

1. Stappaerts E. A., J. Opt. Soc. Am. B3, 1330 (1986).
2. Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. Квант. электрон. 14, 1925 (1987).
3. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. Raymer M. G., Mostowski J., Carlsten J. L., Phys. Rev., A19, 2304 (1979).
5. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
6. Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Вестник МГУ, сер. Физика—Астрономия, 18, 7С (1977).
7. Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Вестник МГУ, сер. Физика—Астрономия, 22, 3 (1981).
8. Kung R. T. V., IEEE, J. Quant. Electron., QE, 18, 2056 (1982).
9. Valley G. C., IEEE, J. Quant. Electron., QE, 18, 1370 (1982).
10. Ackerhalt J. R., Kurtt N. A., J. Opt. Soc. Am. B3, 1352 (1986).
11. Зубарев Н. Г., Михайлов С. И. Квант. электрон. 5, 2383 (1978).
12. Lombardi G. G., Injeyan H., J. Opt. Soc. Am. B3, 1451 (1986).

ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՆՅՈՒՆԻՐԸ ԴԻՍՊԵՐՍԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԼԱՅՆԱՇԵՐՏ ՄՂՄԱՆ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

Գ. Գ. ՋՈՏՅԱՆ, Ա. Վ. ՄԵՍՐՈՊՅԱՆ

Հոդվածում ներկայացված են երեք հաճախային մոդայից բաղկացած լայնաշերտ մղման հարկադրական կոմբինացիոն ցրման թվային հետազոտման արդյունքները: Ուսումնասիրված է փոխազդող ալիքների փոփոխական վարքագիծը դիսպերսիոն միջավայրում՝ հաղեցման ուժի պայմաններում:

PHASE EFFECTS IN STIMULATED RAMAN SCATTERING WITH BROADBAND PUMPING IN A DISPERSIVE MEDIUM

G. P. DJOTYAN, A. V. MESROPYAN

A numerical analysis of stimulated Raman scattering of broadband pumping consisting of three spectral components is given. The behaviour of interacting waves phases in saturation regime in a dispersive medium has been studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 68—74 (1992)

УДК 535.341:539.216.2

ՕՊՏԻԿԵՍԿԻԵ ՍԵՐԵՃՈՒԹՅԱՆ ԵՄԵԺՈՒ ԴՈՆՈՐՆՅԱԿԱՆ Ի ԱԿՇԵՓՏՈՐՆՅԱԿԱՆ ԸՆԴՐԱՆԻՆ ԵՆ ԿՎԱԶԻԴՎՈՒՄԵՐՆՈՒ ՍՈՒՄՊՐՈՎՈԴՆԻԿԵ

Տ. Կ. ԱՎԵՏԻՅԱՆ, Ա. Յ. ԵՆՈԿՅԱՆ

Երևանский политехнический институт,

Յ. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Երևանский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 апреля 1991 г.)

Рассмотрено поглощение света между донорными и акцепторными уровнями в слабелегированной некомпенсированной полупроводниково-

вой пленке. Исследованы ситуации, связанные с разными соотношениями между характерными длинами полупроводников: примесными радиусами, толщиной пленки, средним междоимесным расстоянием.

Показано, что при определенных условиях можно добиться как подавления междоимесного поглощения, так и его заметного влияния на оптический спектр полупроводника.

Оптические свойства полупроводников (поглощение, рекомбинация и т. д.) в области запрещенной зоны при низких температурах во многом определяются электронными переходами между донорными и акцепторными центрами [1]. С теоретической точки зрения такие переходы интересны тем, что осуществляются между дискретными уровнями разных атомов, находящихся в поле кристаллического периодического потенциала.

С другой стороны, одним из практикуемых методов контролируемого изменения физических, в частности, вышеуказанных оптических свойств полупроводника является уменьшение размеров образца до порядка длины дебройлевской волны носителей заряда (квантовый размерный эффект—КРЭ). В легированном полупроводнике в условиях КРЭ возникают дополнительные особенности, связанные с движением локализованных электронов, изменением распределения примесей, влиянием окружающей пленку среды. Учету влияния этих эффектов на коэффициент поглощения посвящены работы [2, 3], где рассматриваются переходы примесь—зона в полупроводниковых пленках и проволоках.

В данной работе рассмотрено междоимесное поглощение в полупроводниковых пленках при наличии КРЭ. Полупроводник предполагается прямозонным, слаболегированным, некомпенсированным.

