)^2 + \frac{1}{T_2^2}\right] \left[(\omega_{01} + \omega)^2 + \frac{1}{T_2^2}\right]},$$

其中 $N = 5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 是量子阱中电子密度, $T_1 = 0.2 \text{ ps}$, $T_2 = 1 \text{ ps}$ 是系统弛豫时间, $\mu_{10} = \langle \Psi_0 | z | \Psi_1 \rangle$ 是非对角矩阵元, $\delta_{01} = \mu_{11} - \mu_{00}$ 是系统跃迁频率, $M = \mu_{10} \delta_{10}$ 是跃迁矩阵元, $E_{ij} = E_i - E_j$ 是能级差, $\hbar\Gamma_{12} = 0.5 \text{ meV}$, 入射光强 $I = 1 \text{ MW/cm}^2$ [13][14]。

3. 结果与讨论

图 1 显示了基态 E_0 、第一激发态 E_1 和对应能级差 E_{10} 随结构参数 η 的变化情况。如图所示, 系统能级随结构参数 η 呈现出线性变化, 随着结构参数 η 的增大而逐渐增大。特别值得我们注意的是, 第一激发态 E_1 的增长趋势与基态 E_0 相比更加的显著。因此, 能级差 E_{10} 随结构参数 η 的增大逐渐增大。这是由于随着结构参数 η 的增大 Rosen-Morse 量子阱的阱宽逐渐减小, 而阱深的影响几乎可以忽略不计, 从而阱宽减小导致的受限增强起到主要作用(如图 2 所示)。

图 3(a) 分析了线性 $\alpha^{(1)}(\omega)$, 三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 和总光吸收系数 $\alpha(\omega)$ 随结构参数 η 的变化情况。由图 3(a) 可以看出, 当入射光子能量满足 $\hbar\omega \approx E_{10}$ 时, 总光吸收系数在不同结构参数 η 下均发生共振, 即为单光子共振。同时, 总光吸收随三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 增大而显著减小, 这是由于三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 是负的, 而线性 $\alpha^{(1)}(\omega)$ 项是正的, 总光吸收系数是线性 $\alpha^{(1)}(\omega)$ 和三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 光吸收系数之和。当结构参数 η 取较小的值时, 总光吸收发生饱和和吸收现象, 总光吸收峰出现劈裂, 总光吸收共振峰呈现出一个双峰结构。并且随着结构参数 η 的增大, 饱和吸收现象逐渐减弱, 但是总光吸收共振峰的强度却是在逐渐增强。为了更加清楚的展现共振峰强度随结构参数 η 的变化情况, 我们在图 3(b) 中显示了线性 $\alpha^{(1)}(\omega)$, 三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 和总光吸收系数 $\alpha(\omega)$ 共振峰强度随结构参数 η 的变化情况。从图 3(b) 可以看出, 随着随结构参数 η 的增大, 总光吸收共振峰强度逐渐增大, 并且我们发现劈裂后双峰峰值强度 (P_α) 随结构参数 η 的增大也逐渐增大, 更重要的是当结构参数 $\eta > 0.25$ 时, 双峰结构完全消失。从图 3(a) 还可以看出,

共振峰位置随着结构参数 η 的增大向高能方向移动, 即蓝移现象。这是由于基态与第一激发态能级差 E_{10} 随着结构参数 η 的增大而逐渐增大所导致的结果。图 3(c) 展示光整流 $x_0^{(2)}$ 随结构参数 η 的变化情况。从图 3(c) 我们可以清楚的发现, 光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰的位置随着结构参数 η 的增大不断向高能方向移动出现明显的蓝移, 这移动的物理原因是随着结构参数 η 的增大能级差 E_{10} 增大(如图 1 所示)。同时, 我们发现光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰的强度随结构参数 η 的增大呈现出非线性的变化。为了更清楚的显示光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰的强度随结构参数 η 的变化情况, 我们在图 3(d) 中展示了光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰峰值强度随结构参数 η 的变化情况。从图 3(d) 可以看出, 光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰强度随着结构参数 η 的增大先迅速的减小, 然后在 $\eta = 0.28$ 附近达到极大值。这个峰值的变化主要是由跃迁矩阵元的变化所决定的。从图中可以清楚的发现, 光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰峰值强度的变化与跃迁矩阵元的变化完全一致。

