

УДК 621.315.592

ТОНКАЯ СТРУКТУРА МАГНИТОЭЛЕКТРОПОГЛОЩЕНИЯ КОМПОНЕНТЫ СИЛЬНОЙ БИГАРМОНИЧЕСКОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Б. С. Монозон

Рассматривается полупроводниковый кристалл, находящийся под воздействием электрического поля $F_1 \cos \omega_1 t + F_0 \cos \omega_0 t$ двух сильных световых волн, а также стационарных однородных электрического E и магнитного H полей ($F_1 \parallel F_0 \parallel E \parallel H$). Рассчитывается мощность межзонного многофотонного поглощения волны с частотой ω_1 . Расстройка частот $\omega_1 - \omega_0$ не превышает характерную частоту $\Omega_R = e^2 F_0 F_1 (2\mu \hbar \omega_0 \omega_1)^{-1}$ (μ — приведенная эффективная масса электронов и дырок). Получено аналитическое выражение для поглощаемой мощности. Показано, что электрическое поле E создает возможность для возгорания в спектре поглощения высокочастотной осцилляционной структуры с максимумами при $\Omega = \Omega_R/s$ ($s=1, 2, 3, \dots$) и детектирования отдельной группы пиков вблизи данного значения s .

Совершенствование источников сильного светового излучения в сочетании со все возрастающей ролью полупроводников в фундаментальных и прикладных исследованиях поддерживает постоянный интерес к изучению нелинейных оптических эффектов в полупроводниках. Некоторые из этих эффектов связаны с поведением полупроводникового кристалла в поле интенсивной бигармонической электромагнитной волны в присутствии внешних стационарных электрического и магнитного полей. В настоящей работе нами рассмотрено межзонное многофотонное поглощение сильной световой волны с частотой ω_1 системой, представляющей собой полупроводник, находящийся под воздействием другой сильной световой волны с частотой ω_0 , однородного электрического и однородного магнитного полей. Изложен общий подход к расчету поглощаемой мощности $P(\omega_1)$. Конкретные вычисления проведены для простой зонной модели и общей поляризации нестационарных электрических и стационарных однородных полей. Рассмотрена область расстройек частот $\Omega = \omega_1 - \omega_0$, малых по сравнению с некоторой характерной частотой системы. Показано, что в соответствии с результатами работы [1] поглощаемая мощность $P(\omega_1)$ в этой области обладает высокочастотной осцилляционной структурой. Вид спектра определяется характеристиками световых волн, напряженностями стационарных полей и электронными параметрами полупроводника. Однородное электрическое поле создает принципиальную возможность для относительного усиления выделенной группы спектральных максимумов.

Общая процедура расчета пространственной плотности поглощаемой мощности световой волны P содержит усреднение по времени правой части выражения

$$P = S p (\rho \hat{P}). \quad (1)$$

В этой формуле $P = e r \hat{F}_1$ — оператор мощности; $F_1(t)$ — электрическое поле поглощаемой волны; ρ — матрица плотности электронов полупроводника, находящихся в полном электрическом поле $F(t)$ обеих световых волн, а также в стационарных электрическом E и магнитном H полях.

Для чистого состояния и конкретного вида оператора P достаточно знания диагональных элементов $\rho = |\Psi|^2$, определяемых волновой функцией Ψ . Как следует из метода эффективной массы [2],

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = u_h(\mathbf{r}) f_h(\mathbf{r}, t) + a(t) u_e(\mathbf{r}) f_e(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где $u_{e, h}$ — блоховские амплитуды в экстремумах электронной e и дырочной h зон, разделенных запрещенным энергетическим промежутком ξ_g ; $f_{e, h}$ — модулирующие внутрizonные функции; a — коэффициент межзонного оптического перехода, вызываемого полным нестационарным полем $F(t)$. При нахождении коэффициента a будет использовано справедливое в области оптических частот дипольное приближение.

С целью некоторого упрощения вычислений будем рассматривать межзонный оптический переход как переход кристалла из основного состояния с волновой функцией $\delta(\mathbf{r})$ в возбужденное с образованием электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Последнее состояние описывается волновой функцией

$$\Phi(\mathbf{r}, t) \propto f_e(\mathbf{r}_e, t) f_h(\mathbf{r}_h, t)$$

$\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$ — относительная координата электрона и дырки [3].