При слабом легировании, когда среднее междоимесное расстояние намного превышает радиусы доноров и акцепторов, распределение можно считать хаотическим. В некомпенсированной полупроводниковой пленке (для конкретности примем $n_A \gg n_D$, где n_A , n_D —концентрации акцепторов и доноров, соответственно), вероятность нахождения акцептора от данного донора на расстоянии ρ ; $\rho + d\rho$ определяется следующим образом [4]

$$w(\rho)d\rho = 2\pi n_A \rho \exp(-4\pi n_A \rho^2 d) d\rho, \quad (1)$$

где d —толщина пленки.

Для вычисления коэффициента поглощения надо усреднить вероятность междоимесного перехода по данному распределению.

В полупроводниковой пленке, когда диэлектрическая проницаемость пленки намного больше диэлектрической проницаемости окружающей ее среды, эффективный потенциал кулоновского взаимодействия между зарядами значительно меняется, что может радикально изменить как междоимесное взаимодействие, так и взаимодействие примесного острова с локализованным на нем электроном. Последнее меняет волновые функции связанных состояний примесей [5].

В результате, в пленке вместо мелких водородоподобных примесных состояний массивного образца возникают новые связанные состояния.

образование которых обусловлено как вышеуказанным измененным кулоновским потенциалом, так и ограничениями, накладываемыми размерами образца на движение локализованных электронов [4].

Влияние вышеприведенных факторов на коэффициент межпримесного поглощения определяется соотношениями между характерными длинами задачи (a_A , a_D — примесные радиусы, d — толщина пленки, $\bar{\rho}$ — среднее межпримесное расстояние).

1. Рассмотрим случай, когда

$$d \gg a_D, a_A. \quad (2)$$

В этом случае примеси не чувствуют влияния пленки, и их можно описывать обычными водородоподобными волновыми функциями (см. напр., [6]). Для матричного элемента импульса перехода донор—акцептор используем выражение, приведенное в [7].

Рассмотрим такие значения среднего межпримесного расстояния, при которых выявляются характерные особенности задачи и представляется возможность получения аналитических выражений

$$\bar{\rho} \gg \frac{e}{\varepsilon_1} d, \quad (3)$$

$$d \ll \bar{\rho} \ll \frac{e}{\varepsilon_1} d. \quad (4)$$

а). При выполнении условия (3) выражение для потенциала донор—акцепторного взаимодействия значительно упрощается [8]

$$V(\rho) = \frac{e^2}{\varepsilon_1 \rho}. \quad (5)$$

Его можно интерпретировать как двумерное кулоновское взаимодействие через окружающую пленку среду.

Используя функцию распределения (1), для коэффициента поглощения получим

$$\alpha_n = \left(\frac{2\pi p_{cv}(0)}{m_0} \right)^2 \left(\frac{4a_A}{a_D} \right)^3 \frac{\varepsilon_1 n_A n_D}{\sqrt{\varepsilon} \omega c} \rho_0^3 d \exp \left(-\frac{2\rho_0}{a_D} - \pi n_A d \rho_0^2 \right), \quad (6)$$

где

$$\rho_0 = \frac{e^2}{\varepsilon_1 [\hbar\omega - (E_g - E_D - E_A)]} \quad (7)$$

расстояние между теми примесными парами, которые поглощают данную частоту ω . Здесь m_0 — масса свободного электрона, ε и ε_1 — диэлектрические проницаемости пленки и окружающей ее среды, соответственно; E_g — ширина запрещенной зоны; E_D и E_A — энергии активации донора и акцептора.

Характер поглощения определяется формулой (6), когда частота поглощаемого света удовлетворяет соотношению $\hbar\omega < E_g - E_A$, а при больших частотах, на которые приходится максимальное поглощение, определяемое формулой (6), основную роль играют переходы с акцепторов в зону проводимости. Рассмотрим поглощение на граничной частоте, когда $\hbar\omega = E_g - E_A$. В поглощении на этой частоте будут участвовать пары, для которых согласно (7) $p_0 \sim e^2/\epsilon_1 E_g$. Для GaAs при $n_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d = 100 \text{ Å}$ на этой частоте коэффициент поглощения практически зануляется, т. е. при выполнении условий (2) и (3) наличие доноров при поглощении не чувствуется.

6). Если выполнено условие (4), то выражение для донор-акцепторного потенциала принимает вид [8]

$$V(\rho) = -\frac{2e^2}{\epsilon d} \left[\ln \left(\frac{\epsilon d}{\epsilon_1 \rho} \right) - C \right], \quad (8)$$

где C — постоянная Эйлера.