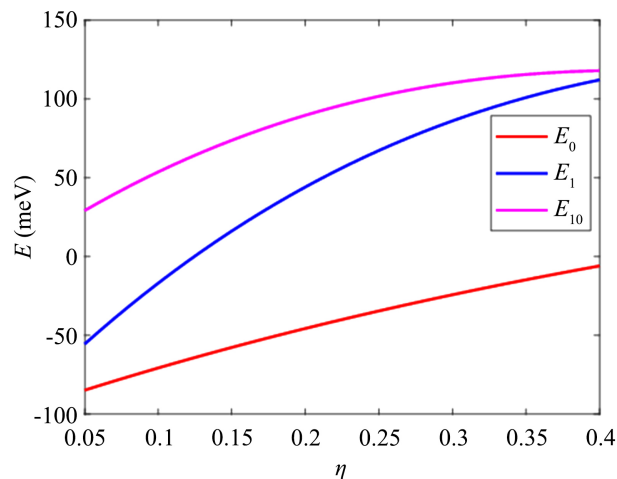


Figure 1. The ground state E_0 , the first excited state E_1 and the energy level difference E_{10} versus the structure parameter η with $F = 0$ and $V_t = 228$ meV

图 1. 当 $F = 0$, $V_t = 228$ meV 时, 基态 E_0 、第一激发态 E_1 和对应能级差 E_{10} 随结构参数 η 的变化情况

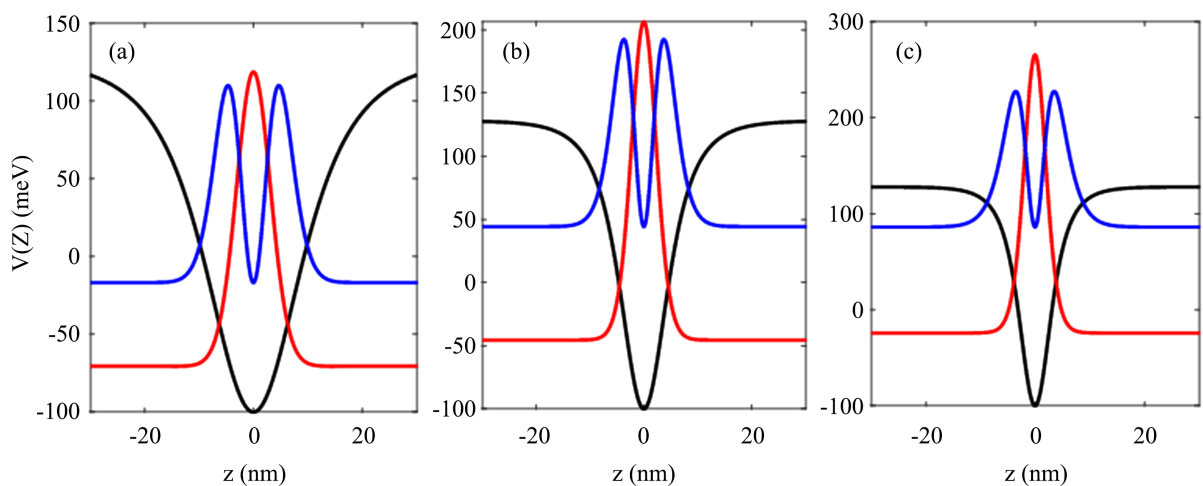


Figure 2. Schematic diagram for a Rosen-Morse quantum well with three different structure parameters $\eta = 0.1$ (a) $\eta = 0.2$ (b) and $\eta = 0.3$ (c) for $F = 0$ and $V_t = 228$ meV

图 2. 当 $F = 0$, $V_t = 228$ meV 时, Rosen-Morse 受限势随结构参数 η 的变化: $\eta = 0.1$ (a), $\eta = 0.2$ (b) 和 $\eta = 0.3$ (c)

