

УДК 621.315.592

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В ПРИСУТСТВИИ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА ЭКСИТОНОВ

В. А. АРУТЮНЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 15 января 1983 г.)

Вычислены коэффициенты поглощения и усиления света при двухфотонных переходах в основное экситонное состояние в предельно тонких полупроводниковых пленках при наличии в них вырожденной слабо неидеальной экситонной подсистемы. Полученная поляризационная зависимость существенно отличается от случая объемного кристалла. Показано, что в спектре поглощения появляется новая линия, соответствующая «пополнению» конденсата за счет отсутствия трансляционной энергии у появившихся при результирующем поглощении экситонов.

В работе [1] было показано, что при наличии в исходном трехмерном законе дисперсии носителей и экситонов линейного по импульсу члена [2]

$$E(p) = \frac{p^2}{2M} + \alpha p + \frac{p_z^2}{2M_z}$$

в пленке с направлением квантования вдоль оси z возможна бозе-конденсация экситонов (p , M ; p_z , M_z — соответственно продольные и поперечные импульс и масса трехмерного экситона, а параметр α , согласно [3], порядка $4 \cdot 10^6 \div 10^6$ см/с). Для спектра элементарных одноэкситонных возбуждений было получено выражение

$$\varepsilon(p) = \left\{ \left(\frac{p^2}{2M} + \alpha p \right)^2 + 4B \left(\frac{p^2}{2M} + \alpha p \right) \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где $B = \frac{Nf}{2S} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{M} \right)^{1/2}$ (N — полное число частиц, S — площадь пленки f — амплитуда экситон-экситонного рассеяния при нулевом переданном импульсе).

В настоящей работе рассмотрены двухфотонные переходы в предельно тонких пленках, когда ее толщина L намного меньше борновского радиуса a_B трехмерного экситона, при наличии экситонного конденсата. В пренебрежении квадратичными по полю членами возмущение имеет вид

$$\hat{V} = \frac{e}{m_0 c} [A_1 e^{iq_1 z} (e_{1p} \hat{p}_p + e_{1z} \hat{p}_z) + A_2 e^{iq_2 z} (e_{2p} \hat{p}_p + e_{2z} \hat{p}_z)] + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где e_p , $\hat{p}_p$ и e_z , $\hat{p}_z$ — соответственно компоненты векторов поляризации и оператора импульса в плоскости xu и вдоль оси z , а q_z — попереч-

ная компонента волновых векторов падающих фотонов (продольны и компоненты в случае пленки, как обычно, пренебрегаем [4]).

Волновые функции начального $|i\rangle$, промежуточного $|u\rangle$ и конечного $|f\rangle$ состояний есть

$$|i\rangle = C_{q_1}^+ C_{q_2}^+ |0\rangle |\dots N_{k; c, v} \dots\rangle, |u\rangle = C_{q_1, 2}^+ |0\rangle |\dots N_{k; c, v} \dots\rangle, \\ |f\rangle = |\dots N_{k; c, v} \dots\rangle;$$

C_q^+ — оператор рождения фотонов, $N_{k; c, v}$ — числа заполнения двумерных экситонов с импульсом трансляционного движения $\mathbf{k}$ и пленочными индексами $c = 1, 2, \dots$ и $v = 1, 2, \dots$ соответственно для электрона и дырки. В вычислениях мы учитываем только пленочные подуровни верхней валентной зоны и нижней зоны проводимости. Внутреннее состояние начальных экситонов, а также появившегося за счет поглощения двух фотонов конечного экситона предполагаем основным. Одна из ступеней поглощения в такой модели будет межзонным переходом, а другая — «внутризонным» переходом (в смысле переходов между разными пленочными подуровнями одной и той же зоны). Поэтому необходимо рассмотреть следующие два случая.

а) Когда возможны дипольно-разрешенные межзонные переходы. Для амплитуды вероятности перехода в этом случае получаем

$$M_{fi}^{\text{раз.}} = \frac{e^2 A_1 A_2 \psi_{0,0}(0)}{m_0^2 c^2} \sqrt{N_{q_1 p + q_2 p; e, h} + 1} (1 + \hat{p}_{12}) (\mathbf{e}_{1p} \cdot \mathbf{e}_{2p}) e_{2z} \times \\ \times \left[\sum_{v+h} \frac{F_{e,v}(q_{1z}) f_{e,v}(q_{2z})}{\hbar \omega_1 - \mu_{eh} - E_{c,v} + E_{1,1}} + \sum_{c+e} \frac{F_{c,h}(q_{1z}) f_{c,h}(q_{2z})}{\hbar \omega_1 - \mu_{eh} - E_{c,h} + E_{1,1}} \right], \quad (3)$$