Двухчастичный подход позволяет записать формулу (1) в виде

$$P = e\hat{F}_1 [\mathbf{r}_{eh} a(t) \Phi(0, t) + \text{к. с.}]. \quad (3)$$

Изложенная в [1] стандартная процедура нахождения коэффициента перехода дает

$$a(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t d\tau eF(\tau) \mathbf{r}_{eh} \Phi^*(0, \tau), \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_{e, h} = \langle u_{e, h} | \mathbf{r} | u_h \rangle = \frac{i\hbar}{m_0 \xi_g} \mathbf{P}_{eh}.$$

m_0 — масса свободного электрона, \mathbf{P}_{eh} — межзонный матричный элемент оператора импульса.

В работе [1] показано, что наиболее сильно взаимодействуют волны, поляризованные одинаковым образом. Если ввести общий для обеих волн единичный вектор поляризации ζ , то электрические поля поглощаемой и суммарной волн запишутся как

$$F_1(t) = \zeta F_1 \cos \omega_1 t, \quad F(t) = \zeta (F_1 \cos \omega_1 t + F_0 \cos \omega_0 t).$$

Выбранная нами простая модель предполагает электронную и дырочную зоны орбитально невырожденными параболическими, характеризующимися изотропными эффективными массами m_e и m_h . Запрещенная зона считается достаточно широкой для того, чтобы удовлетворялось условие $\xi_g \gg eF \mathbf{r}_{eh}$, позволяющее вычислять коэффициент a (4) в первом порядке по полю F . В простой зонной модели уравнение для функции Φ представляет собой нерелятивистское уравнение для электрон-дырочной пары с обратной приведенной эффективной массой $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ и нулевым полным импульсом (дипольное приближение) во внешних электрическом и магнитном полях. Точное решение этого уравнения может быть представлено в обобщенном квазиэнергетическом виде, содержащем произведение $\exp(-i/\hbar \cdot \mathcal{E}t)$ (\mathcal{E} — квазиэнергия) и четырех периодических во времени функций с периодами $2\pi/\omega_\alpha$ ($\alpha = 0, 1, +, -$, $\omega_\pm = \omega_1 \pm \omega_0$). После разложения каждой из этих функций вместе с сомножителями, присутствующими в поле $F(\tau)$, в соответствующий ряд Фурье интегрирование в формуле (4) и вычисление мощности P выполняются в явном виде. Поскольку полное поле $F(\tau)$ имеет две компоненты, коэффициент a (4) будет также содержать два слагаемых

$$a \propto \sum_{s, s'} \delta(\mathcal{E} - s\hbar\omega_0 - s'\hbar\omega_1) (F_1 G_{1s}^{(s)} + F_0 G_{0s}^{(s)}),$$

где $G_{1,0s'}^{(s)}$, фактически оказываются коэффициентами разложения подинтегральных выражений в (4) в двойной ряд Фурье. Необходимые подробные выкладки приведены в работе [1].

Условия эксперимента по поглощению лазерного излучения, как правило, отвечают многофотонному пределу [4]

$$\gamma_j^2 = 2\mu s_j \hbar \omega_j^3 / e^2 F_j^2 \gg 1, \quad j = 0, 1 \quad (s_0 \equiv s \gg 1, \quad s_1 \equiv s' \gg 1),$$

когда частоты волн ω_j значительно превышают частоты межзонного туннелирования в полях F_j . Дальнейшие выражения будут относиться именно к такому случаю.

Для мощности P получим

$$P = \hbar \omega_1 W, \quad W = \sum_{s'} W_{s'}, \quad W_{s'} = \sum_s W_{s'}^{(s)},$$

где W — пространственная плотность вероятности межзонного перехода в единицу времени; $W_{s'}$ — вероятность поглощения фотонов частоты ω_1 ; $W_{s'}^{(s)}$ — вероятность такого поглощения при участии s фотонов частоты ω_0 . Общее выражение для $W_{s'}$ есть

$$W_{s'}^{(s)} = \frac{|r_{hs}|^2 e^2 F_1^2}{2\hbar^2} 2\pi\hbar \sum \delta(\varepsilon - s\hbar\omega_0 - s'\hbar\omega_1) \times \\ \times \left[(|G_{1s'}^{(s)}|^2 + \frac{F_0}{F_1} G_{0s'}^{(s)} G_{1s'}^{(s)}) + \text{к. с.} \right] \quad (5)$$

В формуле (5) имеется в виду суммирование по конечным состояниям, связанным с начальным условием сохранения полной энергии в системе, состоящей из светового излучения и электрон-дырочной пары. Коэффициенты $G_{1s'}^{(s)}$ в отсутствие стационарных электрического и магнитного полей получены в работе [1].