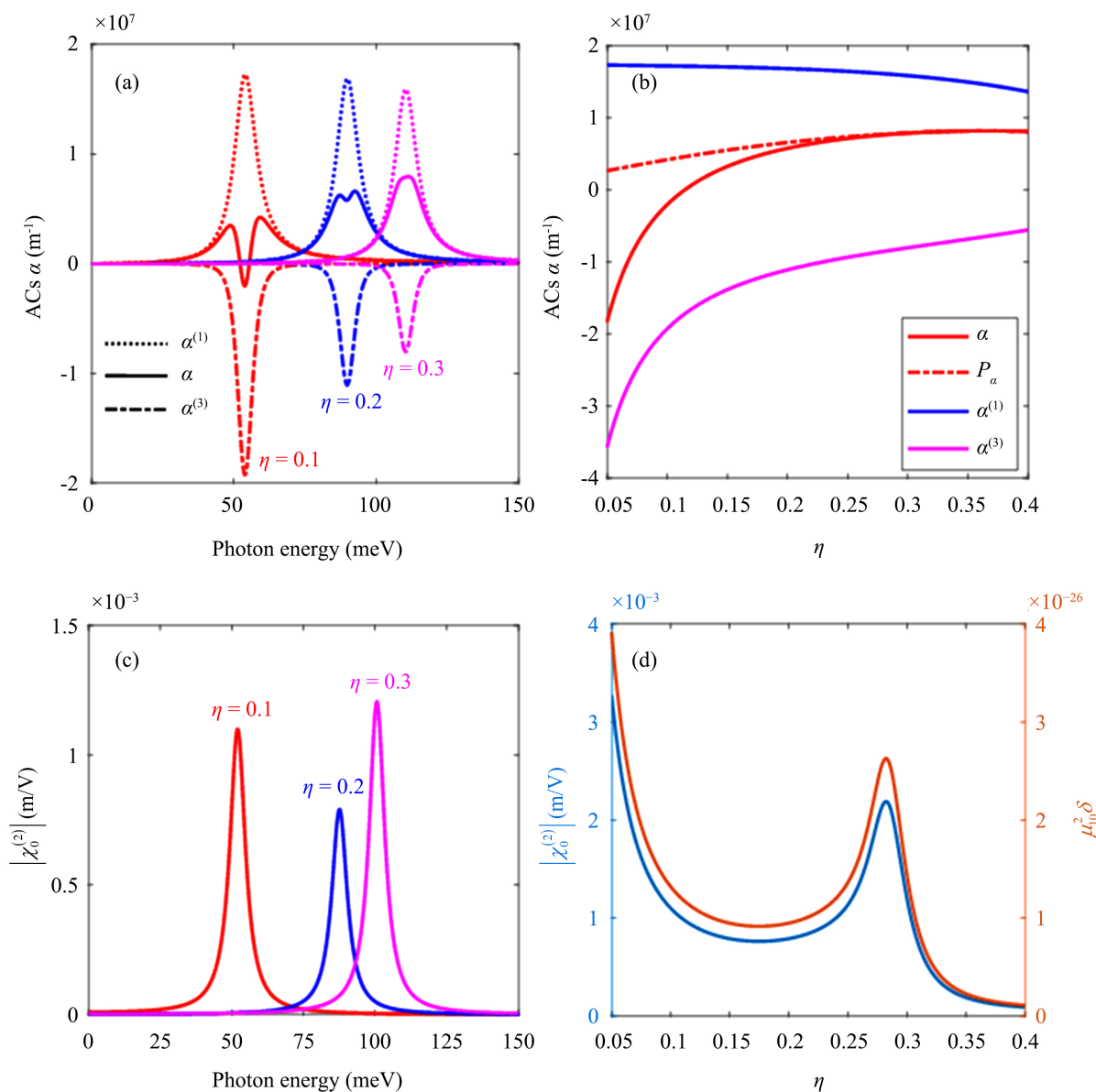


Figure 3. Variations of the linear, nonlinear and total optical absorption coefficients (a) and optical rectification (b) with respect to the photon energy, and the peak value of the linear, nonlinear and total optical absorption coefficients (b) and optical rectification (d) versus the structure parameter η with $F = 0$ and $V_t = 228$ meV

图 3. 当 $F = 0$, $V_t = 228$ meV 时, 线性、非线性、总光吸收系数(a)和光整流(c)随入射光强的变化情况, 线性、非线性、总光吸收系数(b)和光整流(d)峰值随结构参数 η 的变化

