

УДК 621.315.592

ПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПЛЕНКЕ

А. А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

Э. А. САРКИСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 15 февраля 1983 г.)

Методом теории возмущений рассмотрено обусловленное межпримесными переходами поглощение монохроматической электромагнитной волны слабо легированной размерно-квантованной полупроводниковой пленкой. Получено выражение для коэффициента поглощения при различных отношениях между радиусами локализации на доноре и акцепторе. Показано, что кулоновское взаимодействие между локализованными на примесях носителями заряда приводит к уширению конечного состояния. По порядку величины оценена величина такого уширения.

Имеющиеся в настоящее время многочисленные теоретические работы, касающиеся влияния конечных размеров образца на его физические характеристики в условиях квантового размерного эффекта (КРЭ), неоднократно и в разнообразных опытах получали надежное экспериментальное подтверждение [1—4]. Особое место среди этих экспериментальных работ занимают исследования влияния КРЭ на оптические характеристики размерно-квантованных объектов [5—7], поскольку первые достоверные экспериментальные данные о существовании КРЭ в полупроводниковых пленках были получены именно при изучении оптических характеристик тонких пленок [5, 6]. С этой точки зрения исследования влияния КРЭ на различные оптические характеристики размерно-квантованных (РК) объектов актуальны и в настоящее время.

В настоящей работе вычислен коэффициент поглощения монохроматической электромагнитной волны РК полупроводниковой пленкой, обусловленного переходами локализованных электронов между примесями.

Рассмотрим слабо легированную РК пленку с экстремумами зон в центре двумерной зоны Бриллюэна. Донор находится в точке (ρ, z) , а акцептор — в точке $(\rho - \rho_0, z - z_0)$, где ρ, ρ_0 — радиус-векторы в плоскости пленки. Воспользуемся общепринятой моделью бесконечно глубокой ямы при аппроксимации потенциала пленки в направлении квантования [7], а также предположим, что толщина пленки L значительно меньше характерного размера, связанного с локальным центром состояния носителя заряда. Тогда волновые функции, описывающие связанные состояния электрона на акцепторе и доноре, можно представить в виде [8]

$$\psi_A = \frac{4}{\sqrt{\pi L a_A^2}} u_v(\rho - \rho_0) \exp\left(-\frac{2|\rho - \rho_0|}{a_A}\right) \sin \frac{\pi(z - z_0)}{L}, \quad (1)$$

$$\psi_D = \frac{4G}{\sqrt{\pi L a_D^2}} u_c(\rho) \exp\left(-\frac{\gamma \rho}{a_D} + im\varphi\right) \left(\frac{2\rho}{a_D}\right)^{|m|} F\left(-l, 2|m| + 1; \frac{2\gamma \rho}{a_D}\right) \times \\ \times \sin \frac{\pi s z}{L}, \quad (2)$$

где a_A (a_D) — боровский радиус акцептора (донора), u_c , u_v — двумерные блоховские амплитуды, $s=1, 2, \dots$, $F(a, b; x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, $\gamma^{-1} = (l + |m| + 1/2)$, $l, |m| = 0, 1, 2, \dots$; постоянная нормировки G дается формулой

$$G = \left[\frac{(2|m| + 1)(2|m| + l)! \gamma^{2|m|+3}}{8(2|m| + 1)!(2|m|)! l!} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

В (1) сделано предположение, что электрон локализован на акцепторе в основном состоянии.