Имеется также методика их расчета в электрическом [5] и магнитном [6] полях. Из общего рассмотрения следует, что коэффициент $G_{0s'}^{(s)}$ может быть получен из $G_{1s'}^{(s)}$ путем замены в нем $s \rightleftharpoons s'$, $\omega_0 \rightleftharpoons \omega_1$, $F_0 \rightleftharpoons F_1$.

В работе [1] указывается на невозможность вычисления в аналитическом виде коэффициентов $G_{1s'}^{(s)}$ при произвольных значениях частот ω_0 и ω_1 . Это можно сделать для предельных соотношений между их расстройкой $\Omega = \omega_1 - \omega_0$ и характерной частотой $\Omega_R = e^2 F_0 F_1 (2\mu\hbar\omega_0\omega_1)^{-1}$. В настоящей работе будет рассмотрена наиболее интересная с нашей точки зрения область малых расстройк $\Omega \ll \Omega_R$, содержащая осцилляции межзонного поглощения с периодом порядка Ω_R .

Вычислим поглощаемую мощность компоненты бигармонической волны в продольных однородных электрическом \mathbf{E} и магнитном \mathbf{H} полях ($\xi \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel \mathbf{e}_z$). Функция относительного движения электрон-дырочной пары Φ представляется в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = e^{-i/h \cdot \varepsilon_{\perp} t} \chi_{\perp}(\rho) f_{\parallel}(z, t), \quad (6)$$

где ε_{\perp} , χ_{\perp} — энергия и функция стационарного состояния в плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} ; f_{\parallel} — функция, описывающая продольное движение в электрическом поле $E + F_0 \cos \omega_0 t + F_1 \cos \omega_1 t$.

Для расчета коэффициента a (4) и мощности P (3) требуется значение функции $\Phi(0, t)$. Оно может быть получено из явных выражений для функций $f_{\parallel}(z, t)$ и $\chi_{\perp}(\rho)$, приведенных, например, соответственно в работах [6, 7]. В результате получим

$$f_{\parallel}(0, t) = \frac{1}{2\pi (eE)^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} dp \exp \left\{ -i\varphi_{\varepsilon}(p) - \frac{i}{\hbar} \int_0^t d\tau \left[\varepsilon + \frac{\hbar^2}{2\mu} (\mathcal{X}^2(\tau) - p^2 - \varepsilon^2(\tau)) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$\varphi_{\mathcal{E}}(\rho) = (eE)^{-1} \left\{ \frac{\hbar^2}{6\mu} p^3 - \left[\mathcal{E} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \mathcal{E}^2(0) \right] p \right\},$$

$$\mathcal{K}(t) = p + \frac{e}{\hbar} \left(\frac{F_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \frac{F_1}{\omega_1} \sin \omega_1 t \right),$$

$$\mathcal{E}^2(t) = \frac{e^2}{2\hbar^2} \left[\frac{F_0^2}{\omega_0^2} + \frac{F_1^2}{\omega_1^2} - 4E \left(\frac{F_0}{\omega_0^2} \cos \omega_0 t + \frac{F_1}{\omega_1^2} \cos \omega_1 t \right) \right],$$

$$\chi_{\perp}(0) = 1_i (2\pi)^{1/2} a_H, \quad a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}. \quad (8)$$

Энергия поперечного движения \mathcal{E}_{\perp} (уровни Ландау) равна

$$\mathcal{E}_{\perp N} = \mathcal{E}_g + \frac{\hbar e H}{\mu c} \left(N + \frac{1}{2} \right) \pm (\beta_e \pm \beta_h) H. \quad (9)$$

$N=0, 1, 2, \dots$, $\beta_{e, h}$ — эффективные магнитные моменты электрона и дырки.

При вычислении коэффициентов $G_{1s}^{(s)}$, разложения в двойной ряд Фурье выражений типа

$$\exp(i/\hbar \cdot \mathcal{E}t) f_{\parallel}(0, t) \cos \omega_1 t$$

выясняется, что влияние однородного электрического поля E определяется параметрами $E (F_j \gamma_j)^{-1}$. Если дополнительно и многофотонному пределу $\gamma_j^{-1} \ll 1$ потребовать выполнения условия $E (F_j \gamma_j)^{-1} \ll 1$, то действия переменных F_j и постоянного E полей условно разделяются. Световые поля F_j определяют силы осцилляторов переходов, а поле E формирует плотность состояний.

