

УДК 621.315.592

МЕЖЗОННОЕ ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА
В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ В ПРИСУТСТВИИ РЕЗОНАНСНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. М. АРУТЮНЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 10 мая 1982 г.)

Рассматривается влияние кулоновского взаимодействия носителей на межзонное поглощение слабой электромагнитной волны в полупроводниковой пленке, когда два ближайших уровня в зоне проводимости завязываются лазерным полем. Изучены особенности поглощения в зависимости от параметров лазерного поля и окружения пленки в областях дискретного и непрерывного спектров.

Известно, что размерно квантованные полупроводниковые пленки обладают рядом свойств, отсутствующих у однородных образцов. Наличие квантового размерного эффекта меняет, в частности, линейные оптические свойства образцов. Поглощению слабого электромагнитного излучения при переходе электронов между уровнями размерного квантования посвящен ряд работ (см., например, [1]).

Если падающее на пленку излучение достаточно сильное (лазерная подсветка), в электронных свойствах последних могут возникнуть дополнительные особенности, связанные со снятием вырождения в системе [2]. Так, в [3, 4] показано, что на пленочных уровнях, смешиваемых резонансным лазерным излучением, появляется характерная полевая щель, резко меняющая электромагнитные характеристики пленки. В [5] изучено поведение межзонного коэффициента поглощения слабого света в случае, когда два ближайших уровня в одной из зон смешиваются резонансным полем.

С другой стороны, хорошо известно, что при низких температурах в достаточно чистых образцах кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой резко меняет ход коэффициента межзонного поглощения. Кроме этого в [6, 7] показано, что при определенных условиях кулоновское взаимодействие в тонких пленках сильно возрастает по сравнению с однородной средой.

В настоящей работе рассматривается влияние кулоновского взаимодействия на межзонное поглощение слабого электромагнитного поля $E_1 = E_1^0 \cos(\Omega t - sz)$, поляризованного линейно в плоскости нелегированной полупроводниковой пленки. При этом два ближайших уровня в зоне проводимости с квантовыми числами $(n_0, n_0 + 1)$, характеризующими движение носителей вдоль оси квантования z , связаны резонансным лазерным излучением $E = E_0 \cos(\omega t - qr)$, поляризованным линейно вдоль оси z :

$$\omega = \omega_{n_0+1, n_0} - \gamma, \quad |\gamma|/\omega_{n_0+1, n_0} \ll 1, \quad n_0 = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Здесь

$$\omega_{n_0+1, n_0} = \pi^2 \hbar (2n_0 + 1)/(2m^* d^2)$$

есть разность частот этих уровней, m^* — эффективная масса носителей, d — толщина пленки, а γ — малая расстройка.

Предположим, что пленка занимает область пространства $0 \leq z \leq d$ и обладает проницаемостью ϵ . Полупространство $z < 0$ (подложка) заполнено диэлектриком с проницаемостью ϵ_1 , а полупространство $z > d$ — диэлектриком с проницаемостью ϵ_2 ($\epsilon_{1,2} \ll \epsilon \sim 10 \div 100$). Тогда, как показано в [6, 7], энергия кулоновского взаимодействия будет иметь вид

$$V(\rho) = e^2/\chi\rho, \quad d < \delta\rho, \quad (2)$$

где ρ — расстояние между зарядами в плоскости пленки, $\delta = \kappa/\epsilon \ll 1$ и $\kappa = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$. В случае малых толщин, таких, что $d \ll a_0$ (a_0 — боровский радиус массивного образца), движение зарядов в пленке является двумерным. Решение уравнения Шредингера с потенциалом (2) хорошо известно (см., например, [8]).