图 4 显示了基态 E_0 、第一激发态 E_1 和对应能级差 E_{10} 随外加电场 F 的变化情况。从图中我们可以清楚地发现, 基态能级 E_0 随外加电场 F 的增大几乎没有任何的变化, 而第一激发态 E_1 则随着外加电场的增大缓慢的下降, 更重要的是当外加电场 $F > 45$ kV/cm 时, 第一激发态 E_1 随着外加电场 F 的增大下降趋势明显加快。这主要是因为, 外加电场的加入破坏了 Rosen-Morse 量子阱系统的对称性, 随着外加电场的增大量子阱左边势阱高度不断降低, 致使该量子阱系统受限效应不断减弱, 波函数宽度不断增大, 并向阱外延伸(如图 5 所示)。同时, 从图中可以看出, 随着外加电场 F 的增大, 能级差 E_{10} 呈缓慢的下降趋势。

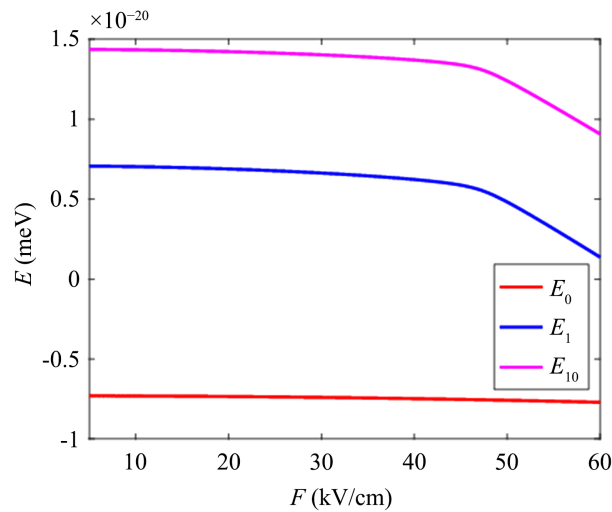


Figure 4. The ground state E_0 , the first excited state E_1 and the energy level difference E_{10} versus the applied electric field F with $\eta = 0.2$ and $V_i = 228$ meV

图 4. 当 $\eta = 0.2$, $V_i = 228$ meV 时, 基态 E_0 、第一激发态 E_1 和对应能级差 E_{10} 随外加电场的变化情况

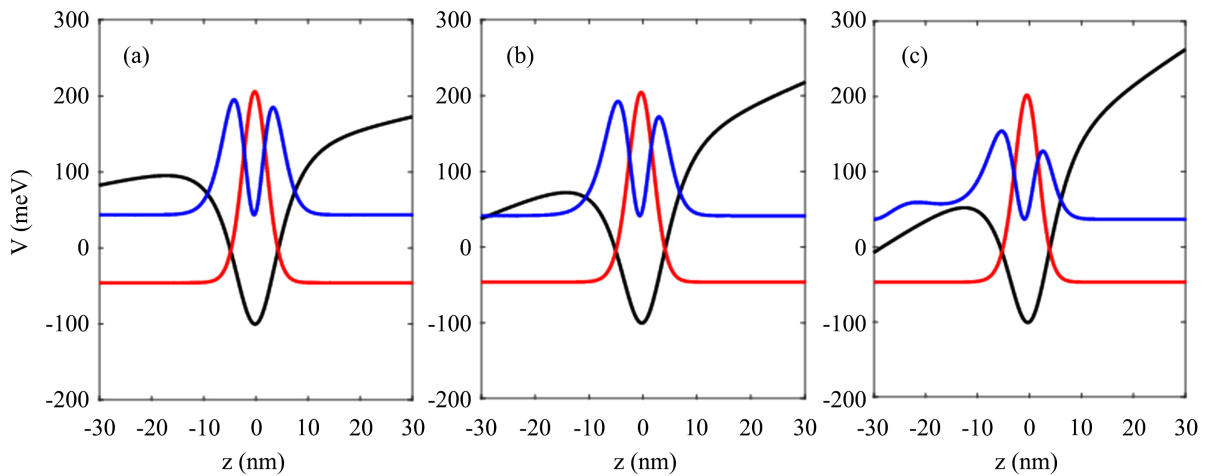


Figure 5. Schematic diagram for a Rosen-Morse quantum well with three different value of applied electric field $F = 15$ kV/cm (a) $F = 30$ kV/cm (b) and $F = 45$ kV/cm (c) for $\eta = 0.2$ and $V_i = 228$ meV

图 5. 当 $\eta = 0.2$, $V_i = 228$ meV 时, Rosen-Morse 限势随外加电场 F 的变化: $F = 15$ kV/cm (a) $F = 30$ kV/cm (b) and $F = 45$ kV/cm (c)