Пользуясь выражением двумерного распределения примесей (1), для коэффициента поглощения получим следующее выражение

$$\alpha_b = \left(\frac{2\pi p_{ev}(0)}{m_0} \right)^2 \left(\frac{4a_A}{a_D} \right)^3 \frac{V \epsilon n_A n_D}{2\omega c} a_D \rho_0^2 d \exp \left(-\frac{2\rho_0}{a_D} - \pi n_A d \rho_0^2 \right), \quad (9)$$

где

$$\rho_0 = \frac{\epsilon}{\epsilon_1} d \exp \left\{ -\frac{\epsilon d [\hbar\omega - (E_g - E_D - E_A)]}{2e^2} - C \right\}. \quad (10)$$

На границе области (4), когда $\rho \sim d$, для GaAs при $d = 350 \text{ Å}$ и выше приведенных значениях концентраций из (10) получаем значение $\alpha_b \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Учитывая достаточно пологий характер $\alpha_b(\omega)$, полученное значение коэффициента поглощения может значительно изменить спектр. Следует оговориться, что на границе области (4), формула (9) может описывать поглощение лишь условно. Соответствующая расстоянию $\rho_0 \sim d$ частота приближается к частоте перехода акцептор—зона, а максимум поглощения, согласно (9) и (10), как и в случае (а), приходится на зону проводимости.

2. Рассмотрим случай, когда

$$a_D \gg d \gg a_A. \quad (11)$$

В этих условиях волновая функция акцептора такая же, что и для массивного образца [6], а волновую функцию донора можно представить в виде

$$\psi_D = \frac{1}{\sqrt{d}} \varphi_D(|\rho_1 - \rho|) u_c(r_1 - r) \cos \frac{\pi z}{d}, \quad (12)$$

* $\hbar$ — постоянная Планка с чертой.

где Γ_1 —расстояние между примесными центрами; Γ —расстояние между донорным остовом и электроном, а ρ_1 и ρ —их проекции на плоскости пленки; u_c —амплитуды Блоха зоны проводимости.

Если параметры пленки таковы, что

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} d \gg a_D \gg d, \quad (13)$$

то между электроном и донорным остовом действует потенциал (8), и волновую функцию $\varphi_D(\rho)$ можно представить в виде [5]

$$\varphi_D(\xi) = \sqrt{\frac{2}{v}} \exp \left\{ - \left[\frac{\Gamma(2/v)}{v^2} \right]^{2/v} \frac{\xi^v}{2} \right\}, \quad (14)$$

где $\xi = 2|\rho_1 - \rho| / \sqrt{da_D}$, $\alpha \approx 1,43$.

При выполнении условий (11) при слабом легировании между донором и акцептором может действовать лишь потенциал типа (5). Усредняя выражение для вероятности межпримесного перехода по распределению (1), для коэффициента поглощения получим следующее выражение

$$\alpha_2 = \frac{2^3 \pi a_A^3 (p_{cv}(0))^2 \varepsilon_1 n_A n_D \rho_0^2 \exp \left(- \frac{2\rho_0}{\sqrt{da_D}} - \pi n_A \rho_0^2 d \right)}{1/\varepsilon m_0^3 c \omega da_D \left[\left(\frac{\pi a_A}{d} \right)^2 - \left(\frac{2a_A}{da_D} \right)^2 + 1 \right]^4}, \quad (15)$$

где

$$\rho_0 = \frac{e^2}{\varepsilon_1 [h\omega - (E_g - E_{D_2} - E_A)]}.$$

Здесь $E_{D_2} = (e^2/\varepsilon d) [\ln(\varepsilon/\varepsilon_1)(d/a_D) - 2(C + \gamma)]$ — энергия активации донора при выполнении условия (13) ($\gamma \approx 0,528$ — собственная энергия состояний, описываемых волновой функцией (14)).

Когда $h\omega \sim E_g - E_A$, соответствующее расстояние $\rho \sim \varepsilon d/\varepsilon_1$ и для него справедливо условие (3). Для GaAs на этих частотах при толщине $d \sim 50 \text{ \AA}$ и концентрациях, указанных в п. 1, $\alpha_2 \sim 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

Максимум выражения (15) приходится на частоты, которые лежат в зоне проводимости.

3. В случае, когда параметры образца, наряду с условием (11) удовлетворяют соотношению

$$a_D \gg \frac{\varepsilon d}{\varepsilon_1}$$

в (12) можно определить функцию φ_D как [4],

$$\varphi_D = \frac{1}{\sqrt{\pi} a_{D_2}} \exp \left(- \frac{2(\rho_1 - \rho)}{a_{D_2}} \right).$$

Здесь $a_{D_1} = \varepsilon_1 a_D / \varepsilon$ выполняет роль донорного радиуса.