где оператор $\hat{p}_{12}$ переставляет индексы 1 и 2, p_p — матричный элемент оператора импульса для разрешенного межзонного перехода, построенный на двумерных блоховских функциях, $\psi_{0,0}(0)$ — кулоновская функция основного состояния двумерного экситона [5] при совпадающих координатах электрона и дырки [6]. Функции $F_{\alpha,\beta}$ и $f_{\alpha,\beta}$ отражают пленочную специфику поглощения и равны соответственно

$$F_{\alpha,\beta}(q_z) = \frac{2}{L} \int_0^L e^{iq_z z} \sin \alpha z \sin \beta z dz, f_{\alpha,\beta}(q_z) = \frac{2}{L} \int_0^L e^{iq_z z} \sin \alpha z \hat{p}_z \sin \beta z dz,$$

где пленочные индексы промежуточных состояний мы обозначили через c и v , конечных — e и h . Начало отсчета энергии выбрано так, чтобы энергия покоящегося экситона основного состояния с пленочными индексами 1,1 была равна разности μ_{eh} квазиуровней Ферми электронов и дырок.

б) Когда возможны дипольно-запрещенные межзонные переходы.

В качестве промежуточных теперь необходимо учесть не только пленочные, но и экситонные состояния с орбитальным числом $l = 1$. Для амплитуды теперь имеем

$$M_{fi}^{\text{зап.}} = \frac{e^2 A_1 A_2}{m_0^2 c^2} p'_p |\mathbf{e}_{1p}| |\mathbf{e}_{2p}| \sqrt{N_{q_1 p + q_2 p; e, h} + 1} (1 + \hat{p}_{12}) \times$$

$$\times \left\{ \sum_{v+h} F_{e,v}(q_{1z}) F_{h,v}(q_{2z}) [D_{e,v}(\omega_1) + K_{e,v}(\omega_1)] + \right. \\ \left. + \sum_{c+h} F_{c,h}(q_{1z}) F_{e,c}(q_{2z}) [D_{c,h}(\omega_1) + K_{c,h}(\omega_1)] \right\}, \quad (4)$$

где p'_p — не зависящая от квазиимпульса электрона, часть двумерного матричного элемента оператора импульса для запрещенного межзонного перехода, μ — приведенная эффективная масса электрона и дырки в плоскости xu .

Функции

$$D_{a,\beta}(\omega_1) = \frac{1}{3\sqrt{6}\pi\alpha_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^n (n+1)^{-(n+1)}}{n\omega_1 - \mu_{eh} - E_{a,\beta} + E_{1,1} - E_{n,1}^{ex} - E_{0,0}^{ex}}$$

и

$$K_{a,\beta}(\omega_1) = \frac{V\pi}{12V\sqrt{3}\alpha_0} \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{\exp \left\{ \frac{1}{\alpha_0 k} \left(\pi - \arctg \frac{4ka_0}{4 - k^2\alpha_0^2} \right) \right\} dk}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{ka_0} (4 + k^2\alpha_0^2)^{1/2} \left(n\omega_1 - \mu_{eh} - E_{a,\beta} + E_{1,1} - \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - E_{0,0}^{ex} \right)}$$

получены в результате суммирования по промежуточным экситонным состояниям ($E_{n,1}^{ex}$ и a_0 — водородоподобные термы и боровский радиус двумерного экситона, k — импульс относительного движения электрона и дырки в плоскости пленки).

Из формул (3)–(4) видно, что поляризационная зависимость коэффициента поглощения совершенно отлична от случая массивного образца [7]. Это отличие обусловлено сугубо размерным квантованием: поглощение типа (3) вообще не имеет трехмерного аналога, а отсутствие в (4) зависимости от угла между e_{1p} и e_{2p} есть следствие правил отбора для двумерных дипольных переходов.

Проведя усреднение по начальным состояниям, для полной вероятности получаем

$$W_{fi} = \sum_{e,h} |\Phi_{e,h}(\omega_1, \omega_2)|^2 (\bar{N}_{q_{1p}+q_{2p}} + 1) \delta(E_i - E_f). \quad (5)$$

Вид функции $\Phi_{e,h}$ для случаев а и б определяется из (3) и (4),

$$\bar{N}_{q_{1p}+q_{2p}} = N_{0,1,1} + \bar{N}_{q_{1p}+q_{2p}; e,h}$$

($N_{0,1,1}$ — число частиц в конденсате).

Рассмотрим теперь качественно частотную зависимость «парциальных» коэффициентов поглощения при $T = 0$, учитывая, что все экситоны при этом находятся в первой пленочной подзоне [1].