图 6(a)分析了线性 $\alpha^{(1)}(\omega)$, 三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 和总光吸收系数 $\alpha(\omega)$ 随外加电场 F 的变化情况。由图 6(a)可以看出, 随着外加电场的增大, 光吸收共振峰的位置不断向低能方向移动, 即红移现象。这主要是由于能级差 E_{10} 随外加电场 F 的增大不断下降所决定的(如图 4 所示)。因为当入射光子能量满足 $\hbar\omega \approx E_{10}$ 时, 光吸收系数发生共振, 即单光子共振, 也决定了共振峰的位置。同时, 我们发现了饱和吸收现象, 并且随着外加电场 F 的不断增大饱和吸收逐渐减弱。但是让我们意外的是, 外加电场 F 对总光吸收峰值强度的影响并不明显。为了能够更加清楚地展示共振峰峰值强度随外加电场 F 的变化情况, 在图 6(b)中, 我们展示了线性 $\alpha^{(1)}(\omega)$, 三阶非线性 $\alpha^{(3)}(\omega)$ 和总光吸收系数 $\alpha(\omega)$ 共振峰峰值强度随外加电场 F 的变化情况。从图 6(b)中可以清楚地看出, 随着外加电场 F 的不断增大, 在 $F < 45$ kV/cm 时, 线性

$\alpha^{(1)}(w)$, 三阶非线性 $\alpha^{(3)}(w)$ 和总光吸收系数 $\alpha(w)$ 共振峰峰值强度几乎没有任何的变化, 但是当 $F > 45$ kV/cm 时, 总光吸收系数共振峰的强度快速的减小。同时, 我们展示了饱和吸收双峰峰值强度 (P_α) 随外加电场 F 的变化情况, 从而我们可以发现随着外加电场的增大, 饱和吸收及双峰结构并没有消失。

