

Фотоионизация глубоких примесных центров в структурах с квантовыми ямами

© В.И. Белявский, Ю.А. Померанцев

Воронежский государственный университет,
394043 Воронеж, Россия

(Получена 25 мая 1998 г. Принята к печати 25 августа 1998 г.)

Поглощение света при фотоионизации глубоких примесных центров в гетероструктурах с квантовыми ямами теоретически исследовано в рамках модели предельно локализованного потенциала. Найдены аналитические выражения сечения фотоионизации для перпендикулярной и параллельной относительно оси структуры поляризации света в пренебрежении влиянием потенциала примеси на электронные состояния, принадлежащие сплошному спектру. Качественно изучена частотная зависимость сечения вблизи порога поглощения от зарядового состояния примеси после фотоионизации, а также от положения примеси в структуре и профиля легирования.

1. Оптические методы исследования гетероструктур (ГС) с квантовыми ямами (КЯ) дают достаточно обширную информацию о структуре и качестве поверхностей раздела и позволяют оценить ширину КЯ с точностью до одного монослоя [1]. Для этих целей, как и для многих приборных применений в устройствах оптоэлектроники, обычно используется тот участок оптического спектра, который соответствует достаточно четко выраженным линиям экситонных резонансов. Свойства структур с КЯ в значительной степени определяются и наличием в них определенных примесей и точечных дефектов, которые приводят к появлению дополнительных особенностей в оптических спектрах поглощения ГС, обусловленных, в частности, фотоионизацией примесных центров. Для наблюдения таких особенностей необходимы значительные концентрации примесных атомов. Поскольку энергия фотоионизации зависит от положения примеси в ГС, имеет место размытие примесных полос в оптических спектрах, что существенно затрудняет их разрешение и интерпретацию. Несмотря на эти обстоятельства, оптические переходы, связанные с примесными центрами, оказываются доступными для экспериментальных исследований [2–4]. При введении примесей с помощью техники δ -легирования [5] по положению края полосы поглощения можно судить о положении примеси в ГС. Высокая чувствительность энергии связи носителя на примеси к изменению внешнего электрического поля, приложенного вдоль оси ГС [6], позволяет, в принципе, изменять положение края примесного оптического поглощения.

Мелкие (кулоновские) донорные и акцепторные примеси в ГС с КЯ исследованы достаточно подробно [7,8]. Менее понятна структура глубоких примесей непериодических элементов, нередко играющих важную роль в формировании свойств ГС [9]. В настоящей работе рассматривается примесное оптическое поглощение в структуре с КЯ, обусловленное фотоионизацией глубокого примесного центра. Предполагается, что локализованное состояние формируется исключительно состояниями зоны проводимости, а в качестве потенциала примеси рассматривается предельно локализованный

(сингулярный) притягивающий потенциал. Фактически речь идет об аналоге известной формулы Луковского [10] и о ее модификации с учетом кулоновского взаимодействия, возбужденного в зону проводимости электрона с примесным центром [11,12].

2. Рассмотрим фотовозбуждение электрона с локального уровня с энергией E_i в одну из двумерных ($2D$) подзон размерного квантования системы КЯ, закон дисперсии которой будем предполагать параболическим и изотропным:

$$E_\lambda(k) = E_\lambda^{(0)} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\lambda}. \quad (1)$$

Здесь k — $2D$ квазиволновой вектор, λ — номер подзоны, $E_\lambda^{(0)}$ — энергия края подзоны (в дальнейшем энергия отсчитывается от дна нижней подзоны, так что $E_1^{(0)} = 0$), m_λ — эффективная масса. В дипольном приближении полное сечение фотоионизации можно представить как

$$\sigma_\lambda = \frac{2m_\lambda S \alpha}{m_0^2 \hbar \omega} \int d^2k |\langle \bar{\lambda} k | \xi \hat{p} | i \rangle|^2 \delta(k^2 - k_w^2), \quad (2)$$