Таким образом, используя формулы (6)—(8) для вычисления коэффициентов $G_{1s}^{(s)}$, и выполнив затем в выражении (5) интегрирование по \mathcal{E} и суммирование по N , получим для вероятности перехода W_l с полным числом фотонов $l=s+s'$

$$\begin{aligned} W_l(\omega_1) &\propto \frac{|p_{\hbar e \mathcal{E}}|^2 (\hbar \omega_0)^3 \mu}{\pi^2 m_0^2 \mathcal{E}_g^{3/2} \hbar} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left(\frac{F_1}{F_1 + F_0} \right)^2 \times \\ &\times \frac{\hbar^2}{\mu a_H^2 (\mathcal{E}_0 \mathcal{E}_g)^{1/2}} (4\gamma^2)^{-l} \sum_s \Lambda_s(\Omega) \times \\ &\times \sum_N \left[4l \frac{\mathcal{E}_0}{\hbar \omega_0} \text{Ai}'^2(\beta_N) \cos^2 \frac{l\pi}{2} + \text{Ai}^2(\beta_N) \sin^2 \frac{l\pi}{2} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

В этой формуле

$$\mathcal{E}_0 = \left(\frac{\hbar^2 e^2 E^2}{2\mu} \right)^{1/3}, \quad \gamma^2 = \frac{2\mu l \hbar \omega_0^3}{e^2 (F_0 + F_1)^2}, \quad \Lambda_s = \frac{\sin^2(\Omega_R/\Omega - s)\pi}{(\Omega_R/\Omega - s)^2 \pi^2},$$

$$\beta_N = \mathcal{E}_0^{-1} [\mathcal{E}_{\perp N} + e^2/4\mu\omega_0^2 \cdot (F_0 + F_1)^2 - l\hbar\omega_0 - l\hbar\Omega],$$

Ai и Ai' — функция Эйри и ее производная [8].

Выражение (10) справедливо в области малых расстройок $\Omega \ll \Omega_R$, в многофотонном пределе $\gamma \gg 1$ и для широкозонных полупроводников, запрещенный энергетический промежуток которых \mathcal{E}_g удовлетворяет условиям

$$\hbar^2/\mu a_H^2 \ll \mathcal{E}_g, \quad \mathcal{E}_0 \ll \mathcal{E}_g, \quad \mathcal{E}_0 \beta_N \ll \mathcal{E}_g.$$

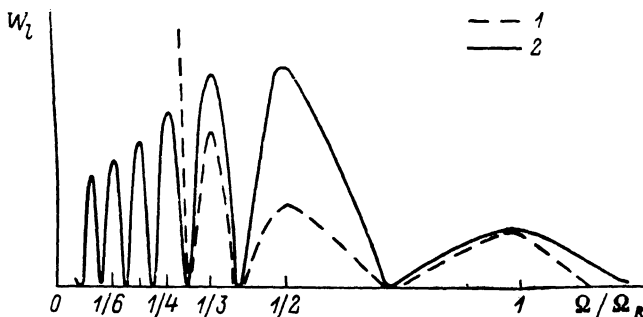
В формуле (10) опущен коэффициент, зависящий только от числа фотонов l . Для его точного вычисления следует использовать двухзонную модель с корневым законом дисперсии [4], действие которого распространяется в глубь электронной и дырочной зон на величину порядка \mathcal{E}_g . Правда, математические выкладки при этом усложняются, становясь значительно более громоздкими. Выбранный нами параболический закон дисперсии является частным случаем корневого и справедлив лишь вблизи экстрему-

мов зон. Поскольку мы ограничиваемся именно этой областью ($\mathcal{E}_0 \beta_N \ll \mathcal{E}_0$), то частотная зависимость вероятности $W_l(\Omega)$, описываемая функциями $\Lambda_s(\Omega)$, Ai и Ai' , оказывается верной. Численный же коэффициент получается другой, хотя и близкий к правильному.