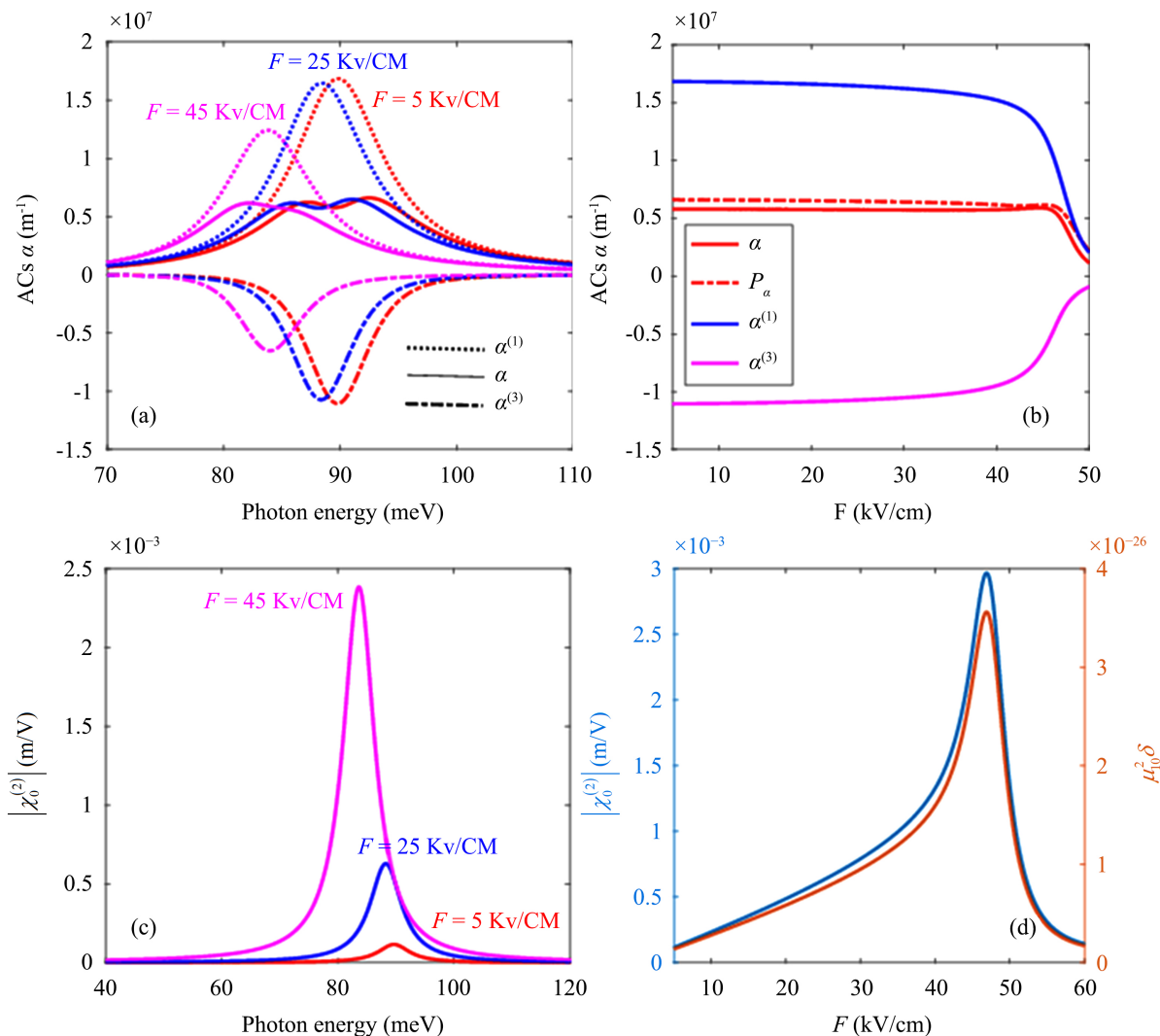


Figure 6. Variations of the linear, nonlinear and total optical absorption coefficients (a) and optical rectification (b) with respect to the photon energy, and the peak value of the linear, nonlinear and total optical absorption coefficients (b) and optical rectification (d) versus the applied electric field F with $\eta = 0.2$ and $V_i = 228$ meV

图 6. 当 $\eta = 0.2$, $V_i = 228$ meV 时, 线性、非线性、总光吸收系数(a)和光整流(c)随入射光强的变化情况, 线性、非线性、总光吸收系数(b)和光整流(d)峰值随外加电场 F 的变化

图 6(c)展示光整流 $x_0^{(2)}$ 随外加电场 F 的变化情况。图中我们可以清楚的发现, 随着外加电场 F 的增大, 光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰的发生了红移。与光吸收不同的是, 外加电场对光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰的强度有着显著的影响, 随着外加电场 F 的增大, 光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰的强度显著增强, 这主要是因为跃迁矩阵元所决定的。从图 6(d)中, 我们可以看出跃迁矩阵元与共振峰峰值强度有着完全一致的变化趋势。同时, 我们注意到光整流 $x_0^{(2)}$ 共振峰峰值强度随外加电场的增大而发生变化, 并呈现出先增大在减小的变化, 在 $F = 48$ kV/cm 处达到极大值。

4. 总结

本文我们利用有效质量近似和密度矩阵方法研究了 GaAs/GaAlAs Rosen-Morse 量子阱中线性、三阶非线性、总光吸收系数和光整流效应。计算主要深入讨论量子阱结构参数和外加电场对系统非线性光性质的影响。我们的研究结果总结如下: 1) 总光吸收系数随着结构参数的增大而增大, 同时, 我们观察到了明显的饱和吸收现象, 并且随着结构参数的增大饱和吸收现象逐渐消失, 而且共振峰发生了明显的蓝移。2) 随着结构参数的增大, 光整流共振峰的强度先迅速的减小然后又逐渐的增大, 并在 $\eta = 0.28$ 处达到极大值。同时我们也观察到光整流共振峰发生了显著的蓝移。3) 随着外加电场的增大, 光吸收共振峰的位置发生了红移。总光吸收系数共振峰的强度几乎对外加电场没有任何的响应($F < 45$ kV/cm), 而当 $F > 45$ kV/cm 时, 总光吸收系数共振峰的强度快速的减小。4) 随着外加电场 F 的增大, 光整流共振峰位置发生了红移。同时光整流共振峰强度在 $F = 48$ kV/cm 处达到极大值。