Рассмотрим вначале случай связанных состояний. При этом спектр поглощения является дискретным, и для частоты поглощения Ω , например, на переходе ($m \rightarrow n_0$) можно получить выражение ($m = 1, 2, \dots$ характеризует поперечное движение дырки в валентной зоне):

$$\hbar\Omega_l = \Delta_{m, n_0} + \frac{\hbar\gamma}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi}) - \frac{4R_0}{(2l+1)^2}, \quad (3)$$

где $R_0 = m^* e^4 / (4\hbar^2 \kappa^2)$ — энергия связи экситона, $l = 0, 1, 2, \dots$ — главное квантовое число. Первый член в правой части (3) есть

$$\Delta_{m, n_0} = \Delta + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d^2} (m^2 + n_0^2),$$

где Δ — ширина запрещенной зоны однородного образца, а ξ — безразмерный параметр интенсивности, характеризующий взаимодействие лазерного поля с размерно квантованными электронами в пленке [4]:

$$\xi = \frac{4|a|^2}{\gamma^2}, \quad \alpha = \frac{eE_0 e^{iq\rho}}{m^* \Omega d} \frac{n_0(n_0+1)[1 - (-1)^{2n_0+1}]}{2n_0+1}. \quad (4)$$

Существенным в (3) является зависимость местоположения пиков поглощения от параметров лазерного поля, толщины пленки и эффективной диэлектрической проницаемости κ . В зависимости от знака γ пики могут смещаться как в сторону больших, так и в сторону малых частот. Кроме того, увеличение энергии связи по сравнению с однородным образцом приводит к существенному разрешению дискретных пиков поглощения. При этом интенсивность основной линии поглощения по сравнению с той же линией однородного образца возрастает в $a_0/(\delta^2 d)$ раз. Это обстоятельство можно использовать на практике для получения перестраиваемых интенсивных линий поглощения и излучения при рекомбинации экситона в тонкой пленке.

Рассмотрим теперь непрерывный спектр. В этом случае для межзонного поглощения слабой волны с учетом кулоновского фактора можно получить выражение

$$K^{ex}(\Omega) = \frac{m^* \Omega |D_{cv}|^2}{\hbar^2 d} \left\{ \sum_{\substack{m, n \\ n \neq n_0, n_0+1}} |F_n^m|^2 f(\gamma_{m, n}) \Theta_0(\hbar\Omega - \Delta_{m, n}) + \right. \\ \left. + \sum_m [c_1 |F_{n_0}^m|^2 f(\gamma_{m, n_0}) \Theta_1(\hbar\Omega - \tilde{\Delta}_{m, n_0}) + c_2 |F_{n_0+1}^m|^2 f(\gamma_{m, n_0+1}) \times \right. \\ \left. \times \Theta_2(\hbar\Omega - \tilde{\Delta}_{m, n_0+1}) + c_1 |F_{n_0+1}^m|^2 f(\gamma_{m, n_0+1}) \Theta_3(\hbar\Omega - \tilde{\Delta}_{m, n_0+1}) + \right. \\ \left. + c_2 |F_{n_0}^m|^2 f(\gamma_{m, n_0}) \Theta_4(\hbar\Omega - \tilde{\Delta}_{m, n_0}) \right\}, \quad (5)$$

где D_{cv} — межзонный матричный элемент дипольного момента, $\Theta_i(x)$ — ступенчатая функция ($i = 0-4$), множители $f(\eta)$ учитывают кулоновское взаимодействие в плоскости пленки:

$$f(\gamma_{m, n}) = \exp \gamma_{m, n} / \text{ch } \gamma_{m, n}, \quad \gamma_{m, n} = \pi \sqrt{\frac{R_0}{\hbar\Omega - \Delta_{m, n}}}. \quad (6)$$

Осциллирующие в зависимости от фотонного волнового вектора и размера пленки функции F_n^m имеют вид

$$F_n^m(sd) = \frac{4\pi^2 imnsd [(-1)^{m+n} \exp isd - 1]}{[4\pi^2 (m+n)^2 - s^2 d^2] [4\pi^2 (m-n)^2 - s^2 d^2]}. \quad (7)$$

Введены также следующие обозначения:

$$\tilde{\Delta}_{m, n_0} = \Delta_{m, n_0} + \lambda_1, \quad \tilde{\Delta}_{m, n_0+1} = \Delta_{m, n_0+1} - \lambda_2, \quad (8)$$

$$\tilde{\Delta}_{m, n_0+1}' = \Delta_{m, n_0+1} + \lambda_1, \quad \tilde{\Delta}_{m, n_0}' = \Delta_{m, n_0} - \lambda_2,$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\hbar v}{2} (1 \mp \sqrt{1 + \xi}), \quad c_{1,2} = \frac{\sqrt{1 + \xi} \pm 1}{2\sqrt{1 + \xi}}. \quad (9)$$