Отметим существенное обстоятельство, являющееся общим для области малых расстройек и заключающееся в том, что интерференционный член $\propto G_{0s}^{(s)} G_{1s'}^{(s)*}$ не дает вклада в вероятность (5). Это обусловлено свойствами осциллирующей функции $\Lambda_s(\Omega)$, имеющей главный максимум при $\Omega_s = \Omega_R/s$. Из указанной выше связи между коэффициентами G_0 и G_1 следует, что произведение

$$G_{0s}^{(s)} G_{1s'}^{(s)*} \propto \Lambda_s^{1/2}(-\Omega) \Lambda_s^{1/2}(\Omega) = \frac{(-)^l \sin^2 \pi (\Omega_R/\Omega - s)}{\pi^2 (\Omega_R/\Omega - s) (\Omega_R/\Omega - s + l)} \quad (11)$$

в точках $\Omega = \Omega_s$ точно равно нулю, а при других расстройках дает вклад, малый как по абсолютной величине, так и по сравнению с (10). Произведение (11) не содержит напряженностей стационарных полей E и H , и



Качественный вид спектра (10), (12) нечетно-фотонного продольного магнитоэлектропоглощения компоненты бихроматической световой волны. $s_0=4$, $E=0$ (1), $E \neq 0$ (2).

поэтому вывод об отсутствии вклада интерференционного члена в вероятность перехода при малых расстройках носит общий характер.

Сказанное выше приводит к полному совпадению в области малых расстройек выражений для вероятности, вычисленной на основе аппарата матрицы плотности (1) и методом, использованным, например, в [2, 5]. В этих работах вероятность определялась как $W = t^{-1} |a(t)|^2$, причем в формуле для a считалось $F(\tau) = F_1(\tau)$.

Перейдем к обсуждению окончательного результата для вероятности l -фотонного магнитоэлектропоглощения $W_l(\Omega)$ (10) компоненты бигармонической волны в области малых расстройек частот. Зависимость поглощения от интенсивностей волн определяется множителем $F_1^2 (F_1 + F_0)^{-2} \gamma^{-2l}$.

Частотный спектр поглощения (см. рисунок) представляет собой высокочастотные осцилляции, содержащиеся в функциях Λ_s , промодулированные плавно меняющейся функцией Ai^2 (нечетные l) или Ai'^2 (четные l). Осцилляции имеют период порядка Ω_R , а период изменения функций Ai и Ai' равен приблизительно $\mathcal{E}_0/l\hbar$. Для значений $\omega_0 \simeq \omega_1 \simeq 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $E \simeq F_0 \simeq F_1 \simeq 10^5 \text{ В/см}$, $\mu \simeq 0.1 m_0$, $l = 3$ отношение $l\hbar\Omega_R/\mathcal{E}_0 \simeq 0.25$.

Основное влияние однородного электрического поля E заключается в изменении плотности электрон-дырочных состояний и, как следствие, закона модуляции высокочастотных осцилляций. Это обусловлено межзонным туннелированием носителей в стационарном и переменном электрическом полях — эффект Франца—Келдыша. При $E=0$ нечетно-фотонное магнитопоглощение в области $-\beta_N > 0$ содержало особенности $\propto (-\beta_N)^{-1/2}$, а при частотах, соответствующих $\beta_N > 0$, отсутствовало. После включения электрического поля E в коротковолновой части спектра вместо корневого спада возникают плавные осцилляции функции Ai^2 . Основным максимум становится конечным и смещается в сторону высоких частот на величину $\Delta\Omega \simeq \mathcal{E}_0/l\hbar$. Отличным от нуля становится поглощение в длинновол-

новой области ниже края $\beta_N > 0$. Убывание интенсивности по мере удаления от края происходит по экспоненциальному закону $\sim \exp(-4/3 \beta_N^{3/2})$. Таким образом, край эффективно смещается в сторону низких частот на расстояние $\Delta\Omega \approx \varepsilon_0/l\hbar$.

Распространение поглощения, вообще говоря, на все частоты может вызвать возгорание высокочастотных осцилляций с максимумами при $\Omega = \Omega_R/s$, отсутствующих при $E=0$. Поскольку магнитопоглощение возможно лишь при $-\beta_N \geq 0$ [6], то при условии на дефицит световой энергии при $\Omega=0$ относительно края

$$l\hbar\omega_0 - \varepsilon_{\perp} - e^2(F_0 + F_1)^2/4\mu\omega_0^2 = -l\hbar\Omega_R s_0, \quad (12)$$

а также из вида функции Λ , следует, что по мере увеличения Ω возможно существование s_0 максимумов, определяемых значениями $s=1, 2, \dots, s_0$. При меньших расстройках Ω энергии бигармонической волны оказывается недостаточно для осуществления межзонного магнитоперехода. Туннелирование в электрическом поле E приводит к возникновению максимумов с $s > s_0$.