где S — нормировочная площадь структуры, $\alpha = e^2/\hbar c$, m_0 — масса свободного электрона, ξ — вектор поляризации фотона, $\hbar \omega$ — его энергия, \hat{p} — оператор импульса электрона,

$$k_w^2 = \frac{2m_\lambda}{\hbar^2} [\hbar \omega - (E_\lambda^{(0)} + E_i^{(0)})]. \quad (3)$$

Показатель преломления и коэффициент локального поля, учитывающий различие амплитуд локального и среднего макроскопического полей, в (2) опущены, а также введена энергия связи электрона на примесном центре, $E_i^{(0)} \equiv -E_i$. Матричный элемент оператора импульса вычисляется между состояниями электрона на локальном уровне, $|i\rangle$, и в $2D$ подзоне λ , $|\bar{\lambda} k\rangle$; символ λ указывает, что в случае когда учитывается кулоновское взаимодействие возбужденного электрона с ионизированным примесным атомом, огибающая функция сплошного спектра должна иметь правильную асимптотику [13]. Для $2D$ случая подобная функция выписана в [14,15].

3. Будем предполагать, что глубокое локализованное состояние формируется $2D$ подзонами размерного квантования зоны проводимости. Для описания локализованных состояний воспользуемся методом огибающих функций в приближении эффективной массы [7]. Одноэлектронные огибающие функции свободного движения с определенным поперечным квазиимпульсом имеют вид

$$|\lambda k\rangle = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{ik\rho} f_{\lambda k}(z). \quad (4)$$

Здесь координата z направлена вдоль оси ГС, ρ — поперечный $2D$ радиус-вектор. Учитывая, что характерный пространственный масштаб локализованного состояния во всяком случае существенно превышает межатомное состояние a и что основной вклад в разложение функции $|i\rangle$ по базису (4) дают состояния с $k \ll a^{-1}$, зависимость одномерной ($1D$) огибающей функции $f_{\lambda k}(z)$ от k будем пренебрегать, обозначив $f_{\lambda 0}(z) \equiv f_{\lambda}(z)$. В модели предельно локализованного потенциала фурье-образ огибающей функции, соответствующей вкладу $2D$ подзоны λ в локализованное состояние, имеет вид

$$\tilde{\Psi}_{\lambda}(k) = A \frac{f_{\lambda}^*(z_0)}{E_{\lambda}(k) - E_i}, \quad (5)$$

где z_0 — координата примесного атома в ГС, A — общий нормировочный множитель. В случае закона дисперсии (1) имеем

$$\Psi_{\lambda}(\rho) = \frac{\kappa_{i\lambda}}{\sqrt{\pi}} K_0(\kappa_{i\lambda}\rho), \quad \kappa_{i\lambda}^2 = \frac{2m_{\lambda}}{\hbar^2} (E_{\lambda}^{(0)} + E_i^{(0)}), \quad (6)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда. Энергия локализованного состояния E_i находится из уравнения

$$\frac{U_0 a^3}{(2\pi)^2} \sum_{\lambda} |f_{\lambda}(z_0)|^2 \int \frac{d^2k}{E_{\lambda}(k) - E_i} = 1, \quad (7)$$

где U_0 — феноменологический параметр, характеризующий величину примесного потенциала. Вклад $2D$ подзоны λ в энергию и огибающую функцию локализованного состояния, таким образом, определяется значениями $1D$ огибающих в точке расположения примесного атома z_0 . Так, если считать, что локализованное состояние формируется лишь нижней ($\lambda = 1$) подзоной (такое приближение достаточно, если расстояние от края нижней подзоны до остальных подзон существенно превышает энергию связи $E_i^{(0)}$), то координата примеси войдет в огибающую (5) только через зависимость энергии связи от z_0 . Учет других подзон несколько меняет ситуацию: вес огибающей (5) с данным номером λ может существенно определяться значениями $1D$ огибающих соответствующих подзон в точке, где располагается примесный атом.

