Изв. АН Армянской ССР, Физика, 16, 455–461 (1981)

ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В ПРИСУТСТВИИ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА

В. А. АРУТЮНЯН, С. Л. АРУТЮНЯН

Рассмотрено поглощение в квантующей пленке при наличии бозе-конденсации экситонов с линейным по импульсу членом в законе дисперсии. Получена зависимость коэффициента поглощения от частоты внешнего поля и положения экстремума экситонной подзоны. Форма полосы поглощения в первой подзоне существенно отличается от формы полосы следующих подзон.

В полупроводниковых кристаллах при высоких уровнях возбуждения наиболее отчетливо проявляются коллективные свойства экситонов. Бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) последних, теоретически предсказанная в [1—3], является одним из характерных проявлений этих свойств. Изучению явления БЭК, а также ее влияния на поглощение лазерного излучения в массивных образцах посвящен ряд работ (см., например, [3—6]). В работе [6], в частности, получена форма полосы поглощения как в присутствии конденсата, так и без него. Определенный интерес представляет также рассмотрение указанных явлений в условиях размерного квантования (пленочные и нитевидные кристаллы). Тогда, как известно, не при всяком законе дисперсии экситонов возможна их БЭК с отличной от нуля критической температурой [7—8], а специфика состояний квазичастиц, обусловленная анизотропией системы и ограниченностью ее в одном направлении [9—10], приводит, как будет показано ниже, к существенно отличному от случая массивного полупроводника поведению коэффициента поглощения.

В настоящей работе вычисляется коэффициент поглощения для непрямозонных полупроводниковых пленок при наличии в них бозе-конденсата экситонов со следующим законом дисперсии:

$$E_s(\mathbf{K}) = \frac{1}{2M}(\mathbf{K}-\mathbf{K}^0)^2 + \alpha\,|\mathbf{K}-\mathbf{K}^0| + E_s, \tag{1}$$

где $\mathbf{K}^0 = \{K_x^0,\ K_y^0,\ 0\}$ — квазиимпульс экстремума экситонной подзоны ($\hbar = 1$), α — параметр, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием в кристаллах с собственной анизотропией [11], $M = m_\rho^e + m_\rho^h$ — масса двумерного экситона (m_ρ^e, m_ρ^h — эффективные массы электрона и дырки в плоскости пленки).

Для энергии квантования носителей в пленке в аппроксимации ее одномерной бесконечно глубокой потенциальной ямой имеем

$$E_s = \frac{\pi^2 s_e^2}{2\,m_\perp^e L^2} + \frac{\pi^2 s_h^2}{2\,m_\perp^h L^2};$$

$m_\perp^e$, $m_\perp^h$ — эффективные массы электрона и дырки в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, s_e, s_h — номера пленочных подзон, L — толщина пленки (предполагаемая в данном случае много меньшей боровского радиуса a трехмерного экситона).

Относительно рассматриваемой зонной картины следует отметить, что в кристаллах со структурой типа вюрцитов наблюдается наличие линейного по импульсу члена в законе дисперсии носителей, а современные методы управления зонной структурой (например, при помощи одноосной деформации) позволяют получить зонную картину типа (1). Взаимодействие внешней волны с носителями будем рассматривать в пределах линейной оптики. Кроме того, так как резонансные переходы отсутствуют, то выполняется условие $E_0/E_{\text{ат}} \ll 1$ (E_0 — напряженность поля внешней волны, $E_{\text{ат}}$ — напряженность внутриатомного поля). Фононную часть взаимодействия будем учитывать в приближении деформационного потенциала. В обоих случаях, как известно, применима теория возмущений. Тогда для вероятности перехода из начального состояния $|i\rangle$ в конечное состояние $|f\rangle$ через промежуточное состояние $|u\rangle$ с поглощением фотона и участием фононов решетки имеем

$$W_{fi} = 2\pi \left| \frac{\langle f|H_{ph}|u\rangle\langle u|H_{e\gamma}|i\rangle}{E_i - E_u} \right|^2 \delta(E_i - E_f). \tag{2}$$

