

# ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАНТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АМОРФНЫМИ ПЛЁНОЧНЫМИ СТРУКТУРАМИ

А.С. МАЗИНОВ, В.А. БАХОВ, М.А. БЫКОВ

В данной статье предложена модель, описывающая квантовое взаимодействие оптической волны с аморфными плёночными полупроводниковыми структурами. Установлено, что коэффициент поглощения активных слоев плёночных полупроводниковых приборов представляется как сумма псевдокристаллической и аморфной составляющих. Показано, что для плёночных структур размерами рабочих слоев порядка 100 нм необходимо учитывать влияние переходного слоя кристалл – аморфный кремний. В зависимости от разности шагов атомных решеток и степени шероховатости исходных поверхностей подложек, переходная область может составлять от 5 до 100 нм.

**Ключевые слова:** коэффициент поглощения, плёночные полупроводниковые структуры, аморфный кремний.

## ВВЕДЕНИЕ

Неотъемлемыми материалами современной оптоэлектроники являются аморфные структуры, которые используются в качестве приемных и преобразующих матриц фотоэлектрических элементов. Однако получение аморфных полупроводников с оптимальными оптическими свойствами является сложной задачей. Тем не менее, реализация этой задачи заключается в важности применения данных материалов в полупроводниковой промышленности. Необходимо решить ряд проблем, связанных с пониманием протекающих процессов в матрице материала и получением структур с оптимальными параметрами.

Целью данной работы является описание квантовой структуры активных слоев оптоэлектронных приборов посредством детерминирования энергетического спектра в хвостах запрещенной зоны и определение коэффициента поглощения аморфного материала. Для полного понимания процесса необходимо теоретическое обоснование на основе микро и макропараметров, а также согласование с экспериментальными результатами.

Для объяснения оптических и электрофизических процессов в аморфных структурах нами была предложена модель описания оптоэлектронных характеристик аморфной матрицы, основанная на стехиометрических и структурных параметрах.

## 1. СОСТАВЛЯЮЩИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ

Использование аморфных активных слоев в оптоэлектронике, в первую очередь, интересно генерацией избыточного электрона, для описания волновой функции которого можно применить блоховскую функцию [1]:

$$\psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\varepsilon_n(\vec{k})t\right] u_{n\vec{k}}(\vec{r}) \exp i\vec{k}\vec{r}, \quad (1)$$

где  $n$  – номер зоны,  $\vec{k}$  – приведённый волновой вектор электрона,  $\varepsilon_n(\vec{k})$  – энергия электрона,

$u_{n\vec{k}}(\vec{r})$  – периодическая функция с периодом решетки,  $t$  – время,  $\hbar$  – постоянная Планка.

Матричный элемент энергии возмущения, связанный с поглощением фотона, для перехода  $k_1 \rightarrow k_2$  можно описать:

$$\langle n_2, \vec{k}_2 | \hat{H}' | n_1, \vec{k}_1 \rangle = \int d^3r \psi_{n_2\vec{k}_2}^* \hat{H}' \psi_{n_1\vec{k}_1},$$

где  $\hat{H}'$  – гамильтониан взаимодействия фотонов с полупроводниковой структурой.

При рассмотрении поглощения в аморфном материале энергетический периодический потенциал  $u_{nk}(r)$  в (1) может быть заменен набором независимых функций, отвечающих за псевдокристаллическую периодичность каждого из дефектов разупорядоченной структуры. В этом случае для каждой из симметрий можно определить свой гамильтониан взаимодействия [2, 3]:

$$\hat{H}' = \sum_i \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i\right) + \sum_a \left(-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_a\right) + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{e^2}{r_{ij}} + V_0(R_1, R_2, \dots, R_N) + U(r_1, r_2, \dots, r_n, R_1, R_2, \dots, R_N).$$

Следовательно, энергетический спектр собственных функций, описывающих поведение электронов проводимости в неупорядоченных системах, можно представить:

$$\begin{cases} E_{d_1} = (E_a + E_{a-1}) / 2 + C_{d_1} + \xi_1 \\ \dots \\ E_{d_j} = (E_a + E_{a-1}) / 2 + C_{d_j} + \xi_j \\ \dots \\ E_{d_m} = (E_a + E_{a-1}) / 2 + C_{d_m} + \xi_m \end{cases},$$

где  $E_{d_j}$  – дискретный  $j$ -й энергетический уровень в аморфной составляющей матрице материала;  $E_a$  – энергия  $a$ -й энергетической зоны в изолированном атоме;  $C_{d_j}$  – изменение положения  $j$ -го энергетического уровня под влиянием матрицы материала.