Метод Лифшица [16], примененный здесь для описания глубоких электронных состояний, является полуфеноменологическим. При этом экспериментально определяемым параметром естественно считать именно энергию связи электрона на примесном центре. Тогда, зная

ее значение для некоторого z_0 , с помощью (7) можно определить параметр U_0 , как и в случае применения метода потенциала нулевого радиуса для описания глубоких примесных состояний в тонких полупроводниковых пленках [17] и структурах с КЯ [18].

4. Обозначив $|\bar{\lambda}k\rangle = f_{\lambda(z)} \varphi_{\lambda k}^{(-)}(\rho)$, где $\varphi_{\lambda k}^{(-)}(\rho)$ — $2D$ огибающая сплошного спектра [15], матричный элемент, определяющий сечение фотоионизации, можно представить в виде

$$\langle \bar{\lambda}k | \xi p | i \rangle = \int d^2\rho \varphi_{\lambda k}^{(-)*}(\rho) \xi_{\rho} \hat{p}_{\rho} \Psi_{\lambda}(\rho) + \sum_{\lambda'} \left[\int d^2\rho \varphi_{\lambda k}^{(-)*}(\rho) \Psi_{\lambda'}(\rho) \right] \xi_z p_z^{\lambda\lambda'}, \quad (8)$$

где ξ_{ρ} , ξ_z и \hat{p}_{ρ} , \hat{p}_z — перпендикулярная и параллельная (по отношению к оси ГС) составляющие вектора поляризации и оператора импульса соответственно, $p_z^{\lambda\lambda'} = \int dz f_{\lambda}^*(z) \hat{p}_z f_{\lambda'}(z)$.

Из (8) следует, что в случае, когда локализованное состояние формируется состояниями только нижней ($\lambda = 1$) подзоны, примесное поглощение света, поляризованного перпендикулярно оси ГС, возможно лишь при фотовозбуждении электрона с примесного уровня в подзону $\lambda = 1$. Напротив, при поглощении света, поляризованного вдоль оси ГС, запрещенными оказываются переходы электрона именно в подзону $\lambda = 1$. В этом случае в сумме в (8) остается единственное слагаемое с $\lambda' = 1$, и $p_z^{11} \equiv 0$. Учет вкладов других подзон в локализованное состояние отменяет подобные правила отбора, однако, в достаточно узких системах КЯ, когда расстояния между краями подзон размерного квантования велики по сравнению в энергией связи электрона с примесным центром, вклад нижней подзоны в сечение фотоионизации является определяющим.

5. Рассмотрим простейший случай фотовозбуждения электрона с примесного уровня в нижнюю подзону, полагая при этом, что локализованное электронное состояние формируется исключительно состояниями этой подзоны. Кроме того, будем пренебрегать взаимодействием возбужденного электрона с потенциалом примесного центра. В этом случае огибающая функция конечного состояния имеет вид (4), матричный элемент (8) между огибающими функциями локализованного состояния и состояния сплошного спектра нижней подзоны легко вычисляется и при $\hbar\omega \geq E_i^{(0)}$ сечение фотоионизации принимает вид

$$\sigma_1 = 16\pi^2 \alpha a_i^2 \xi_{\rho}^2 (E_i^{(0)})^2 (\hbar\omega)^{-3} (\hbar\omega - E_i^{(0)}), \quad (9)$$

где $a_i^2 = \frac{m_1 \hbar^2}{2m_0^2 E_i^{(0)}}$. Выражение (9) является $2D$ аналогом формулы Луковского [10] и описывает фотоионизацию примеси, однократно отрицательно заряженной в основном состоянии.

График функции (9) имеет вид кривой с максимумом, положение которого соответствует $\hbar\omega/E_i^{(0)} = 3/2$, а

величина равна

$$\sigma_1^{(m)} = \left(\frac{4}{3}\right)^3 \pi^2 \alpha a_i^2 \xi_\rho^2. \quad (10)$$

Отметим, что $\sigma_1^{(m)} \sim (E_i^{(0)})^{-1}$. Для $E_i^{(0)} \sim 0.1$ эВ величина (10) составляет $\sigma_1^{(m)} \sim 10^{-17}$ см².