В случае нормального падения волны на пленку для матричного элемента перехода «акцептор — донор» (АД) получаем выражение

$$M_{AD}(\rho_0, z_0) = -\frac{16 Ge A_0}{mc a_A a_D} (\xi p_{cv}(\rho_0)) J_{lm}(\rho_0) F_s(z_0), \quad (4)$$

где

$$J_{lm}(\rho_0) = \left(\frac{2}{a_D}\right)^{|m|} \int_{(\infty)}^{\infty} \exp\left(-\frac{\gamma \rho}{a_D} - \frac{2|\rho - \rho_0|}{a_A} - im\varphi\right) \rho^{|m|} \times \\ \times F\left(-l, 2|m| + 1; \frac{2\gamma \rho}{a_D}\right) d\rho, \quad (5)$$

$$F_s(z_0) = \frac{1}{L} \int_0^L \exp(iqz) \sin \frac{\pi s z}{L} \sin \frac{\pi(z - z_0)}{L} dz, \quad (6)$$

$$p_{cv}(\rho_0) = \frac{1}{\Omega_0} \int_{\Omega_0} u_c^*(\rho) (-i\hbar \nabla_\rho) u_v(\rho - \rho_0) d\rho, \quad (7)$$

A_0 , ξ , q — соответственно амплитуда, вектор поляризации и волновое число электромагнитной волны, Ω_0 — объем двумерной ячейки.

Коэффициент поглощения для пары АД можно представить в виде [9]

$$\alpha(\omega; \rho_0, z_0) = \frac{4\pi^2 c}{N \omega L S} \sum_{i,f} \frac{|M_{AD}|^2}{|A_0|^2} f(E_i) [1 - f(E_f)] \delta(E_i + \hbar\omega - E_f), \quad (8)$$

где N — показатель преломления, S — площадь пленки, $f(E)$ — функция распределения Ферми—Дирака; энергии начального (i) и конечного (f) состояний выражаются формулами

$$E_i = E_A^0 + \varepsilon_v - \frac{e^2}{4\rho_0}, \quad (9)$$

$$E_f = E_g - E_D^{im} - \varepsilon_c s^2, \quad (10)$$

E_g — ширина запрещенной зоны, E_A^0 — энергия основного состояния акцептора, E_D^{im} — уровни энергии донора, χ — эффективная диэлектрическая проницаемость пленки [10], $\varepsilon_c(v) = \hbar^2 \pi^2 / 2 m_c(v) L^2$ — характерная энергия квантования. Член $(-e^2/\chi \rho_0)$ в (9) учитывает кулоновское взаимодействие между электроном на акцепторе и дыркой на доноре.

Как следует из (8)–(10), переходы возможны только между такими парами АД, расстояние между которыми определяется из закона сохранения энергии, т. е.

$$\rho_1 \equiv \rho_0^{(ims)} = \frac{e^2}{\chi (\hbar\omega - \bar{E}_g)}, \quad (11)$$

где

$$\bar{E}_g \equiv E_g^{(ims)} = E_g - E_D^{im} - E_A^0 - \varepsilon_v - \varepsilon_c s^2. \quad (12)$$

Коэффициент поглощения пленки можно получить с помощью усреднения (8) по пространственному распределению примесных центров. Предположим, что преобладающей является акцепторная примесь, и обозначим ее функцию распределения через $w(\rho_0, z_0)$. Примем также, что w не зависит от z_0 . Тогда ее можно представить в виде

$$w = \frac{2\rho_0}{LR^2} \exp\left(-\frac{\rho_0^2}{R^2}\right), \quad (13)$$

где

$$R = (\pi L n_A)^{-1/2}, \quad (14)$$

а n_A — концентрация акцепторов.

Усреднение (8) с помощью (13) и одновременно учет всех донорных центров приводит к следующему выражению для коэффициента поглощения пленки:

$$\alpha(\omega) = \frac{2^{10} \pi^3 \chi n_A n_D L}{N \omega c m^2 a_A^2 a_D^2} \sum_{l, m, s} G^2 \rho_1^3 \exp\left(-\frac{\rho_1^2}{R^2}\right) \times \\ \times |J_{lm}(\rho_1)|^2 F_s(qL) |p_{cv}(\rho_1)|^2 f(E_f - \hbar\omega) [1 - f(E_f)], \quad (15)$$

где

$$F_s(qL) = \int_0^1 |F_s(t)|^2 dt. \quad (16)$$

В рассматриваемом случае мелких примесных уровней выражение (15) можно упростить, если учесть, что для характерных значений энергии $\bar{E}_g \lesssim E_g \sim 1$ эВ и толщины $L \sim 10^{-6}$ см параметр $qL \ll 1$. Это условие соответствует дипольному приближению, когда в (15) дают вклад только переходы, удовлетворяющие правилу отбора $\Delta s = 0$; при этом $F_s(qL) = \delta_{s, 1/4}$.