基金项目

本项目获得基金项目支持: 国家自然科学基金(No. 11604289), 广西自然科学基金(No. 2016GXNSFBA380017)。

参考文献

- [1] Sundaram, M., Chalmers, S.A., Hopkins, P.E. and Gossard, A.C. (1991) New Quantum Structures. *Science*, **254**, 1326-1335. <https://doi.org/10.1126/science.254.5036.1326>
- [2] Panish, M.R. (1980) Molecular Beam Epitaxy. *Science*, **208**, 916-922. <https://doi.org/10.1126/science.208.4446.916>
- [3] Sirtori, C., Capasso, F., Sivco, D.L. and Cho, A.Y. (1992) Giant, Triply, Resonant, Third-Order Nonlinear Susceptibility $\chi_{3\omega}^{(3)}$ in Coupled Quantum Wells. *Physical Review Letters*, **68**, Article No. 1010. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1010>
- [4] Karimi, M.J. and Vafaei, H. (2015) Second-Order Nonlinear Optical Properties in a Strained InGaN/AlGaIn Quantum Well under the Intense Laser Field. *Superlattices and Microstructures*, **78**, 1-11. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2014.11.020>
- [5] Al, E.B., Urgan, F., Yesilgul, U., Kasapoglu, E., Sari, H. and Sokmen, I. (2015) Effects of Applied Electric and Magnetic Fields on the Nonlinear Optical Properties of Asymmetric GaAs/GaAlAs Double Inverse Parabolic Quantum Well. *Optical Materials*, **47**, 1-6. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2015.06.048>
- [6] Baskoutas, S., Garoufalis, C. and Terzis, A.F. (2011) Linear and Nonlinear Optical Absorption Coefficients in Inverse Parabolic Quantum Wells under Static External Electric Field. *The European Physical Journal B*, **84**, 241-247. <https://doi.org/10.1140/epjb/e2011-20470-9>
- [7] Chen, B., Guo, K.X., Liu, Z.L., Wang, R.Z., Zheng, Y.B. and Li, B. (2008) Second-Order Nonlinear Optical Susceptibilities in Asymmetric Coupled Quantum Wells. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **20**, 255214. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/25/255214>
- [8] Duque, C.A., Kasapoglu, E., Sakiroglu, S., Sari, H. and Sokmen, I. (2011) Intense Laser Effects on Nonlinear Optical Absorption and Optical Rectification in Single Quantum Well under Applied Electric and Magnetic Field. *Applied Surface Science*, **257**, 2313-2319. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2010.09.095>
- [9] Sakiroglu, S., Urgan, F., Yesilgul, U., Mora-Ramos, M.E., Duque, C.A., Kasapoglu, E., Sari, H. and Sökmen, I. (2012) Nonlinear Optical Rectification and the Second and Third Harmonic Generation in Poschl-Teller Quantum Well under the Intense Laser Field. *Physics Letters A*, **376**, 1875-1880. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2012.04.028>
- [10] Dakhlaoui, H., Almansour, S. and Algrafy, E. (2015) Effect of Si δ -Doped Layer Position on Optical Absorption in GaAs Quantum Well under Hydrostatic Pressure. *Superlattices and Microstructures*, **77**, 196-208. <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2014.11.008>
- [11] Liu, X., Zou, L.L., Liu, C.L., Zhang, Z.H. and Yuan, J.H. (2016) The Nonlinear Optical Rectification and Second Harmonic Generation in Asymmetrical Gaussian Potential Quantum Well: Effects of Hydrostatic Pressure, Temperature and Magnetic Field. *Optical Materials*, **53**, 218-223. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2016.01.043>
- [12] Lopez, S.Y., Mora-Ramos, M.E. and Duque, C.A. (2012) Nonlinear Optical Absorption and Optical Rectification in Near-Surface Double Quantum Wells: Combined Effects of Electric, Magnetic Fields and Hydrostatic Pressure. *Optical and Quantum Electronics*, **44**, 355-372. <https://doi.org/10.1007/s11082-012-9544-5>

-
- [13] Nazari, M., Karimi, M.J. and Keshavarz, A. (2013) Linear and Nonlinear Optical Absorption Coefficients and Refractive Index Changes in Modulation-Doped Quantum Wells: Effects of the Magnetic Field and Hydrostatic Pressure. *Physica B: Condensed Matter*, **428**, 30-35. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.07.015>
- [14] You, J.F., Zhao, Q., Zhang, Z.H., Yuan, J.H., Guo, K.X. and Feddi, E. (2019) The Effect of Temperature, Hydrostatic Pressure and Magnetic Field on the Nonlinear Optical Properties of AlGaAs/GaAs Semi-Parabolic Quantum Well. *International Journal of Modern Physics B*, **33**, Article ID: 1950325. <https://doi.org/10.1142/S0217979219503259>