

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С УРОВНЕЙ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В СОСТОЯНИИ КВАНТОВОЙ ЯМЫ

Армен АЛЕКСАНЫАН

Ключевые слова: поляризация, квантовая точка, квантовая яма, насыщение, поглощение, рекомбинация, релаксация, дисперсия, квазиимпульс, плотность состояний.

Բանալի բառեր՝ բևեռացում, քվանտային կետ, քվանտային փոս, հազեցում, կլանում, ռեկոմբինացիա, ռելաքսացիա, դիսպերսիա, քվազիիմպուլս, վիճակների խտություն:

Key words: polarization, absorption, quantum dots, quantum well, saturation, dispersion, recombination, relaxation, density of state, quasi-momentum.

Ա.Ալեքսանյան

Ճառագայթման ոչ գծային կլանումը քվանտային կետերի մակարդակներից քվանտային փոսի վիճակները

Ստացված են քվանտային փոսում գտնվող քվանտային կետերի համար բևեռացման և կլանման գործակցի արտահայտությունները՝ հազեցման էֆեկտի հաշվառումով: Մի քանի սահմանային դեպքերի հետազոտումը ցույց են տվել, որ ա) կլանման գործակցի վերջավոր արժեքը պայմանավորված է նրանով, որ ենթագոտու եզրում վիճակների խտությունը տարբերվում է զրոյից, բ) ճառագայթման կլանումը տեղի է ունենում նաև, երբ ճառագայթման հաճախությունը փոքր է արգելված գոտու արժեքից՝ կլանման եզրի լայնացման պատճառով, գ) միջգոնային անցումների հաճախությունը պետք է փոքր լինի ներենթագոտային ռելաքսացիայի հաճախությունից:

A. Alexanyan

Nonlinear Absorption of Radiation from the Levels in Quantum Dots to the States of the Quantum Well

Expressions for the polarization and absorption coefficient of quantum dots in quantum well are obtained taking into account the saturation effect. Some limiting cases in particular show that a) the final value of the coefficient of absorption of the edge of the subzone is determined by a nonzero density of the states; b) the absorption of radiation also occurs at frequencies below the edge of the subzone due to the broadening of the absorption edge; c) the frequency of the interband transitions must be less than the frequency of intrasubband relaxation.

Получены выражения для поляризации и коэффициента поглощения квантовых точек в квантовой яме с учётом эффекта насыщения. Исследования некоторых предельных случаев в частности показаны, что а) конечная величина коэффициенты поглощения на краю подзоны обусловлена с отличным от нуля плотностью состояний, б) поглощение излучения происходит и при частотах ниже края подзоны, вследствие расширения края поглощения, в) частота межзонных переходов должна быть меньше частоты внутривозонной релаксации.

1. Квантовая точка представляет собой ограниченный в трёхмерном пространстве полупроводниковый кристалл, свойства которого радикально зависят от размеров и формы. Благодаря эффектам самоорганизации в гетероэпитаксиальных полупроводниковых системах стало возможным создание структур с квантовыми точками с относительно высоким квантовым выходом излучательной рекомбинации и с малой дисперсией по размерам ~10%. Это позволяет на основе квантовых точек реализовать приборы с атомоподобными спектрами излучения, для которых характерно сочетание высокой спектральной интенсивности излучения со слабой температурной зависимостью рабочих характеристик. Исследования оптических свойств структур на квантовых точках приводят к необходимости учёта дисперсии излучения и нелинейности отклика полупроводниковой среды, включая эффекты насыщения, поглощения и нелинейной рефракции [2-4]. Зависимость показателя преломления и дисперсии от концентрации неравновесных носителей в активной области оказывают существенное влияние на волноводные параметры полупроводниковых структур [5-6]. Учёт эффектов нелинейной рефракции важен в задачах оптимизации условий для генерации гармоник, параметрического возбуждения излучения и других нелинейных оптических процессов. Отметим, что ранее были рассмотрены экситонные эффекты при расчёте показателя преломления гетероструктур с

кванто-размерными слоями [7]. Основные особенности нелинейной рефракции в подобных структурах были установлены в работе [8].

2. В данной работе рассматривается нелинейное поглощение света в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми точками. Решение поставленной задачи сводится к вычислению вектора поляризации полупроводника в сильном электромагнитном поле. Описывая междузонный переход с помощью уравнения движения оператора плотности, аналогично как это сделано в [9], нетрудно получить уравнение для вектора поляризации в сильном электромагнитном поле E с учетом насыщения при оптических переходах без выполнения правил отбора по квазиимпульсу электрона ($K \neq K'$):

$$P_{KK'}^0 = - \frac{\mu E \hbar \Gamma}{(\varepsilon_c - \varepsilon^v - \hbar \omega_c) + \hbar^2 \Gamma} - \frac{1}{2} \mu E^2 \cdot \frac{\Gamma}{\gamma} \cdot \frac{\sum_K \left(\rho_{KK}^0 + \frac{\rho_{KK'}^0}{2} \right)}{(\varepsilon_c - \varepsilon^v - \hbar \omega_c) + \hbar^2 \Gamma} \quad (1)$$

где μ -матричный элемент дипольного момента перехода между состояниями $\vec{K}$ и $\vec{K}'$ зон c и v (верхняя и нижняя зоны соответственно), ε -энергия, γ^{-1} и Γ^{-1} - феноменологически введенные в уравнение матрицы плотности времени релаксации, связанные соответственно со временем междузонной рекомбинации и со временем релаксации при рассеянии на фононах и электронах. В (1) предполагается, что валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости пуста.