Далее, замечая, что отношение характерных энергий двумерных состояний (ε_0) и размерного квантования (ε_l) (в предположении изотропности эффективных масс) есть

$$\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{L}{a_D} \right)^2 \ll 1,$$

ниже мы рассмотрим только частоты, вызывающие переходы на основной донорный уровень ($l = m = 0$).

Вычисление входящего в (15) интеграла $J_{lm}(\rho_0)$ при $l = m = 0$ приводит к следующему результату:

$$J_{00} = \frac{\pi \rho_0^2}{2} \left[\frac{1}{t} K_1(t) I_0(y) + \frac{1}{y} K_0(t) I_1(y) \right], \quad (17)$$

где

$$t = \rho_0 \left(\frac{1}{a_A} + \frac{1}{a_D} \right), \quad y = \rho_0 \left(\frac{1}{a_A} - \frac{1}{a_D} \right),$$

а K_n, I_n ($n = 0, 1$) — модифицированные функции Бесселя [11].

Поскольку в случае слабого легирования среднее расстояние между примесными центрами $\bar{\rho}_0 \gg a_A, a_D$, то $t \gg 1$ и вместо (17) получаем более простую формулу:

$$J_{00} = \frac{\pi \rho_0^2}{2} \left(\frac{\pi}{2t} \right)^{1/2} \exp(-t) \left[\frac{1}{t} I_0(y) + \frac{1}{y} I_1(y) \right]. \quad (18)$$

При конкретном соотношении между a_A и a_D из (18) можно получить различные выражения для J_{00} . Так, например, при $a_A \approx a_D$

$$J_{00} \approx \frac{1}{8} (\pi^3 a_D \rho_0^3)^{1/2} \exp\left(-\frac{2\rho_0}{a_D}\right), \quad (19)$$

а при $a_A \gg a_D$

$$J_{00} \approx \frac{1}{2} \pi a_D^2 \exp\left(-\frac{2\rho_0}{a_A}\right). \quad (20)$$

В случае выполнения обратного неравенства $a_A \ll a_D$ в (20) следует поменять местами a_A и a_D .

При температурах $T \gtrsim E_D/k$ окончательное выражение для коэффициента поглощения удобно представить в виде

$$\alpha(\omega) = A_l(\omega) |p_{cs}|^2, \quad (21)$$

где в случае $a_A \approx a_D$

$$A_1(\omega) = \frac{4\pi^5 \beta_A \beta_D L}{N \omega c m^3 a_D^3} \left(\frac{\omega_D}{\omega - \Omega} \right)^6 \exp \left[- \left(\frac{a_D}{R} \right)^2 \left(\frac{\omega_D}{\omega - \Omega} \right)^2 - \frac{4\omega_D}{\omega - \Omega} \right], \quad (22)$$

а в случае $a_A \gg a_D$

$$A_2(\omega) = \frac{64\pi^5 \beta_A \beta_D L}{N \omega c m^3 a_A^3} \left(\frac{a_D}{a_A} \right)^2 \left(\frac{\omega_D}{\omega - \Omega} \right)^3 \exp \left[- \left(\frac{a_D}{R} \right)^2 \left(\frac{\omega_D}{\omega - \Omega} \right)^2 - \frac{4\omega_D a_D}{\omega - \Omega a_A} \right]. \quad (23)$$