Здесь

$$H_{e\gamma} = \frac{e}{m_0 S\sqrt{L}} \sum_{\mathbf{K}_\Gamma, \mathbf{K}, s_\Gamma} \sum_{j\sigma, -\sigma} \sqrt{\frac{2\pi}{\varepsilon\omega}} \langle \mathbf{k} | \mathbf{e}_{\rho, j}\, \mathbf{p}_\rho | \mathbf{k} - \mathbf{K}_\Gamma \rangle f_{s_\Gamma^e s_\Gamma^h}(LQ_z) \times$$

$$\times \varphi_u^*(\mathbf{K}_\Gamma - \mathbf{k} - \beta_\Gamma \mathbf{K}_\Gamma)\, S_u(\sigma, -\sigma)\, B^+_{\mathbf{K}_\Gamma, s_\Gamma} (C_{\mathbf{K}_\Gamma + \mathbf{Q}_z} + C^+_{-\mathbf{K}_\Gamma - \mathbf{Q}_z}) \tag{3}$$

есть гамильтониан экситон-фотонного взаимодействия в дипольном приближении, а

$$\hat{H}_{ph} = \frac{i}{S\sqrt{N_a}} \sum_{\mathbf{K}_\Gamma, s_\Gamma, \mu, \nu} \sum_{\mathbf{K}_L, s_L, \mathbf{k}_1, p_z} U(\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_\Gamma + p_z)\, F_{\Gamma L}(\mathbf{K}_\Gamma - \mathbf{k}_1, \mathbf{K}_L - \mathbf{k}_1) \times$$

$$\times f_{s_\Gamma^e, s_L^e}(Lp_z)\, \varphi_f^*[\mathbf{k}_1 - \beta_L(\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_L^0)]\, S_f(\mu, \nu) \times$$

$$\times \varphi_u(\mathbf{k}_1 - \beta_\Gamma \mathbf{K}_\Gamma)\, S_u(\mu, \nu)\, B^+_{\mathbf{K}_L, s_L} B_{\mathbf{K}_\Gamma, s_\Gamma} (\gamma_{\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_\Gamma + p_z} - \gamma^+_{\mathbf{K}_\Gamma - \mathbf{K}_L - p_z}) \tag{4}$$

есть гамильтониан экситон-фононного взаимодействия с деформационным потенциалом $U(\mathbf{p})$, взятым в соответствии с [12]. При этом для волновых функций и энергий соответствующих состояний имеем следующие выражения:

$$\begin{gathered} |i\rangle = C^+_{\mathbf{q}, j} |0\rangle |n_{\mathbf{K}_L, s_L}\rangle |n_\mathbf{p}\rangle, \\ |u\rangle = B^+_{\mathbf{K}_\Gamma, s_\Gamma} |0\rangle |n'_{\mathbf{K}_L, s_L}\rangle |n'_\mathbf{p}\rangle, \quad |f\rangle = |0\rangle |n'_{\mathbf{K}_L, s_L}\rangle |n'_\mathbf{p}\rangle, \end{gathered} \tag{5}$$

где $|0\rangle$ — состояние электромагнитного вакуума, $n_{\mathbf{K}_L, s_L}$, $n_\mathbf{p}$ — числа заполнения непрямых экситонов и фононов,

$$E_i = \omega + \sum_{\mathbf{K}_L,\, s_L} E_{ex}^L n_{\mathbf{K}_L,\, s_L} + \sum_{\mathbf{p}} \Omega(\mathbf{p})\, n_{\mathbf{p}},$$

$$E_{п} = E_{ex}^{\Gamma} + \sum_{\mathbf{K}_L,\, s_L} E_{ex}^L n'_{\mathbf{K}_L,\, s_L} + \sum_{\mathbf{p}} \Omega(\mathbf{p})\, n_{\mathbf{p}},$$

$$E_f = \sum_{\mathbf{K}_L,\, s_L} E_{ex}^L n''_{\mathbf{K}_L,\, s_L} + \sum_{\mathbf{p}} \Omega(\mathbf{p})\, n''_{\mathbf{p}},$$

$$E_{ex}^L = E_g^L - \varepsilon_{n,\, l}^L + \frac{(\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_L^0)^2}{2 M_L} + \alpha\, |\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_L^0| + E_{s_L}, \tag{6}$$

$$E_{ex}^{\Gamma} = E_g^{\Gamma} - \varepsilon_{n,\, l}^{\Gamma} + \frac{q_x^2 + q_y^2}{2 M_{\Gamma}} + \alpha\, (q_x^2 + q_y^2)^{1/2} + E_{s_{\Gamma}};$$

