

8. Буров А. И., Ганчеренко И. И. ЖПС, 45, 861 (1986).
9. Поляков А. А., Трухин В. Н., Ярошецкий И. Д. Письма в ЖТФ, 8, 1018 (1982).
10. Арутюнян В. М. и др. Опт. и спектр. 53, 459 (1985).
11. Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж., Петросян Л. С. Опт. и спектр. 59, 643 (1985).
12. Arutunyan V. M., Muradyan A. Zh., Petrosyan L. S. Optica Acta, 33, 1051 (1986).
13. Арутюнян В. М. и др. Изв. АН Армении, Физика, 21, 160, (1986).
14. Segard B., Zemmouri I., Macke B. Europhysics Letters, 4, 47 (1987).
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Изд. Наука, М., 119 и 505, 1974.
16. Калке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Изд. Наука, М., 534, 1975.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ԿՈԶԵՐԵՆՏ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՄԸ ՈՉ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՍՑԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Լ. Ս. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հաշվարկված է դերկարճ լուսային իմպուլսի բևեռացման փոփոխությունը որը ինդուցվում է էլիպտիկ բևեռացված ինտենսիվ իմպուլսի կողմից միջավայրի եռամակարդակ 0—1—0 անցումների հետ փոխադրելու հետևանքով: Քննարկված է կլթային ազդանշանի ուժեղացման հնարավորությունը ի հաշիվ մուտքում փորձնական իմպուլսի արժեքի մոդուլացման, որը համապատասխան է միջավայրի բևեռացվածության ոչ ստացիոնար-կոհերենտ օսցիլյացիաների հետ:

COHERENT AMPLIFICATION OF POLARIZATION CHANGE UNDER TRANSIENT CONDITIONS OF RESONANT INTERACTION

A. ZH. MURADYAN, L. S. PETROSYAN

The change of polarization of ultrashort pulses of light induced by an intense elliptically polarized wave at their interaction with three-level atoms of medium was calculated. The possibility of amplification of output signal by means of the modulation of output wave phase in accordance with oscillations of coherent response of the medium is considered.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 2, 61—66 (1991)

УДК 621.373.5

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ОБЛАСТИ ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ С КВАНТОВЫМИ РАЗМЕРНЫМИ СЛОЯМИ (МГ КРС)

А. Г. АЛЕКСАНИЯ, А. Г. АЛЕКСАНИЯ, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 28 августа 1990 г.)

Рассматривается нелинейное поглощение в МГ КРС с учетом экранирования кулоновского взаимодействия электрона и дырки неравновес-

ными носителями. Дается вычисление фактора Эллиотта и выявляются особенности эффекта насыщения в размерно-квантованных структурах.

В настоящее время большую актуальность приобрели исследования различных нелинейных процессов в полупроводниковых многослойных гетероструктурах с КРС [1].

В данной работе рассматривается насыщение поглощения в МГ КРС, обусловленное экранированием кулоновского взаимодействия электрона и дырки неравновесными носителями. Экспериментальные исследования эффекта насыщения при комнатной температуре в чистом $GaAs$ и в МГ КРС $GaAs-AlGaAs$ проведены в [2], где показано, что в области экситонного резонанса насыщение поглощения в МГ структуре достигается при существенно меньшей интенсивности, чем в объемном $GaAs$.

Как известно, коэффициент поглощения с учетом экситонных эффектов имеет вид

$$\alpha = \frac{1}{2\pi} \alpha_0 \times S, \quad (1)$$

где α_0 — коэффициент межзонного поглощения, определяемый зонными параметрами, S — фактор Эллиота.

С учетом экранирования неравновесными носителями кулоновского взаимодействия электрона и дырки расчеты множителя S следует произвести с экранированным кулоновским потенциалом Юкавы

$$V_{\text{ю}}(\rho) = (e^2/\epsilon\rho) \exp(-\rho/\rho_0), \quad \text{где } \rho_0 = (\epsilon k_B T / 4\pi e^2 \Delta N)^{1/2} —$$

— двумерный радиус экранирования.