Уравнение (1), которое не подвергается интегрированию в общем случае, можно применять для расчета поляризации полупроводниковых квантовых гетероструктур, в которых совершаются переходы, например, между размерно-квантованными подзонами и связанными состояниями в квантовой точке. В частности, для массива квантовых точек, возможно появление узкой зоны с плотностью состояний $\rho = \dots + \Delta$, где Δ -расстояние между дном зоной проводимости и уровнем связанного состояния в квантовой точке, если N_0 -концентрация квантовых точек, то для вектора поляризации получим

$$P = \sum_{KK'} \rho_{KK'}^0 = \sum_n \int_{c,v} P_{KK'}^0 \rho(\varepsilon_c - \varepsilon^v, \vec{q}) d\varepsilon d\varepsilon^v = \mu^2 a^3 N_0 E \hbar \Gamma \frac{\rho^c \cdot J(\omega_c)}{R^2 + \frac{1}{N_0} \rho^c \cdot J(\omega_c)} \quad (2)$$

где

$$J(\omega_c) = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} \frac{d\varepsilon_c}{(\varepsilon_c - \varepsilon_c + \Delta - \hbar \omega_c)^2 + \hbar^2 \Gamma^2 + \zeta^2} = \frac{1}{\sqrt{\hbar^2 \Gamma^2 + \zeta^2}} \left(\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{\hbar \omega_c - \Delta - \zeta^2}{\sqrt{\hbar^2 \Gamma^2 + \zeta^2}} \right),$$

$$R^2 = \frac{1}{2} \mu E^2 \frac{\Gamma}{\gamma} a^3 N_0, \quad \rho = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 d} \text{ - плотность состояний для одной подзоны,}$$

$\varepsilon_1 = \pi^2 \hbar^2 / 2 m^* d^2$, $a = \sqrt{\hbar^2 / \varepsilon_1}$ - "радиус" квантовой точки, I -потенциал ионизации квантовой точки, ε -статическая диэлектрическая проницаемость, m^* -эффективная масса электрона, d -толщина квантового слоя.

Отметим также, что величина P соответствует поляризации в сильном поле в приближении, когда время замедления неравновесных носителей, образовавшихся при поглощении излучения, меньше рекомбинационного времени $\Gamma^{-1} < \gamma^{-1}$. В отличие от объемных образцов [10], здесь появляется зависимость от d , с уменьшением которого уменьшается значение насыщающего поля E . Мнимая часть комплексной восприимчивости, определяющая поглощение в системе, имеет вид

$$\chi = \mu^2 a^3 N_0 \hbar \Gamma \frac{\rho^c \cdot J(\omega)}{1 + \frac{R^2}{N_0} \rho^c J(\omega)} \quad (3)$$

При условии $\Gamma^{-1} < \gamma^{-1}$ в верхней зоне устанавливается фермиевское распределение неравновесных носителей с квазиуровнем Ферми φ_E , зависящее от поля накачки E . При этом коэффициент поглощения на произвольной частоте слабого поля E_1 в зависимости от сильного поля накачки E , имеет вид:

$$K_0(\omega) = \frac{2\pi\omega}{C} \cdot \frac{P(E_1)}{E_1} = \mu^2 a^3 N_0 \frac{2\omega m^* \Gamma}{\hbar^2 d} \cdot J_1(\omega), \quad \text{где } J_1(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta(\epsilon_{\pm} + \Delta - \hbar\omega \mp \hbar\Gamma)}{\epsilon_{\pm} + \Delta - \hbar\omega \mp \hbar\Gamma} d\epsilon_{\pm} \quad (4)$$

$$\text{т.е.} \quad K_0(\omega) = \mu^2 a^3 N_0 \frac{2m^* \omega}{\hbar^2 d} \left(\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{\hbar\omega - \Delta - \epsilon_{\pm}}{\hbar\Gamma} \right) \quad (5)$$

(Интегрирование ведется по всем незанятым состояниям выше квазиуровня Ферми φ_E , на которые происходят переходы под действием поля E_1).