E_g — ширина запрещенной зоны, $\varepsilon_{n,\, l}$ — энергия связи двумерного экситона. В (3) — (6) использованы следующие обозначения: $B^{+}_{\mathbf{K}_L,\, s_L}$, $B^{+}_{\mathbf{K}_{\Gamma},\, s_{\Gamma}}$ — операторы рождения экситона в центре (Γ) и на границе (L) зоны Бриллюэна, $\mathbf{k} = \{k_x, k_y, 0\}$ — квазиимпульс электрона, $C^{+}_{\mathbf{q},\, j}$, $\gamma^{+}_{\mathbf{p}}$ — операторы рождения фотона и фонона с волновыми векторами $\mathbf{q} = \{q_x, q_y, q_z\}$, $\mathbf{p} = \{p_x, p_y, p_z\}$ и частотами ω и $\Omega(\mathbf{p})$ соответственно, $\mathbf{e}_{\rho,\, j}$, $\hat{\mathbf{p}}_{\rho}$ — компоненты вектора поляризации и оператора импульса в плоскости пленки, $\varphi(\mathbf{k})$ — фурье-образ волновой функции внутреннего состояния экситона (мы ограничиваемся учетом только основного состояния так как вклад возбужденных состояний в вероятность перехода мал),

$$\beta_{\Gamma,\, L} = (m'_{\rho})_{\Gamma,\, L}\, [(m^e_{\rho})_{\Gamma,\, L} + (m^h_{\rho})_{L,\, \Gamma}]^{-1},$$

пленочный фактор $f_{\alpha,\, \beta}(x)$ имеет вид

$$f_{\alpha,\, \beta}(x) = 2i\, [(-1)^{\alpha-\beta} - e^{ix}]\, \frac{\alpha\beta\pi^2 x^2}{[\pi^2(\alpha-\beta)^2 - x^2]\, [\pi^2(\alpha+\beta)^2 - x^2]},$$

$F_{\Gamma L}$ — интеграл перекрытия двумерных блоховских амплитуд в соответствующих точках зоны, спиновая волновая функция экситона есть

$$S(\mu,\, \nu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\delta_{\mu,\, \frac{1}{2}}\, \delta_{\nu,\, -\frac{1}{2}} + \eta\, \delta_{\mu,\, -\frac{1}{2}}\, \delta_{\nu,\, \frac{1}{2}}\right)$$

($\eta = 1$ — для пара- и $\eta = -1$ — для ортоэкситона), S — площадь пленки, N_a — число атомов решетки, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла.

Двумерную часть матричного элемента прямого межзонного перехода в дальнейшем будем аппроксимировать по аналогии с [6, 13]. Тогда для вероятности перехода с учетом (3)—(6) получим

$$W_{fi} = \sum_{\mathbf{K}_L, s_\Gamma, s_L, j} \frac{\left| f_{s_\Gamma^e, s_\Gamma^h}(q_z, L) \right|^2 (1+\eta_1)^2 (1+\eta_1\eta_2)^2 (\mathbf{A}\mathbf{e}_{\rho j})^2}{a_\Gamma^4 a_L^3 \left\{ \left(\frac{2}{a_\Gamma} + \frac{2}{a_L} \right)^2 + \beta_L^2 (\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_L^0)^2 \right\}^3} \times$$

$$\times \frac{|F_{\Gamma L}(\mathbf{K}_L^0)|^2 e^2 (a_\Gamma + a_L)^2}{\varepsilon\omega m_0^2 N_a L} \begin{bmatrix} J_{ac}(\mathbf{K}_L^0) \\ J_{opt}(\mathbf{K}_L^0) \end{bmatrix} \frac{\delta(E_i - E_f)}{(E_i - E_u)^2}. \qquad (7)$$

Здесь $J(\mathbf{K}_L^0)$ — значение интеграла

$$J(\mathbf{K}_L^0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} | U(\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_\Gamma + \mathbf{p}_z) f_{s_\Gamma^e, s_L^e}(Lp_z)|^2 \, d(Lp_z)$$

для акустической и оптической фононных ветвей в точке $\mathbf{K}_L^0$ как наиболее вероятное. При рассматриваемых температурах непрямые переходы могут происходить фактически только посредством излучения фононов, так что числа заполнения последних много меньше единицы. Вследствие этого длинноволновое слагаемое в (7) отсутствует. Кроме того, при выводе (7) для простоты мы предположили, что числа заполнения виртуальных экситонов в промежуточном состоянии и число фотонов (вынужденное излучение отсутствует) также много меньше единицы, $q_\rho \approx 0$, а интеграл перекрытия заметно отличен от нуля только в окрестности экстремума зоны: $F_{\Gamma L}(K_L) \simeq F_{\Gamma L}(K_L^0)$.