Общее аналитическое решение уравнения Шредингера с потенциалом Юкавы неизвестно и в ряде работ, авторами предложены различные методы приближенных и численных расчетов множителя S [3], [4]. В некоторых работах [5], [4], с целью упрощения задачи, вместо потенциала Юкавы используют обрезанный кулоновский потенциал и в качестве результата получают экспериментально ненаблюдаемые осцилляции S и α в зависимости от концентрации неравновесных электронов ΔN . Получаемые особенности расчета, по всей видимости, связаны с резким обрывом кулоновского потенциала.

В настоящей работе фактор Эллиота S вычисляется с помощью приближенного решения уравнения Шредингера с потенциалом Юкавы (см. приложение)

$$S = |{}_1F_1(i/x, 1, ix\beta) + e Ei(-1)\beta \cdot {}_1F_1(i/x, 1, ix\beta)|^{-2}, \quad (2)$$

где $\beta = \rho_0/a_B$, $x = k \cdot a_B = (E_{ex}/E_B)^{1/2}$, $E_{ex} = \hbar\omega - E_g - E_{nn'}$,

$$E_{nn'} = (\hbar^2/2m) \cdot (\pi/d)^2 \cdot (n^2 - n'^2), \quad d — \text{толщина квантового слоя}$$

k — волновой вектор, ${}_1F_1$ — вырожденная гипергеометрическая функция $a_B = \epsilon\hbar^2/\mu e^2$, $E_B = \mu e^4/2\epsilon^2\hbar^2$.

При ограниченных значениях β

$$S \sim \left[\sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{\beta^m}{(m!)^2} - eEi(-1) \cdot \beta \cdot \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{\beta^m}{m!(m+1)!} \right]^{-2} \quad (3)$$

(1), (2) с учетом уравнения баланса $\alpha = \Delta N / \tau J$ приводят к следующему соотношению для нахождения зависимости α от J

$$\alpha = \frac{1}{2\pi} \alpha_0 S(\Delta N) = \frac{\Delta N}{\tau J},$$

где τ — время жизни, зависящее от механизма рекомбинации и параметров полупроводника, J — мощность падающего излучения.

В частности, при малых β ($\beta < 1$), ограничиваясь в (3) членами, линейными по β , получим

$$\alpha = \frac{\alpha_0^2 J^2 - 2A\alpha_0 C^2 J + A^2 C^2}{\alpha_0 J^2 - 2(A\alpha_0)^{1/2} C \cdot J^{3/2} + AC^2 J},$$

$$\Delta N = \Delta N_{\text{кр}} \cdot \left(\frac{\alpha_0^2 J^2 - 2\alpha_0 AC^2 J + A^2 C^4}{A\alpha_0 J - 2CA(A\alpha_0)^{1/2} \cdot J^{1/2} + C^2 A^2} \right), \quad \text{при}$$

$$J > 5,76 \cdot 10^{22} = 5,76 \cdot 10^3 \frac{Bm}{\text{см}^2}, \quad \Delta N > \Delta N_{\text{кр}} \sim 1,6 \cdot 10^{16} \quad (\text{для GaAs}).$$

При $\beta \geq 1$, сохранив в (3) члены до третьего порядка включительно, можно написать следующее соотношение для α , полученное в первом приближении

$$\alpha = \frac{\alpha_0 \left[1 - 2 \frac{C_1 \beta_0^2 - D_1 \beta_0^3}{1 - C \beta_0} \right]}{[1 - C \beta_0]^2}, \quad \beta_0 = \frac{(A\alpha_0 J)^{1/2} - CA}{\alpha_0 J - AC^2},$$

$$A = \mu^2 e^2 K_B T / 4\pi e \hbar^4, \quad C = 1 + eEi(-1), \quad C_1 = 1/4 + eEi(-1)/2,$$

$$D_1 = \frac{1}{36} - \frac{eEi(-1)}{12}.$$

Анализ полученных выражений показывает, что:

1. Эффекты насыщения в МГ КРС *GaAs-AlGaAs* наступает при меньших интенсивностях, чем в объемном *GaAs*. Появление насыщения при меньших интенсивностях в диапазоне частот, существенных для экситонных эффектов, связан с более высоким (по сравнению с объемным *GaAs*) коэффициентом поглощения α , который определяется эффектом плотности состояния и усиления кулоновского взаимодействия электрона и дырки. Более высокое значение коэффициента поглощения приводит к большей концентрации экранирующих неравновесных носителей при той же интенсивности.