В простейшем приближении подобное распределение характеризует энергетическую структуру разупорядоченного материала с конечным числом неоднородностей, каждая из

которых вступает в взаимодействие с квантовой волной. Первое уравнение формирует зону проводимости и фактически определяет оптические прямые и не прямые переходы. Последующие уравнения дают количественную и качественную оценку встроенных дефектных подсимметрий. Последовательное смещение по  $E_{dj} = (E_a - E_{a-1})/2 + C_{dj} + \xi_j$  в  $E_g$  для  $j$ -типа дефекта дает спектр локализованных центров. Зонная диаграмма, описывающая структуры и квантовые переходы, может быть представлена на примере рис. 1.

Первая периодическая составляющая, которую можно назвать псевдокристаллической, описывает непрерывные зоны. Вторая, дефектная, представлена периодически расположенными неоднородностями, на которых происходит локализация электронов.

Коэффициент поглощения такой структуры для точности описания необходимо первоначально разбить на две составляющие, первая, из которых отвечает за переходы в псевдокристаллической периодичности. Вторая дает возможность описать широкополосное поглощение на дефектной части материала.

Для определения каждой из составляющих необходимо понять влияние процессов формирования тонкой структуры при её росте, особенно в начальный момент, когда закладывается основная геометрия атомного строения полупроводника.

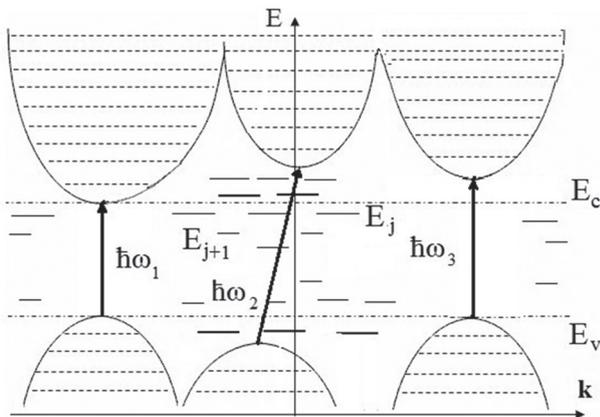


Рис. 1. Энергетическая зона аморфной матрицы

Известно, что при напылении формирование матрицы плёнки материала от слоя к слою неоднородно до некоторой толщины, зависящей как от шероховатости подложки, так и от её структуры. Кроме этого оказывают влияние рабочие режимы осаждающей установки и применяемые технические приёмы [2,3].

При напылении тонких пленок, одним из важнейших эффектов является меняющаяся плотность атомов в каждом последующем слое. Это обуславливает различное расстояние между атомами в разных слоях до выхода на определенную толщину плёнки, после которой матрица материала имеет одинаковую плотность по срав-

нению с нижними слоями до толщины  $d$ , не зависящую от толщины.

Различие в плотности означает разное расстояние между атомами, которое формирует разную ширину запрещенной зоны. Исходя из [4], взаимосвязь выражается зависимостью энергетического уровня от волнового вектора  $k$  вблизи абсолютных минимумов зоны проводимости как (рис. 1):

$$E(\vec{k}) = E(k_0) + \frac{\hbar^2[(k_x - k_{0x})^2 + (k_y - k_{0y})^2]}{2m_1} + \frac{\hbar^2(k_z - k_{0z})^2}{2m_2},$$

где  $m$  – масса электрона,  $E(k_0)$  – энергия электрона в точке  $k_0$ .

Сложность и громоздкость описания таких пленок обусловлена еще и тем, что в процессе роста периодичность построения атомов выше лежащих слоев зависит от структуры в нижних слоях. Но в процессе формирования верхние слои также воздействуют на организацию периодичности в нижних слоях, приводя к изменению ширины запрещенной зоны в них. Для упрощения дальнейших вычислений можно брать некоторую среднюю ширину запрещенной зоны. Это упрощение дает возможность описать генерацию носителей зарядов как среднестатистическую генерацию по всем слоям.

## 2. ПОГЛОЩЕНИЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ПЕРЕХОДАМИ ВАЛЕНТНАЯ ЗОНА – ЗОНА ПРОВОДИМОСТИ

Описанные выше предположения рассмотрения дефектов в атомной структуре как периодические позволяют использовать хорошо отработанную теорию поглощения кристаллов. В этом случае разрешенные переходы обуславливают коэффициент поглощения [1]:

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \frac{e^2}{m^2 c n \omega} \int d^3 k |\vec{e} \vec{p}_{cv}|^2 \delta[\epsilon_c(\vec{k}) - \epsilon_v(\vec{k}) - \hbar\omega], \quad (2)$$

где  $\vec{e}$  – единичный вектор,  $\vec{p}_{cv}$  – матрица перехода для импульса,  $e$  – заряд электрона,  $c$  – скорость света,  $n$  – коэффициент преломления материала,  $\epsilon_c$  – энергия зоны проводимости,  $\epsilon_v$  – энергия зоны проводимости,  $\hbar\omega$  – энергия перехода.

Однако необходимо определить условия, при которых эта теория работает. Принятая симметрия в структуре полупроводника должна обеспечивать эллипсоидность для поверхностей постоянной энергии электрона и дырок вблизи своих экстремумов. Допуская наличия энергетических эллипсоидов с параллельными осями в полупроводниковой пленке, мы можем записать энергии электронов и дырок в соответствующих зонах как:

$$\epsilon_c(\vec{k}) = \epsilon_c(\vec{k}_0) + \frac{\hbar^2}{2} \times \left[ \frac{(k_1 - k_{01})^2}{m_{c1}} + \frac{(k_2 - k_{02})^2}{m_{c2}} + \frac{(k_3 - k_{03})^2}{m_{c3}} \right], \quad (3a)$$

$$\varepsilon_v(\vec{k}) = \varepsilon_v(\vec{k}_0) + \frac{\hbar^2}{2} \times \left[ \frac{(k_1 - k_{o1})^2}{m_{v1}} + \frac{(k_2 - k_{o2})^2}{m_{v2}} + \frac{(k_3 - k_{o3})^2}{m_{v3}} \right]. \quad (3b)$$

Главные оси эллипсоидов 1, 2, 3 имеют свои эффективные массы электронов  $m_{ci}$  и  $m_{vi}$ .

Объединив эффективные массы электронов и дырок в приведенный тензор эффективных масс с компонентами  $\mu_i = m_{ci} \cdot m_{vi} / (m_{ci} + m_{vi})$ , можно аргумент функции  $\delta$  в интеграле (2) представить в виде:

$$\varepsilon_c(\vec{k}) - \varepsilon_c(\vec{k}_0) - \hbar\omega = \frac{\hbar^2}{2} \times \left[ \frac{(k_1 - k_{o1})^2}{\mu_1} + \frac{(k_2 - k_{o2})^2}{\mu_2} + \frac{(k_3 - k_{o3})^2}{\mu_3} \right] - (\hbar\omega - \varepsilon_0). \quad (4)$$

В случае разрешенного перехода, когда значения  $k$  приближаются к  $k_0$ :

$$\vec{e}_{p_{cv}}(\vec{k}) = \vec{e}_{p_{cv}}(\vec{k}_0). \quad (5)$$

Интегрирование (2), при условиях (3a,b), (4) и (5), дает сумму по всем элементам матрицы перехода импульса, которую компактно можно представить, введя новую переменную  $k_i^? = (k_i - k_{io}) / \mu_i^{1/2}$ :

$$\alpha'_{per} = \frac{4\sqrt{2}e^2}{m^2cn\omega} \sum_{k_0} |\vec{e}_{p_{cv}}(\vec{k}_0)|^2 \frac{\sqrt{\mu_1\mu_2\mu_3}}{\hbar^3} (\hbar\omega - \varepsilon_0)^{1/2},$$

где  $\varepsilon_0$  — энергия уровня перехода, а  $1/\mu_i$  — сумма отношений к единицам приведенных компонентов тензоров эффективных обратных масс  $m_{ci}$ ,  $m_{vi}$ .