Переходы в подзоны $\lambda \neq 1$, возможные при параллельной оси ГС поляризации света, описываются сечением фотоионизации

$$\sigma_\lambda = 16\pi^2 \alpha \tilde{a}_i^2 \xi_z^2 (E_i^{(0)})^3 (\hbar\omega)^{-1} \times \left(\hbar\omega - (E_\lambda^{(0)} + E_i^{(0)}) + \frac{m_1 E_i^{(0)}}{m_\lambda} \right)^{-2}. \quad (11)$$

Здесь $\tilde{a}_i^2 = a_i^2 |p_z^{\lambda 1}|^2 / 2m_\lambda E_i^{(0)} \sim (E_i^{(0)})^{-2}$, $\hbar\omega \geq E_\lambda^{(0)} + E_i^{(0)}$. Сечение (11) имеет конечное (и наибольшее) значение на пороге фотоионизации $\hbar\omega = E_\lambda^{(0)} + E_i^{(0)}$:

$$\sigma_\lambda^m = 16\pi^2 \alpha \tilde{a}_i^2 \xi_z^2 \left(\frac{m_\lambda}{m_1}\right)^2 \frac{E_i^{(0)}}{E_\lambda^{(0)} + E_i^{(0)}} \sim \frac{1}{E_i^{(0)} (E_\lambda^{(0)} + E_i^{(0)})}. \quad (12)$$

При выполнении неравенства $E_\lambda^{(0)} \gg E_i^{(0)}$ пороговое значение сечения (12) существенно уменьшается с ростом номера подзоны размерного квантования.

6. Если после фотоионизации заряд примеси не равен нулю, то в качестве $\varphi_{\lambda k}^{(-)}(\rho)$ необходимо использовать правильные волновые функции сплошного спектра, учитывающие кулоновское взаимодействие возбужденного электрона с заряженным примесным центром. Снова ограничиваясь простейшей моделью примесного центра, т.е. учитывая лишь вклад нижней 2D подзоны и, следовательно, при рассмотрении поглощения света, поляризованного перпендикулярно оси ГС, лишь первое слагаемое в (8), в $\varphi_{1k}^{(-)}(\rho)$ можно выделить составляющие, отвечающие значениям $m = \pm 1$ проекции углового момента на ось ГС, которые дают отличный от нуля вклад в матричный элемент (8). Для соответствующей радиальной огибающей функции имеем [14]

$$\varphi_{1k1}^{(-)} = \frac{1}{\sqrt{S}} C_Z(k) \rho \exp(-ik\rho) F\left(\frac{3}{2} + \frac{iZ}{ia^*}, 3; 2ik\rho\right), \quad (13)$$

где $F(\alpha, \beta; z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, $a^* = \varepsilon \hbar^2 / m_1 e^2$ — эффективный боровский радиус (ε — диэлектрическая проницаемость), Z — заряд (в единицах элементарного заряда) примеси после фотоионизации,

$$C_Z(k) = 2^{1/2} \left(\frac{1}{4} + \frac{Z^2}{k^2 a^{*2}}\right)^{1/2} \left[1 + \exp\left(-\frac{2\pi Z}{ka^*}\right)\right]^{-1/2} \quad (14)$$

— зоммерфельдовский множитель. Значения $Z > 0$ соответствуют притяжению, $Z < 0$ — отталкиванию электрона от ионизированной примеси.

Замкнутое выражение в виде специальных функций для матричного элемента (8) с функцией (13) неизвестно, однако легко получить его предельные значения. Так при $k \rightarrow 0$ имеем [19]

$$F\left(\frac{3}{2} + \frac{iZ}{ka^*}, 3; 2ik\rho\right) \Rightarrow J_0\left(2\sqrt{\frac{2\rho}{a^*}}\right), \quad (15)$$

и у края поглощения частотная зависимость сечения фотоионизации фактически определяется зоммерфельдовским множителем. При $Z > 0$ сечение имеет конечное пороговое значение, по порядку величины совпадающее с (10). В случае $Z < 0$ сечение у порога фотоионизации экспоненциально мало: $\sigma_1 \sim \exp(-2\pi Z/k_\omega a^*)$. При $\hbar\omega \gg E_i^{(0)}$ частотная зависимость сечения имеет универсальный характер для любых Z : $\sigma_1 \sim \omega^{-2}$.