2. Здесь имеет место монотонное уменьшение коэффициента поглощения до значения коэффициента междужонного поглощения α_0 во всем интервале возрастания интенсивности излучения в отличие от [4], [5], где

получены экспериментально ненаблюдаемые осцилляции α . Заметное экранирование ($\rho_0 \sim a_B$) и уменьшение α начинается уже при

$$\Delta N \geq \Delta N_{\text{кр}} \sim 10^{16} \text{ и } J \geq J_0,$$

$$\text{где } J_0 = \frac{\epsilon \Delta N_{\text{кр}}}{a_0 S(\Delta N_{\text{кр}}) \tau} \sim 5,3 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2,$$

что согласуется с экспериментальными данными по насыщению поглощения [2].

Приложение

Вычисление фактора S

$$S = \frac{|R(0)|^2}{|R^0(0)|^2}, \quad \text{где } R(\rho) - \text{решение}$$

двумерного уравнения Шредингера с потенциалом $V_{\text{ю}}^3(\rho)$, описывающее относительное движение e - h пары, $R^0(\rho)$ — волновая функция свободной частицы.

С целью упрощения сделаем следующую замену:

$$V_{\text{ю}}^3(\rho) = \begin{cases} \frac{e^2}{\epsilon \rho} e^{-\rho/\rho_0}, & \rho > \rho_0 \\ \frac{e^2}{\epsilon \rho}, & \rho \leq \rho_0. \end{cases}$$

а) $\rho > \rho_0$.

Уравнение радиального движения в переменных

$$t = \rho/\alpha_B \quad \text{и} \quad K = \sqrt{2\mu E_{\text{ex}}}/\hbar \quad \text{имеет вид}$$

$$\frac{d^2}{dt^2} R + \frac{1}{t} \frac{d}{dt} R + \left(x^2 + \frac{2}{t} e^{-t/\beta} \right) R = 0. \quad (1.П.)$$

(мы рассмотрим случай изотронных, невырожденных и параболических зон).

При $x \ll 1$ к уравнению (I. II.) можно применять метод последовательных приближений представив R в виде

$$R = R_0 + R_1 \quad (R_1 \sim R_0 e^{-t/\beta}, \quad t/\beta > 1), \quad (2.П.)$$

где R_0 и R_1 удовлетворяют следующим приближенным уравнениям, содержащим малые величины одинаковых порядков;

$$\begin{cases} R_0'' + (1/t) \cdot R_0' = 0 \\ R_1'' + (1/t) \cdot R_1' = (-2/t) \cdot e^{-t/\beta} \cdot R_0, \end{cases}$$

откуда

$$R = N \left((1 + 2 b_k \beta \cdot \int_t^\infty \frac{e^{-x/\beta}}{x} dx) \right), \quad \text{где } b_k - \quad (3.П.)$$

коэффициент разложения по рассеянным волнам R_1 .

б) $\rho \leq \rho_0$. Исходя из вида решений в области $\rho > \rho_0$ (волновая функция невозмущенного движения R_0 + возмущенная волновая функция R_1), выберем решения уравнения Шредингера с кулоновским потенциалом в параболических координатах

$$\Psi = NC_k e^{ikz} F_1(i/z, 1, ik(r-z)), \quad (4.П.)$$

которое имеет определенное асимптотическое поведение на бесконечности (плоская волна + рассеянная волна).

При $z = 0$, $r = \rho$ из (4. П.) следует выражение волновой функции радиального движения в области $\rho \leq \rho_0$

$$R = NC_k F_1(i/z, 1, iz\beta). \quad (5.П.)$$

Приравнявая функции (3. П.) и (5. П.) и их производные в точке $\rho = \rho_0$ находим

$$C_k = [{}_1F_1(i/z, 1, iz\beta) + eEi(-1) {}_2F_1(i/z, 1, iz\beta)]^{-1},$$

$$S = |C_k|^2.$$

В предельных случаях:

а) полного экранирования $\beta \ll 1$, т. е. кулоновское взаимодействие не влияет на коэффициент поглощения

$$S = 1.$$

б) при отсутствии экранирования $\beta \gg 1$

$$S = \frac{2\pi/x}{1 - \exp(-2\pi/x)} \quad (\text{с точностью } x \ll 1),$$

что совпадает с обычным видом фактора Эллиотта [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Рывкин Б. С. ФТП, 19, 3 (1985).
2. Miller D. A. Appl. Phys. Lett., 41, 679 (1982).
3. Cau J. Mc., Phys. Rev., B4, 2567 (1971); B6, 4484 (1972).
4. Бир Г. А., Пукис Г. А., Скал А. С. ФТП, 8, 1096 (1974).
5. Aharonyan K. M., Kazaryan E. M., Jhin. Solid, films. Elechtron and optichs, 105, 149 (1983).
6. Elliott R. I., Polarons and Exitons London, 1963, p. 269.

ԼՈՒՅՍԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՔՎԱՆՏԱ-ՉԱՓԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐՈՎ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ՏԱՐԱԿԱՌՈՒՅՎԱԾ ՔՆԵՐՈՒՄ
ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ (ԲՏՔԶՇ)

Ա. Գ. ԱԼԵԲՍԱՆՅԱՆ, Ա. Գ. ԱԼԵԲՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Դիտարկվում է ոչ գծային կլանումը ԲՏՔԶՇ-ում էլեկտրոնի և խոռոչի կոլեկտիվ փոխազդեցությունը անհամաարակշիռ կրողներով էկրանավորելու դեպքում: Տրվում է էլիտի գործակցի հաշվումը և քվանտա-լափայլի զառուցվածքներում հազեցման երևույթի առանձնահատկությունների բացահայտումը:

NONLINEAR ABSORPTION OF LIGHT IN EXITON RESONANCE REGION IN A SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURE WITH SIZE-QUANTIZED LAYERS

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, H. S. NIKOGOSYAN

The nonlinear absorption of light in many-layer size-quantized heterostructures is considered, taking into account the screening of Coulomb interaction of electrons and holes by nonequilibrium carriers. Calculations for the Elliot factor are given and some features of saturation effect in size-quantized structures are discussed.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 2, 66—70 (1991)

УДК 548.732

ПОЛНАЯ ПЕРЕБРОСКА ПЛОСКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

В. К. МИРЗОЯН, С. Н. НОРЕЯН

ИППФ АН Армении, г. Ереван

(Поступила в редакцию 4 сентября 1991 г.)

Экспериментально исследовано явление полной переброски плоской рентгеновской волны в кварцевом монокристалле под действием температурного градиента для $\text{MoK}_{\alpha 1}$ излучения. Исследования проводились для монокристаллов толщиной 0,3—2,8 мм. Выяснилось, что величина температурного градиента, обеспечивающая полную переброску, зависит от угловой расходимости падающего пучка и толщины монокристалла. Наблюдалось изменение коэффициента поглощения монокристалла под влиянием температурного градиента в окрестности угла Брэгга.

После открытия явления полной переброски [1] особый интерес представляет переброска интенсивности плоской рентгеновской волны от направления прохождения в направлении отражения (дифракции) под действием внешних воздействий в геометрии Лауэ для тонких кристаллов ($\mu t \sim 1$, где μ — линейный коэффициент поглощения для данной длины волны, t — толщина кристалла).

Монохроматизированная плоская рентгеновская волна получена с помощью асимметрического отражения от атомных плоскостей (220) Si с углом асимметрии $\varphi = 7^\circ$ для MoK_{α} излучения от трубки БСВ-6 при напряжении 30 кВ и анодном токе 10 мА. Угол расходимости $\Delta\psi_h$, составляющий одну угловую секунду, рассчитан по формуле

$$\Delta\psi_h = \Delta\psi_s \sqrt{b},$$

где

$$\Delta\psi_s = \frac{(1 + \cos 2\theta) |\chi_h|}{\sin 2\theta}, \quad b = \frac{\sin(\theta - \varphi)}{\sin(\theta + \varphi)},$$

$$(\chi_{220})_{\text{Si}} = 2,04 \cdot 10^{-6}.$$

Геометрия эксперимента показана на рис. 1.