Для начала рассмотрим разрешенные переходы. Так как  $\alpha_{per}$  определяется вещественной частью удельной электропроводности  $\sigma$ , которая изотропна по направлению вектора  $k$  в области одного структурного элемента, при разделении кристаллической и аморфной матриц, вероятность поглощения имеет вид:

$$\sum_{k_0} |\vec{e}_{p_{cv}}(k_0)|^2 = 4 \frac{p_{cux}^2 + p_{cuy}^2 + p_{cuz}^2}{3}.$$

В случае стандартной зоны в точке  $k_0 = 0$  однородной области псевдокристалла коэффициент поглощения приобретает вид:

$$\alpha'_{per} = \frac{2e^2}{m^2cn\omega} |\vec{e}_{p_{cv}}(0)|^2 \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\hbar\omega - \varepsilon_0)^{1/2},$$

где  $\mu = \mu_1 = \mu_2 = \dots = \mu_i$  на основании однородности перехода по направлениям.

Переходя к поглощению в единичном объеме для  $j$ -й области псевдокристалла матрица перехода для импульса будет связана с матрицей перехода по единичному объему  $\vec{p}_{cvj}(\vec{k}_0)$  интегрированием:

$$\int_v |\vec{e}_{p_{cv}}(0)|^2 dr = |\vec{e}_{p_{cvj}}(0)|^2.$$

Одним из подходов, позволяющих учесть поглощения в хвостах, образованных кристаллической частью, есть возможность суммирования комбинации от разных центров.

Так как коэффициент поглощения, обусловленный прямыми межзонными переходами, а число поглощённых в  $1 \text{ см}^3$  в  $1 \text{ с}$  фотонов равен числу переходов  $W_{vc}$ , и если при этом через эту область проходит  $N_{\nu}$  фотонов, то:

$$\alpha_{per} = \frac{W_{vc}}{N_{\nu}} = \frac{W_{vc1}}{N_{\nu}} + \frac{W_{vc2}}{N_{\nu}} + \dots + \frac{W_{vcj}}{N_{\nu}},$$

$$\alpha(\omega)_{per} = \alpha_1(\omega) + \alpha_2(\omega) + \dots + \alpha_j(\omega),$$

где  $\alpha_j$  — коэффициент поглощения от  $j$  типа центра.

При рассмотрении всех энергетических комбинационных центров имеем:

$$\alpha_{per} = \frac{2e^2}{m^2cn\omega} |\vec{e}_{p_{cv1}}(0)|^2 \left( \frac{2\mu_1}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\hbar\omega - \varepsilon_{01})^{1/2} + \frac{2e^2}{m^2cn\omega} |\vec{e}_{p_{cv2}}(0)|^2 \left( \frac{2\mu_2}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\hbar\omega - \varepsilon_{02})^{1/2} + \dots + \frac{2e^2}{m^2cn\omega} |\vec{e}_{p_{cvR}}(0)|^2 \left( \frac{2\mu_j}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\hbar\omega - \varepsilon_{0R})^{1/2}.$$

Приводя подобные получаем:

$$\alpha_{per} = \frac{2e^2}{m^2cn\omega} \sum_{j=1}^R |\vec{e}_{p_{cvj}}(0)|^2 \left( \frac{2\mu_j}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\hbar\omega - \varepsilon_{0j})^{1/2}.$$

В случае рассмотрения тензора эффективных обратных масс, т. к. принята модель периодического поля в структуре, можно предположить её однородность для разных комбинационных центров в псевдокристалле:

$$\sum_{j=1}^R \left( \frac{2\mu_j}{\hbar^2} \right)^{3/2} f = \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_{j=1}^R f,$$

где  $\mu$  является средним значением, которое можно получить экспериментально. Тогда коэффициент поглощения представляется как:

$$\alpha_{per} = \frac{2e^2}{m^2cn\omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_{j=1}^R |\vec{e}_{p_{cvj}}(0)|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_{0j})^{1/2}.$$