В (22) и (23) введены следующие обозначения:

$$\omega_D = \frac{e^2}{\kappa a_D \hbar}, \quad \Omega = \frac{\tilde{E}_g}{\hbar}, \quad \beta_A = n_A a_A^3, \quad \beta_D = n_D a_D^3. \quad (24)$$

$A_i(\omega)$ достигают максимума соответственно при значениях частоты

$$\omega_1 = \Omega + \frac{2}{3} \omega_D + \pi \omega_D \beta_A \frac{L}{a_A}, \quad (25)$$

$$\omega_2 = \Omega + \frac{4}{3} \frac{a_D}{a_A} \omega_D + \frac{\pi}{2} \frac{a_D}{a_A} \omega_D \beta_A \frac{L}{a_A}. \quad (26)$$

Как следует из этих выражений, концентрационное уширение конечного состояния пропорционально параметру β_A и характерной для данной задачи величине L/a_A и значительно меньше ω_D . Для значений $\beta_A \approx 0,1$, $L/a_A \sim 0,1$ ширина примесной зоны $\Delta\varepsilon = \pi \beta_A L E_D^0 / a_D \sim 10^{-2} E_D^0$ и значительно меньше $\Delta E_D = E_D^1 - E_D^0 = \frac{8}{9} E_D^0$.

Рассмотрим теперь поведение функции $|p_{cv}|^2$. Как следует из (7), она периодична с периодом решетки, а по шкале частот ей соответствует период

$$\Delta\omega = \frac{(\hbar\omega - \bar{E}_g)^2}{\hbar E_0} \ll \omega, \quad (27)$$

где $E_0 = e^2/\kappa a$, a — постоянная решетки.

Авторы выражают признательность Э. М. Казаряну за критические замечания и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Комник Ю. Ф., Бухштаб Е. И. ЖЭТФ, 54, 63 (1968).
2. Филатов О. Н., Карпович И. А. Письма в ЖЭТФ, 10, 224 (1969).
3. Молин В. Н. и др. ФТП, 6, 1447 (1972).
4. Clark T. D. J. Phys. Chem. Sol., 35, 9 (1974).
5. Филатов О. Н., Карпович И. А. ФТТ, 10, 1886 (1968); 11, 805 (1969); 11, 1637 (1969).
6. Салащенко Н. Н. и др. ФТТ, 17, 3641 (1975).
7. Тавтер Б. А., Демиковский В. Я. УФН, 96, 61 (1968).
8. Казарян А. М., Казарян Э. М. ФТП, 11, 1383 (1977).
9. Джонсон Е. В книге «Оптические свойства полупроводников A^3B^5 » (под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира). Изд. Мир, М., 1970.
10. Келдыш Л. В. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
11. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. ФМЛ, М., 1963.

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅՎԱԾ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՐԿՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է մոնոքրիստալիկ էլեկտրամագնիսական ալիքի միջխառնությունն անջղման երկրի պայմանավորված կլանմանը շափալին քվանտացված կիսահաղորդչային թաղանթում: Կլանման դրժակի համար արգելված են արտահայտություններ դոնորի և ակցեպտորի վրա լիցքակիրների տեղայնացման շառավիղների միջև տարբեր առնչությունների դեպքում: Ցույց է տրված, որ խառնուրդների վրա տեղայնացված լիցքակիրների միջև կուլոնյան զեմադրեցությունը բերում է վերջնական միճակի լայնացմանը: Գնահատված է նրա մեծությունն ըստ կարգի:

IMPURITY ABSORPTION IN SIZE-QUANTIZED LAYER

A. A. KIRAKOSYAN, E. A. SARKISYAN

The absorption of a monochromatic electromagnetic wave in a size-quantized layer due to the interimpurity transitions has been considered. An expression was derived for the absorption coefficient for different ratios of donor and acceptor localization radii. It was shown that the Coulomb interaction between the charge carriers localized on the impurities led to the broadening of the final state and its order-of-magnitude estimation was carried out.