Выше полагалось $R_1^2 = \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{\gamma} \approx$ для слабого E_1 . Квазиуровень Ферми φ_E является функцией частоты и величины поля накачки и определяется в случае, когда $\Gamma^{-1} < \gamma^{-1}$ при помощи уравнения для полного числа частиц, перебрасываемые из нижней зоны в верхнюю вследствие поглощения света:

$$\varphi_E = \frac{1}{2} \frac{E}{\hbar \gamma \rho^c} \sum_{K, K'} \rho_{K, K'}^0 = \frac{R^2 \cdot J(\omega)}{1 + \frac{R^2}{N_0} \rho^c \cdot J(\omega)} \quad (6)$$

Анализ выражения (5) показывает, что величина $K_0(\omega)$ в ряде предельных случаев совпадает с формулами работы [11] и отличается от них лишь множителем $a^3 N_0$, который связан с нарушением здесь правил отбора по квазиимпульсу, т.е. от совокупного объема квантовых точек системы.

Для коэффициента поглощения слабого электромагнитного поля (при условии, когда зона проводимости пуста) имеем

$$K(\omega) = \frac{2\pi\omega}{C} \cdot \frac{P(E)}{E} = \mu^2 a^3 N_0 \frac{2\omega m^*}{\hbar^2 d} \left(\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{\hbar\omega - \Delta - \epsilon_{\pm}}{\hbar\Gamma} \right), \quad (R^2 \approx 0) \quad (7)$$

Из сопоставления приведенных выражений видно, что в сильном поле происходит уменьшение коэффициента поглощения и расширения края полосы поглощения при всех частотах (насыщение поглощения) [12].

3. Переходим к обсуждению некоторых предельных случаев полученных выражений:

1. Подставив $\hbar\omega = \Delta - \epsilon_{\pm}^1$ находим выражение для коэффициента поглощения на краю полосы. В частности, в случае слабого поля

$$K(\omega) = \mu^2 a^3 N_0 \frac{m^* \omega \pi}{\hbar^2 d} \quad (8)$$

Здесь конечная величина коэффициента поглощения на краю полосы обусловлена с отличным от нуля плотностью состояний из-за КРЭ и не связано в отличие от объемных образцов [10], и случая сильного поля (2) с конечностью времени релаксации поляризации среды Γ^{-1} .

2. Поглощение излучения происходит и при частотах ниже края полосы ($\hbar\omega < \Delta - \epsilon_{\pm}^1$) при конечном Γ^{-1} ($\Gamma \neq 0$) (расширение края поглощения в связи с конечностью Γ^{-1}).

3. При пренебрежении конечности времени релаксации ($\Gamma \rightarrow 0$) для коэффициента поглощения слабого поля при частотах ниже края поглощения $\hbar\omega < \Delta$ - получим

$$K(\omega)=0$$

Применение предельного перехода $\Gamma \rightarrow 0$ к случаю сильного поля в данном случае неоправдано, так как соответствующие выражения (2), (3) выведены в предположении $\Gamma^{-1} < \gamma^{-1}$.

4. Поле накачки E ограничено условием

$$\alpha < \Gamma,$$

где α -частота междузонного перехода с учетом интенсивности внешнего поля и размерного квантования, Γ -частота внутризонной релаксации.

Литература

1. Леденцов Н. И., Устинов В. М., Щукин В. А. и др. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП. 1997. Т. 32, № 4. С. 385-410.
2. Кононенко В. К., Грибковский В. П. Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // Опт. и спектр. 1970. Т. 29, № 5. С. 975-984.
3. Пихтин А. Н., Яськов А. Д. Рефракция света в полупроводниках // ФТП. 1988. Т. 22, №6. С. 969-991.
4. Елисеев П. Г., Богатов А. П. Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления // Тр. ФИАН. 1986. Т. 166. С. 15-51.
5. Kahen K. B., Leburton J. P. Exciton effects in the index of refraction of multiple quantum wells and superlattices // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49, № 12. P. 734-736.
6. Кононенко В. К. Спектр нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1993. № 3-4. С. 75-79.
7. Kononenko V. K. Nonlinear absorption in quantum-size heterostructures // Phys. stat. sol. (b). 1988. Vol. 150, № 2. P. 695 -698.
8. Al.G.Alexanian, G.E. Mirrabekian "Nonlinear susceptibility in semiconductor quantumwell heterostructures" 2-nd Europ. Quantum Electron. Conferen.,DDR,Drezden,1989.
9. Р. Пантел, Г. Пухтор. "Основы квантовой электроники" М., Мир 1972.
10. В. П. Грибковский. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Наука и техника., 1975.
11. Al.G.Alexanian et al., Optical characteristics of quantum-well heterostructures in saturation conditions. Int. J. Infrared and MM waves, 1993 v.14 № 10 p. 2149-2154.
12. Л. Ален, Дж. Эберли. "Оптический резонанс и двухуровневые атомы М." Мир" 1978.

Сведение об авторе:

Армен АЛЕКСАНИЯН - кафедра общей и прикладной физики АрГУ

E-mail: alex.armen88@gmail.com

Статья рекомендована к печати членом редакционной коллегии, д.ф.-м.н. А.Г.Алексаняном.