Вид зон, валентной и проводимости, обусловливается наличием неоднородностей, следовательно существуют зависимости  $p_{cvj} \sim b_j$ , а  $\varepsilon_{0j} \sim \xi_{\phi}$ . Однако, при рассмотрении плёнок аморфных материалов следует учитывать, что существует зависимость ширины запрещенной зоны от ее толщины. Эта зависимость особенно от нулевой до некоторой толщины  $L$ , в которую поместится  $t$  атомных слоёв. Исходя из того, что параметры каждого слоя несильно меняются от слоя к слою, выполняется утверждение:

$$\varepsilon_{0j(n)} - \varepsilon_{0j(n-1)} \approx \varepsilon_{0j(n+1)} - \varepsilon_{0j(n)=\Delta} \varepsilon_{0j} \rightarrow 0.$$

Таким образом, если у нас имеется  $t$  атомных слоёв материала, а  $z$  количество атомных слоёв в единице объёма, то:

$$\alpha_{per} = \frac{2ze^2}{m^2 c t n \omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_{n=1}^t \sum_{j=1}^R |\vec{e} \vec{p}_{cvjn}(0)|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_{0jn})^{1/2}. \quad (6)$$

В случае с запрещенными переходами для однородной структуры:

$$\alpha_{for} = \frac{2e^2}{3m^2 c n \omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{5/2} \left| \frac{\partial}{\partial k} \vec{e} \vec{p}_{cv}(0) \right|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_0)^{3/2}.$$

Используя модельные представления о разрешенных переходах, получаем для коэффициента поглощения:

$$\alpha_{for} = \frac{2e^2}{3m^2 c n \omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{5/2} \sum_{j=1}^{R'} \left| \frac{\partial}{\partial k} [\vec{e} \vec{p}_{cvj}(0)] \right|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_{0j})^{3/2},$$

а для плёнки слоёв:

$$\alpha_{for} = \frac{2ze^2}{3m^2 c t n \omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{5/2} \times \sum_{n=1}^t \sum_{j=1}^{R'} \left| \frac{\partial}{\partial k} [\vec{e} \vec{p}_{cvjn}(0)] \right|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_{0nj})^{3/2}. \quad (7)$$

Таким образом, для кристаллической составляющей коэффициент поглощения в упрощённой модели будет:

$$\alpha_c = \alpha_{per} + \alpha_{for}.$$

### 3. ПОГЛОЩЕНИЕ, ПРОИСХОДЯЩЕЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УРОВНЕЙ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ

На рис. 2 продемонстрированы переходы с использованием дефектной составляющей, которые дают свой вклад в процесс рекомбинации светового потока.

Изменение ширины запрещенной зоны в зависимости от формирования плёнки вносит в некоторые типы дефектов изменения, связанные с внешним энергетическим распределением поля.

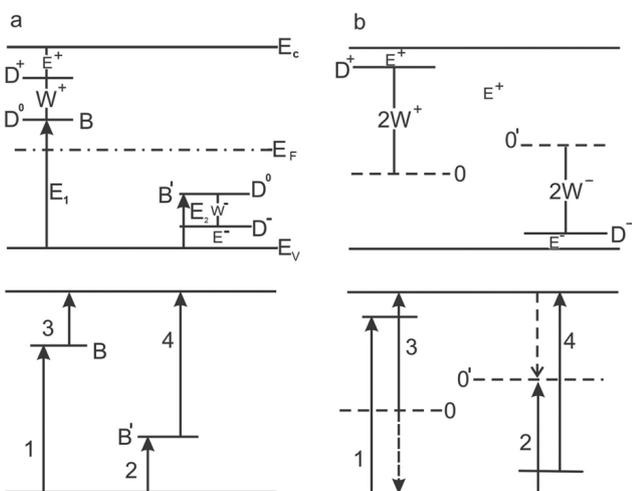


Рис. 2. Энергетические уровни в запрещённой зоне полупроводника, содержащего дефекты D+ и D- (слева показаны тепловые переходы, а справа – оптические переходы)

Таким образом, поглощающая возможность каждого из центров аморфной структуры может быть представлена как [5]:

$$\alpha_a(\lambda) = \frac{4\pi e^2 \Delta N_{nm} \omega^2 \gamma}{c m [(\omega_{nm}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2]},$$

где  $\gamma$  — коэффициент, характеризующий затухание,  $\Delta N_{nm}$  — разность населённостей уровней  $n$  и  $m$ , которая определяется:

$$\Delta N_{nm} = N_m - (g_m / g_n) N_n,$$

где  $g_m$  и  $g_n$  — статистические веса заселённости уровней.