С учетом всего вышесказанного, для коэффициента поглощения получим выражение

$$\alpha_3 = \frac{2^9 \pi^2 (p_{co}(0))^2 a_A^3 n_A n_D \varepsilon_1 r_0^3 \exp\left(-\frac{4\rho_0}{a_{D_1}} - \pi n_A r_0^2 d\right)}{m_0^2 c \omega a_{D_1}^2 V \varepsilon \left[\left(\frac{\pi a_A}{d}\right)^2 - \left(\frac{a_A}{a_{D_1}}\right)^2 + 1 \right]^4},$$

при этом

$$\rho_0 = \frac{e^2}{\varepsilon_1 [\hbar\omega - (E_g - E_{D_1} - E_A)]},$$

где $E_{D_1} = E_D (\varepsilon/\varepsilon_1)^2$.

Частоте $\hbar\omega = E_g - E_A$ соответствует $\rho \sim a_{D_1}$, и, следовательно, применение приближения (3) не оправдано. На границе же области (3) $\rho_0 \sim a_D$ для GaAs, при $d \sim 20 \text{ \AA}$ и концентраций пункта 1 поглощение практически равно нулю.

Случаи $d \ll a_A \ll d\varepsilon/\varepsilon_1$ и $a_A \gg d\varepsilon/\varepsilon_1$ нами не рассматриваются, так как они накладывают очень жесткие ограничения на полупроводник. Случай $d \gg a_D$, a_A при $\varepsilon \sim \varepsilon_1$ рассмотрен в [4].

Следует отметить, что при $\varepsilon \sim \varepsilon_1$ картина кардинальным образом меняется, исчезает возможность появления потенциала (8). При $\varepsilon \sim \varepsilon_1$ для любых соотношений между характерными длинами пик межпримесного поглощения приходится на запрещенную зону. Поглощение в пленке при $d \gg a_D, a_A$ в этом случае отличается от массивного лишь применением распределения примесей (1).

Таким образом, исследование межпримесного поглощения в пленках открывает широкие возможности варьированием характерными длинами образца добиться как подавления межпримесного поглощения, так и изменения полосы пропускания примесной пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Williams F. Phys. Stat. Sol., 25, 493 (1968).
2. Казарян А. М., Казарян Э. М., ФТП, 11, 1383 (1977).
3. Азаронян К. Г., Казарян Э. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 274 (1978).
4. Киракосян А. А., Саркисян Э. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 129 (1984).
5. Андрушчин Е. А., Силин А. П. ФТТ, 22, 2676 (1980).
6. Luttinger J. M., Kohn W., Phys. Rev., 97, 869 (1955).
7. Аветисян С. К., Еномян А. Э., Казарян Э. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 25, 102 (1990).
8. Келдыш Л. В. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ԵՆՈԿՅԱՆ, Է. Մ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ

Քննարկված է զոնորային և ակցեպտորային մակարդակների միջև կլանումը թույլ լեզի-
րացված, լիմպլեռացված կիսահաղորդչային թաղանթում: Ուսումնասիրված են դեպքեր,
պայմանավորված կիսահաղորդչի բնութագրական երկարությունների՝ խառնուրդների շառ-
վիղների, թաղանթների հաստության, միջին միջխառնուրդային հեռավորության տարբեր
հարաբերությամբ ծուլ է տրված, որ որոշակի պայմաններում միջխառնուրդային կլանումը
վարող է ինչպես թուլանալ, այնպես էլ նկատելիորեն ազդել կիսահաղորդչի սպեկտրի վրա:

OPTICAL TRANSITIONS BETWEEN DONOR AND ACCEPTOR CENTERS IN QUASI-TWO-DIMENSIONAL SEMICONDUCTORS

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

Transitions between donor and acceptor levels in weakly doped, uncompensated semiconductor film are considered. Different cases connected with various character-
istic lengths of semiconductor, such as impurity radii, film thickness, average inter-
impurity distance are investigated. It is shown, that under some conditions both the
suppression of interimpurity absorption and its noticeable influence on the optical spec-
trum of semiconductor could be achieved.

УДК 534.29.538.245

Изв. АН Армени, Физика, т. 27, вып. 2, с. 74—78 (1992)

МАШИННЫЙ АНАЛИЗ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРА АКУСТОМАГНИТНОЙ МОДУЛЯЦИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. АВАКЯН, К. Н. КОЧАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН,
В. Г. ПРПРЯН, Э. А. САРКИСЯН

Институт радиофизики и электроники АН РА

(Поступила в редакцию 11 июня 1991 г.)

Моделированием на ЭВМ определен вклад дисперсии и диссипации
в частотную зависимость исследованного ранее эффекта акустомангнит-
ной модуляции в гематите в области высокочастотного антиферромаг-
нитного резонанса.

Ранее нами сообщалось о наблюдении модуляции интенсивности
поляризованного излучения субмиллиметрового диапазона, проходяще-
го через плоскопараллельную пластину гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$), находя-
щуюся под воздействием стоячей ультразвуковой волны [1]. Эти экс-