Аналогичным образом может быть исследовано поглощение света, поляризованного вдоль оси ГС. Так, при $\hbar\omega \gg E_i^{(0)}$ частотная зависимость сечения также имеет универсальный характер для любых Z : $\sigma_\lambda \sim \omega^{-3}$. При $Z > 0$ сечение, как и в случае $Z = 0$, имеет конечное пороговое значение, тогда как при $Z < 0$ оно экспоненциально мало.

7. Выражения для сечения фотоионизации (9) и (11) получены в предположении, что атомы легирующей примеси располагаются в одном и том же моноатомном слое ГС, соответствующем определенному значению энергии связи $E_i^{(0)}(z_0)$. В реальных ГС профиль легирувания, определяющий распределение примесей по величине энергии связи, может существенно повлиять на частотную зависимость коэффициента поглощения. Ослабление светового потока, направленного вдоль оси z , совпадающей с осью ГС, определяется интегралом

$$\beta(\omega) = \int N_i(z_0) \sigma_1(z_0, \omega) dz_0, \quad (16)$$

в котором $N_i(z_0)$ — объемная атомная концентрация легирующей примеси (легирувание предполагается однородным в слоях, перпендикулярных оси ГС), интегрирование производится по z -координате примесного атома внутри структуры. Сечение фотоионизации зависит от координаты примесного атома через энергии связи, $E_i^{(0)}(z_0)$.

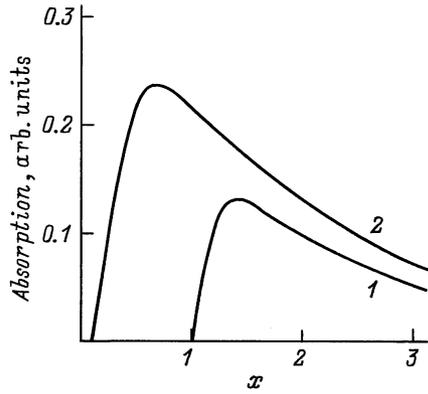
В случае глубоких примесей зависимость $E_i^{(0)}(z_0)$ несложно найти, если, как и ранее, предположить, что примесное состояние формируется исключительно состояниями нижней 2D подзоны. В этом случае в соответствии с (7) имеем

$$E_i^{(0)}(z_0) \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 a^2} \exp\left(-\frac{1}{w(z_0)}\right), \quad (17)$$

где

$$w(z_0) = \frac{m_1 U_0 a^3}{2\pi \hbar^2} |f_1(z_0)|^2. \quad (18)$$

Функция (17) имеет достаточно резкий (в отличие от кулоновских примесей [20]) максимум в некоторой точке



Частотная зависимость примесного поглощения света структурой с КЯ (в произвольных единицах, схематически): 1 — δ -легирование слоя $z = z_{0m}$, выражение (9); 2 — однородное легирование в пределах КЯ, выражение (20). Безразмерная переменная $x \equiv \hbar\omega/E_i^{(m)}$.

z_{0m} , являющейся точкой максимума и для функции (18). Разлагая последнюю в ряд по степеням $z_0 - z_{0m}$ с учетом уравнения, определяющего 1D огибающую $f_1(z)$, в окрестности точки z_{0m} выражение (17) можно приближенно представить в виде

$$E_i^{(0)}(z_0) \approx E_i^{(m)} \exp\left(-\frac{(z_0 - z_{0m})^2}{\Delta^2}\right), \quad (19)$$

где $E_i^{(m)} \equiv E_i^{(0)}(z_{0m})$, а $\Delta^2 = \frac{\hbar^2 w(z_{0m})}{m_1 \tilde{E}_i^{(0)}}$. Здесь $\tilde{E}_i^{(0)}$ — энергия края нижней подзоны, отсчитанная от дна КЯ. Параметр Δ , определяющий ширину максимума функции (17), при типичных значениях $\tilde{E}_i^{(0)} \approx 50$ мэВ, $U_0 \approx 1$ эВ и характерной ширине КЯ $\sim 10a$ по порядку величины составляет несколько межатомных расстояний. Поэтому, если профиль легирования мало изменяется на расстоянии $\sim \Delta$, то концентрацию легирующей примеси в (16) можно считать постоянной, равной $N_i(z_{0m})$, а пределы интегрирования ограничить размером области легирования.