Рассмотрим теперь зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света. При наличии конденсата для среднего числа экситонов имеем

$$\bar{n}_{\mathbf{K}_L, s_L} = N_0 \delta(\mathbf{K}_L - \mathbf{K}_L^0) \delta_{1, s_L^e} \delta_{1, s_L^h} + \left\{ \exp\left(\frac{E_s(\mathbf{K}) - \mu}{kT} \right) - 1 \right\}^{-1}, \qquad (8)$$

где $\mu = E_1$ — химический потенциал экситонного газа при $T \leqslant T_k$. Температура конденсации T_k, а также число частиц в конденсате N_0 определяются из выражения для полного числа экситонов, плотность состояний которых в пленке есть

$$G(E) = 1 - \left[1 + \frac{2(E - E_s)}{M\alpha^2} \right]^{-1/2}. \qquad (9)$$

С учетом (7)—(9) окончательно получаем следующее выражение для коэффициента поглощения:

$$\gamma(x_{s_L}, \mathbf{K}_L^0) = \delta(x_1) \sum_{s_\Gamma} A_{1,1}(q_z, \mathbf{K}_L^0) + \sum_{s_\Gamma, s_L} D_{s_\Gamma, s_L}(q_z, \mathbf{K}_L^0) \times$$

$$\times \left[1 + \left(\exp \frac{M\alpha^2 x_1}{kT} - 1 \right)^{-1} \right] [1 - (1 + 2x_{s_L})^{-1/2}] \times \qquad (10)$$

$$\times [1 + (\sqrt{1 + 2x} - 1)^2]^{-3} \theta(x_{s_L}),$$

где $\theta(z)$ — ступенчатая функция, $x_{s_L} = (\omega - \varepsilon_{s_L})/M\alpha^2$, $\varepsilon_{s_L} = E_g^L - \varepsilon_0^L + E_{s_L} + \Omega$ — край поглощения s_L-ой подзоны, так как температуры низкие, то $a_\Gamma \approx a_L = a$; совокупность постоянных и слабо зависящих от ω величин мы обозначили через $A_{1,1}(q_z, \mathbf{K}_L^0)$ и $D_{s_\Gamma, s_L}(q_z, \mathbf{K}_L^0)$.

Анализ (10) показывает, что на минимальной пороговой частоте наблюдается δ-образный пик (как и в случае массива), обусловленный существованием конденсированной компоненты. Поглощение же для частиц надконденсата в первой подзоне сильно зависит от отношения энергии теплового движения экситонов к эффективному энергетическому параметру $M\alpha^2$: начиная от своего предельного значения при $x_1 = 0$ коэффициент поглощения в зависимости от значения $kT/M\alpha^2$ может как убывать, так и иметь максимум с последующим убыванием. В обоих случаях убывание очень быстрое, так что при переходах в следующую подзону поглощение в предыдущей практически отсутствует. В следующих подзонах поглощение начинается с нуля и имеет ярко выраженные пики, положение которых определяется значением $M\alpha^2$. На рисунке приведены кривые поглощения для различных значений характерного параметра $kT/M\alpha^2$.

Заметное различие в характере поглощения в первой подзоне по сравнению с остальными объясняется двумя факторами: во-первых, именно в первой подзоне «оседают» частицы конденсата (δ-пик), во-вторых, функция распределения экситонов заметно влияет на форму полосы поглощения только вблизи первого порога. В остальных же подзонах форма поло-