Видно, что при $\xi \rightarrow 0$ $c_1 \rightarrow 1$, $c_2 \rightarrow 0$ и (5) переходит в выражение для обычного линейного экситонного поглощения пленкой [9]:

$$K_0^{ex}(\Omega) \sim \frac{1}{d} \sum_{m, n} |F_n^m|^2 f(\gamma_{m, n}) \Theta_0(\hbar\Omega - \Delta_{m, n}). \quad (10)$$

В пределе $sd \ll 1$ и в отсутствие кулоновского взаимодействия (5) переходит в выражение, полученное в [5]. В присутствии лазерного поля возможны новые процессы экситонного поглощения, отсутствующие в линейной теории. Так, например, процессы с $\Theta_{1,3}$ описывают переходы ($m \rightarrow n_0$) и ($m \rightarrow n_0 + 1$) в поле лазерного излучения, причем край поглощения каждого такого перехода оказывается сдвинутым в сторону больших или меньших частот в зависимости от знака расстройки резонанса. Интересным являются также процессы с $\Theta_{2,4}$ из (5), описывающие межзонное экситонное поглощение с переизлучением лазерного фотона. Процесс с Θ_2 описывает переход ($m \rightarrow n_0$) с поглощением фотона с частотой Ω из слабого поля и излучением фотона с частотой ω из сильного поля

(т. е. переход через уровень $n_0 + 1$). Процесс с Θ_1 есть переход ($m \rightarrow n_0 + 1$) с поглощением фотона с частотой Ω из слабого поля и фотона с частотой ω из сильного поля (т. е. переход с участием уровня n_0).

ЛИТЕРАТУРА

1. Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. Атомиздат, М., 1979, стр. 112.
2. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 51, 1492 (1966).
3. Арутюнян Г. М. ФТП, 7, 600 (1973).
4. Арутюнян Г. М. Радиотехника и электроника, 19, 1061 (1974).
5. Чайковский И. А. ФТТ, 17, 1148 (1975).
6. Рытова Н. С. Вестник МГУ, сер. Физика, Астрономия, 3, 30 (1967).
7. Чаплик А. В., Энтин М. В. ЖЭТФ, 61, 2496 (1971).
8. Бонч-Бруевич В. Л. ЖФХ, 27, 662 (1953).
9. Арутюнян Г. М. ФТП, 16, 369 (1982).

ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՐԱԿ
ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ԼՈՒՅՍԻ ՄԻՋԳՈՏԱՅԻՆ ԷԲՄԻՏՈՆԱՅԻՆ ԿԱՆՄԱՆ ՎՐԱ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է կուլոնյան փոխազդեցության ներգործությունը թույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի կանման վրա, երբ հաղորդականության զոտու երկու հարևան մակարդակները կապված են լազերային ճառագայթմամբ: Ցույց է տրված, որ լազերային դաշտի պարամետրերի, ինչպես նաև թաղանթի շրջապատող միջավայրի փոփոխումը հնարավորություն է տալիս կառավարել կանման դիսկրետ սպեկտրը: Քննարկվում է նաև լազերային ճառագայթման ազդեցությունը կանման գործակցի վրա սպեկտրի անընդհատ տիրույթում: Մասնավորապես, ցույց է տրված, որ լազերային դաշտի առկայությունը բերում է նոր երևույթի, պայմանավորված ուժեղ քվանտի վերաճառագայթմամբ:

INTERBAND EXCITON ABSORPTION OF LIGHT IN THIN FILMS IN THE PRESENCE OF RESONANCE LASER RADIATION

G. M. HARUTYUNYAN

The influence of Coulomb interactions on the interband absorption of a weak electromagnetic field has been considered when two nearest levels in the conduction band were coupled by means of resonance laser radiation. The possibility to control the position, resolution and intensities of absorption peaks in the range of discrete absorption spectrum by changing the laser field intensity parameters and the film environment is shown. The influence of laser field on the behaviour of absorption coefficient has also been studied in the continuous spectrum range and it was shown in particular that the presence of laser field resulted in new effects connected with re-emission of a strong quantum.