Для сечения (9) соответствующая величина $\beta(\omega)$ легко вычисляется:

$$\beta(x) \sim \frac{1}{x^3} \left\{ x \left[\Phi\left(\sqrt{\ln x_m^{-1}}\right) - \Phi\left(\sqrt{\ln x^{-1}}\right) \vartheta(1-x) \right] - \frac{\sqrt{2}}{2} \left[\Phi\left(\sqrt{\ln x_m^{-2}}\right) - \Phi\left(\sqrt{\ln x^{-2}}\right) \vartheta(1-x) \right] \right\}. \quad (20)$$

Здесь $x \equiv \hbar\omega/E_i^{(m)}$, $x_m = \exp(-L^2/\Delta^2)$, $2L$ — ширина профиля легирования внутри КЯ, $\Phi(\xi)$ — интеграл вероятности, $\vartheta(\xi)$ — единичная функция Хевисайда, несущественные для частотной зависимости множители опущены. Отметим, что график функции $\beta(x)$ имеет вид кривой с максимумом, существенно смещенным в сторону меньших частот по сравнению со случаем δ -легирования при $z = z_{0m}$, как это показано на рисунке.

8. Использование метода Лифшица [16] для исследования энергетического спектра и огибающих функций электрона в структурах с КЯ и глубокими примесными центрами приводит к физически понятным и достаточно наглядным результатам. Этот метод уже в самой своей постановке учитывает особенности зонной структуры идеальной (без примесных атомов) системы КЯ. При фактическом же применении метода приходится учитывать лишь конечное (и небольшое) число подзон размерного квантования, пренебрегая, в частности, надбарьерными состояниями сплошного спектра, имеющими 3D характер. При таком подходе область применимости метода Лифшица к изучению локализованных состояний в системах КЯ оказывается ограниченной структурами, в которых расстояния между нижними 2D подзонами размерного квантования велики по сравнению с энергией связи электрона на примесном центре [20]. Поэтому существенный методический интерес представляет сравнение описания глубоких примесных состояний методом Лифшица (при указанных выше ограничениях) и решением уравнения метода эффективной массы для огибающей функции электрона в прямоугольной КЯ при наличии сингулярного притягивающего потенциала, локализованного в месте расположения примесного атома [18]. Это решение, найденное в r -пространстве и учитывающее различие между эффективными массами электрона в материалах КЯ и барьерных слоев, rozumется, вполне эквивалентно решению (5) уравнения для фурье-образа огибающей функции, если, конечно, принимать во внимание электронные состояния во всех подзонах размерного квантования в k -пространстве. Действительно, огибающие функции электрона в системе с предельно локализованным потенциалом представляют собой просто функцию Грина, взятую при соответствующих разрешенных значениях энергии, определяемых из (7) или эквивалентного ему уравнения, найденного в (18). Отметим, что подобный подход к описанию глубоких примесных состояний, учитывающий не только сингулярный, но и дальнедействующий (кулоновский) потенциал примеси, ранее использован в [21].

Сравнительно просто установить, что вычисление оптических матричных элементов между электронными огибающими функциями, найденными в [18], приводит к отмеченным в настоящей работе правилам отбора (естественным образом отражающим симметрию системы), хотя сама процедура вычисления оказывается существенно более громоздкой и не приводит к простым аналитическим выражениям для сечения фотоионизации, подобным (9) или (11). Исследование частотной зависимости сечения показывает, что, как при $\hbar\omega \ll E_i$, так и в противоположном предельном случае, зависимости, полученные в настоящей работе, имеют универсальный характер, что представляется вполне естественным, так как каждый член (по индексу подзоны размерного квантования) разложения Гильберта–Шмидта для функции Грина имеет правильную асимптотику при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$.