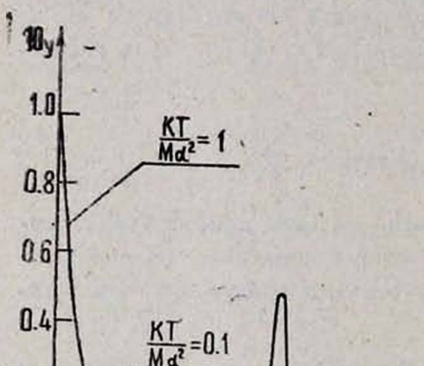

График функции

$$y = [1 - (1 + 2x_{s_L})^{-1/2}] \times \left[1 + \left(\exp\left(\frac{M\alpha^2}{kT} x_1\right) - 1\right)^{-1}\right] \times \left[1 + \left(\sqrt{1 + 2x_{s_L}} - 1\right)^2\right]^{-3} \theta(x_{s_L}),$$

Δ — расстояние между соседними пленочными подуровнями, отнесенное к $M\alpha^2$.

сы определяется плотностью состояний и функцией относительного движения экситона. Отметим также, что совершенно отличной от трехмерного случая получается и зависимость коэффициента поглощения от положения экстремума зоны. Так, например, для оптической ветви эта зависимость дается выражением

$$J(K_L^0) \sim (e^{-LK_L^0} - 1)(LK_L^0)[\pi^2(s_\Gamma^e - s_L^e)^2 + (LK_L^0)^2]^{-2} \times$$
$$\times [\pi^2(s_L^e + s_\Gamma^e)^2 - (LK_L^0)^2]^{-2} +$$

$$+\{32\pi^4(s_L^e)^4(s_\Gamma^e)^4[\pi^2(s_\Gamma^e+s_L^e)^2+(LK_L^0)^2]\}^{-1}+$$
$$+\{32\pi^4(s_L^e)^4(s_\Gamma^e)^4[\pi^2(s_\Gamma^e-s_L^e)^2+(LK_L^0)^2]\}^{-1}.$$

В заключение выражаем благодарность Э. М. Казаряну за постановку задачи и постоянный интерес к работе, а также В. С. Сардаряну за обсуждение результатов.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса

Поступила 2. IV. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. А. Москаленко.* ФТТ, 4, 276 (1962).
2. *С. А. Москаленко.* Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и биэкситонов. Изд. АН Молд.ССР, Кишинев, 1970.
3. *I. M. Blatt, K. W. Boer, W. Brandt.* Phys. Rev., 126, 1691 (1962).
4. *R. C. Casella.* J. Phys. Chem. Solids, 24, 19 (1963).
5. *В. А. Гергель, Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис.* ЖЭТФ, 53, 544 (1967).
6. *А. В. Леляков.* Изв. АН Молд.ССР, сер. физ.-тех. и мат. наук, 1, 43 (1978).
7. *G. Carmi.* J. Math. Phys., 9, 174 (1968).
8. *A. P. Dzotian.* Phys. Stat. Sol. (b), 79, K 143 (1977).
9. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский.* УФН, 96, 61 (1968).
10. *Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 361 (1972).
11. *Э. И. Рашба, В. И. Шека.* ФТТ, 2, 162 (1959).
12. *Y. Toyodzawa.* Prog. Theor. Phys., 20, 53 (1958).
13. *Л. В. Келдыш.* ЖЭТФ, 45, 364 (1963).

ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ՝ ԲՈԶԵ-ԿՈՆԴԵՆՍԱՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է կլանումը քվանտացնող թաղանթում էքսիտոնների բոզե-կոնդենսատի առկայությամբ՝ նրանց դիսպերսիայի օրենքում ըստ քվազիիմպուլսի գծային անդամի հաշվառմամբ։ Ստացված է կլանման գործակցի կախումը արտաքին դաշտի հաճախությունից և էքսիտոնային ենթագոտու էքստրեմումի դիրքից։ Կլանման պատկերը առաջին ենթագոտում էապես տարբերվում է մյուս ենթագոտիններում կլանման պատկերից։

EXCITONIC ABSORPTION IN SEMICONDUCTOR FILMS IN THE PRESENCE OF BOSE-CONDENSATE

V. A. HARUTYUNYAN, S. L. HARUTYUNYAN

The coefficient of intense electromagnetic wave absorption with simultaneous emission of a phonon is calculated in the second approximation of perturbation theory in the presence of a Bose-condensate of excitons. The calculations are made for thin quantized films taking into account the linear in momentum term in the dispersion law. The frequency dependence for the absorption coefficient is obtained and the characteristic absorption curves in the first and succeeding subbands are given.