1) $e, h = 1$. При поглощении появившийся в первой подзоне экситон взаимодействует с конденсатом и его трансляционная энергия перенорми-

руется в $\varepsilon(q_{1p} + q_{2p})$. Так что для коэффициента поглощения можем записать

$$\gamma_{1,1}^{(+)} \sim (N_{q_{1p} + q_{2p}} + 1) \delta(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \varepsilon(q_{1p} + q_{2p}) - \mu_{e,h}). \quad (6)$$

При усилении же падающего света происходит стимулированная аннигиляция экситонов с импульсом $K = q_{1p} + q_{2p}$, а экситон с «некомпенсированным» импульсом ($-k$) взаимодействует с конденсатом, что вновь приводит к появлению в конечном состоянии элементарного возбуждения с энергией $\varepsilon(k)$. Для этого случая имеем

$$\gamma_{1,1}^{(-)} \sim \bar{N}_{q_{1p} + q_{2p}; 1,1} \delta(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 + \varepsilon(q_{1p} + q_{2p}) - \mu_{e,h}). \quad (7)$$

Величину смещения $2\varepsilon(k)$ суммарных частот поглощения—усиления можно менять, меняя углы падения волн на пленку. Так, если выполняется условие $q_{1p} = -q_{2p}$ (а также $q_{1p} = q_{2p} = 0$), то образовавшийся или аннигилирующий экситоны должны обладать нулевым импульсом, т. е. происходит «пополнение» конденсата или аннигиляция непосредственно из него. Смещение частот исчезает и получаем

$$\gamma_{1,1}(0) \sim \delta(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \mu_{e,h}), \quad (8)$$

т. е. при двухфотонном поглощении в спектре появляется новая линия, соответствующая результирующему поглощению на частоте $\omega = \mu_{e,h}/2\hbar$. Так как разность квазиуровней Ферми есть непосредственно измеряемая величина, то поглощение (8) можно, по-видимому, использовать для экспериментального обнаружения экситонного конденсата в пленках.

2) $e, h > 1$. В этих подзонах частиц до поглощения нет и для γ имеем

$$\gamma_{e,h} \sim \delta(\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 - \mu_{e,h} - E_{e,h} + E_{1,1}).$$

Действительно, появившийся экситон не может теперь провзаимодействовать с конденсатом и его кинетическая энергия не перенормируется. Таким образом, наличие конденсата не сказывается на форме кривой поглощения для вышерасположенных подзон, исключая, естественно, коротковолновый сдвиг Бурстейна—Мосса для суммарной частоты.

В заключение авторы выражают благодарность С. А. Москаленко за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. А. Тезисы докл. 3-й Всесоюзной конференции «Экситоны в полупроводниках-82», Ленинград, 1982.
2. Рашба Э. И., Шека В. И. ФТТ, 2, 162 (1959).
3. Mahan G., Horfield J. Phys. Rev., 135 A, 428 (1964).
4. Козан В. Г., Кресин В. Э. ФТТ, 11, 3230 (1969).
5. Shitnada M., Sugano S. J. Phys. Soc. Japan, 21, 1936 (1966).
6. Казарян Э. М., Энфиаджян Р. А. ФТП, 5, 2002 (1971).
7. Бредихин В. И., Галанин М. Д., Генкин В. И. УФН, 110, 3 (1973).

ԵՐԿՅՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ
ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԻ ԲՈՋԵ-ԿՈՆԴԵՆՍԱՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հաշվված են ընկնող լույսի կլանման և ուժեղացման գործակիցները: Թաղանթում ենթադրվում է ալյասենոված էքսիտոնային ենթահամակարգի գոյություն: Վերջինս նակարադրվում է թույլ ոչ իզնայական բողբ-գազի մոտավորությամբ: Լույսի բեկումնային ուղղություններից ստացված կախումը էական տարբերվում է եռաչափ դեպքից: Ցույց է տրված, որ կլանման սպեկտրում ի հայտ է գալիս նոր դիժ, որը համապատասխանում է զրոյական իմպուլսով էքսիտոնների ժընմանը:

TWO-PHOTON ABSORPTION IN SEMICONDUCTOR FILMS
IN THE PRESENCE OF A BOSE-CONDENSATE OF EXCITONS

V. A. ARUTYUNYAN, E. M. KAZARYAN

Two-photon transitions in thin semiconductor films under strong degeneration of an exciton condensate has been considered. The obtained dependence of absorption coefficient on the polarization of incident waves essentially differed from that for the case of a three-dimensional crystal. The opportunity to change the direction of incident photons momenta leads to a new kind of absorption and direct annihilation of excitons when the longitudinal components of the wave vectors of photons are equal and opposite in direction.