Наиболее существенным ограничением на применение к структурам с КЯ метода Лифшица при оговоренных здесь упрощениях является условие на глубину и ширину КЯ: метод достаточно эффективен, если величина $\tilde{E}_i^{(0)} \sim \hbar^2/m_1 d^2$, которой можно оценить положение первого уровня размерного квантования в бесконечно глубокой КЯ ширины d , оказывается существенно меньшей по сравнению с величиной ΔE_c разрыва зоны проводимости в ГС, определяющего глубину реальной КЯ. В противоположном предельном случае относительно мелких и широких КЯ адекватное описание зависимости энергии связи E_i от положения примеси в структуре может быть получено при прямом решении уравнения метода эффективной массы, полученном в [18].

Список литературы

- [1] M. Herman, D. Bimberg, J. Christen. *J. Appl. Phys.*, **70**, R1 (1991).
- [2] R.C. Miller, A.C. Gossard, W.T. Tsang, O. Munteanu. *Phys. Rev. B*, **25**, 3871 (1982); *Sol. St. Commun.*, **43**, 519 (1982).
- [3] D. Gammon, R. Merlin, W.T. Masselink, H. Morkos. *Phys. Rev. B*, **33**, 2916 (1986).
- [4] G.C. Rune, P.O. Holtz, M. Sundaram, J.L. Merz, A.C. Gossard, V. Monemar. *Phys. Rev. B*, **44**, 4010 (1991).
- [5] А.Я. Шик, ФТП, **26**, 1161 (1992).
- [6] В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Н.В. Корняков, С.В. Шевцов. *Письма ЖЭТФ*, **61**, 1004 (1995).
- [7] G. Bastard, J.A. Brum, R. Ferreira. *Sol. St. Phys.*, **44**, 229 (1990).
- [8] A. Pasquarello, L.C. Andreani, R. Buczko. *Phys. Rev. B*, **40**, 5602 (1989).
- [9] С.Е.С. Wood. *Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры*, под ред. Л. Ченга и К. Плога. (М., Мир, 1989) с. 127.
- [10] G. Lucovsky. *Sol. St. Commun.*, **3**, 299 (1965).
- [11] А.С. Балтенков, А.А. Гринберг. ФТП, **10**, 1159 (1976).
- [12] В.И. Белявский, В.В. Шалимов. ФТП, **11**, 1505 (1977).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. *Квантовая механика* (М., Наука, 1989).
- [14] M. Shinada, S. Sugano. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **10**, 1936 (1966).
- [15] А.В. Чаплик, М.В. Энтин. ЖЭТФ, **61**, 2496 (1971).
- [16] А.М. Косевич. *Теория кристаллической решетки (физическая механика кристаллов)* (Харьков, 1988).
- [17] В.Д. Креччик, Э.З. Имамов. ФТП, **17**, 1235 (1983).
- [18] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Яссевич. ФТП, **30**, 1387 (1996).
- [19] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М., Наука, 1971).
- [20] В.И. Белявский, М.В. Гольдфарб, Ю.В. Копаев, С.В. Шевцов. ФТП, **31**, 302 (1997). В.И. Белявский, В.В. Шалимов. ФТП, **13**, 1364 (1979).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoionization of deep impurity centers in quantum well structures

V.I. Belyavsky, Yu.A. Pomerantsev

Voronezh State Pedagogical University,
394043 Voronezh, Russia

Abstract Light absorption due to photoionization of deep impurity centers in heterostructures with quantum wells is studied theoretically using an extremely localized potential as a deep center model. Analytic expressions for photoionization cross section are found both for perpendicular and parallel light polarizations relative to the structure axis without taking into account the influence of the impurity potential on electron states belonging to a continuous spectrum. A qualitative study was made of the frequency dependence of cross section both on the impurity charge after photoionization and on the impurity position and doping profile in quantum well structure.