Как следует из рисунка, однородное поле E может быть использовано для выделения из спектра группы высокочастотных максимумов вблизи данного значения s и относительного подавления остальных. Оценки показывают, что в полупроводнике с $\varepsilon_r \approx 0.6$ эВ, $\mu \approx 0.1m_0$ в спектре трехфотонного поглощения компоненты бигармонической волны с полями $F_0 \approx F_1 \approx 10^6$ В/см в однородном поле $E \approx 3.2 \cdot 10^3$ В/см осцилляции с $s=2, 3$ окажутся в области главного максимума функции Эйри. Амплитуды прочих осцилляций не превысят 70 % от величин выделенных максимумов.

На экспериментальный спектр может оказать влияние кулоновское взаимодействие электрона и дырки [9], приводящее к образованию диамагнитного экситона (ДЭ) [10], энергия связи которого имеет порядок экситонного ридберга R . Результаты настоящей работы допускают обобщение в первую очередь на случай электрического поля E , сильного по сравнению с кулоновским полем ДЭ ($\varepsilon_0 \geq R$), когда экситонные состояния оказываются почти полностью ионизованными. Например, в полупроводниках Ge, InSb, InAs, GaSb, для которых $R=1$ мэВ ионизация наступает уже в относительно небольших полях $E \geq 3$ кВ/см, поглощение определяется в основном электрическим полем E , а влияние экситонного взаимодействия проявляется в замене аргумента функции Эйри в формуле (10) $\beta_N \rightarrow \beta_{N, ex}$, где

$$\beta_{N, ex}^{3/2} = \frac{3}{2} \int_0^{z_0} \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (\varepsilon_0 \beta_N - eEz + V_N(z)) \right]^{1/2} dz,$$

z_0 — корень подынтегральной функции [10].

Отсюда следует, что потенциал ДЭ V_N вызывает рост интенсивностей высокочастотных пиков в области очень малых расстроек Ω , причем общий вид спектра будет соответствовать кривой, изображенной на рисунке.

В слабых электрических полях E ($\varepsilon_0 \ll R$), к которым можно отнести те же поля $E \approx 1$ кВ/см для кристаллов GaP, CdTe, ZnTe ($R \approx 10$ мэВ), в спектре магнитоэлектропоглощения будут присутствовать линии ДЭ. Однако по мере удаления от них в длинноволновую сторону поглощение вновь приобретет характер эффекта Франца—Келдыша (10), видоизмененного экситонным взаимодействием [10]

$$W_{i, ex} = W_i \exp \left[2(R/\varepsilon_0^2 \beta_N)^{1/2} \ln 8\beta_N^{3/2} \right].$$

Это выражение показывает, что экситонное взаимодействие, так же как и в сильном поле, вновь приводит к росту поглощения. Отметим также, что медленно убывающее влияние экситонного взаимодействия продолжает сказываться и при значительном сдвиге в длинноволновую область.

В заключение хотелось бы выразить признательность А. Г. Жиличу, Н. Ф. Перельману и Е. Д. Трифонову за полезную дискуссию.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Монозон Б. С., Игнатъева Л. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 2. С. 593—603.
- [2] Weiler M. H., Reine M., Lax V. // Phys. Rev. 1968. V. 171. P. 949—958.
- [3] Elliott R. J. // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1384—1389.
- [4] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 5. С. 1945—1957.
- [5] Монозон Б. С., Игнатъева Л. А. // ФТП. 1986. Т. 20. № 8. С. 1492—1495.
- [6] Монозон Б. С., Игнатъева Л. А. // ФТП. 1986. Т. 20. № 11. С. 2098—2102.
- [7] Жилич А. Г., Монозон Б. С. Магнито- и электропоглощение света в полупроводниках. Л., 1984. 204 с.
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М, 1974. 752 с.
- [9] Меркулов И. А. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 6. С. 2314—2323.
- [10] Монозон Б. С., Жилич А. Г. // ФТП. 1977. Т. 11. № 11. С. 2190—2196.

Ленинградский кораблестроительный институт
Ленинград

Поступило в Редакцию
11 апреля 1989 г.