Таким образом, для  $j$ -го центра мы получаем:

$$\alpha_{aj}(\lambda) = \frac{4\pi e^2 \Delta N_j \omega^2 \gamma_j}{c m [(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_j^2]}, \quad (8)$$

здесь  $\omega_j = \omega_{nm}$  и  $\Delta N_j = \Delta N_{nm}$ .

Так как поглощение аморфной составляющей является суммой поглощения каждого из дефектов,

$$\alpha_a(\lambda) = \sum_{j=1}^K \alpha_{aj}(\lambda), \quad (9)$$

где  $K$  — количество центров поглощения в аморфной составляющей.

Объединяя (8) и (9), получаем:

$$\alpha_a(\lambda) = \sum_{j=1}^K \frac{4\pi e^2 \Delta N_j \omega^2 \gamma_j}{c m [(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_j^2]}.$$

При рассмотрении поглощения аморфной составляющей имеем:

$$\Delta N_j = s_j b_j,$$

где  $s_j$  — функция, связывающая количество данной моды колебания  $b_j$  с разностью населённостей уровней  $n$  и  $m$ , получаем:

$$\alpha_a(\lambda) = \sum_{j=1}^K \frac{4\pi e^2 s_j b_j \omega^2 \gamma_j}{c m [(\omega_{nmj}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma_j^2]}.$$

А также, используя модельные представления энергетических переходов между уровнями  $\xi_j$  дефектной составляющей плёнки [3], коэффициент поглощения можно представить как:

$$\alpha_a(\lambda) = \sum_{j=1}^K \frac{4\pi e^2 s_j b_j \omega^2 \gamma_j}{c m \left[ \left( \left( \xi_j + \frac{E_g}{2} \right)_j^2 - \omega^2 \right)^2 + \omega^2 \gamma_j^2 \right]}.$$

При рассмотрении плёнки, т. к. некоторые типы дефектов зависят от окружающего их потенциала, влияние которого можно учесть смещением на величину  $\Delta \xi_{nj}$ , для  $t$  слоёв получаем:

$$\alpha_a(\lambda) = \sum_{n=1}^t \sum_{j=1}^K \frac{4\pi e^2 s_{jn} b_j \omega^2 \gamma_{jn}}{c m_0 \left[ \left( \left( \xi_j + \frac{E_{gn}}{2} + \Delta \xi_{nj} \right)_{jn}^2 - \omega^2 \right)^2 + \omega^2 \gamma_{jn}^2 \right]}. \quad (10)$$

## ВЫВОДЫ

Таким образом, вышеприведённая физико-математическая модель показывает, что коэффициент поглощения аморфных полупроводников, используемых в качестве активных слоёв оптоэлектронных приборов, возможно представить, как сумму псевдокристаллической и аморфной составляющих.

Для плёночных структур, размеры рабочих слоев которых составляют порядка 100 нм, необходимо учитывать влияние переходного слоя кристалл – аморфный материал. В зависимости от разности шагов атомных решеток и степени шероховатости исходной поверхности переходная область может составлять от 5 до 100 нм, давая при этом градиент псевдозапрещенной зоны. В этом случае необходимо учитывать изменения ширины запрещенной зоны  $E_{gn}$ , градиент которой можно определить как предел:

$$\lim_{x \rightarrow L} \frac{dE_{gn}}{dx} \rightarrow 0,$$

стремящийся к нулю при приближении к некоторой характеристической длине  $L$ . В этом случае запрещенная зона  $E_{gn}$  становится равной  $E_g = \text{const}$  псевдокристаллической части плёнки, а суммирование всех составляющих (6), (7) и (10):

$$\begin{aligned} \alpha = & \frac{2ze^2}{m^2 c t n \omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_{n=1}^t \sum_{j=1}^R |\vec{e} \vec{p}_{cvjn}(0)|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_{0jn})^{1/2} + \\ & + \frac{2ze^2}{3m^2 c t n \omega} \left( \frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{5/2} \sum_{n=1}^t \sum_{j=1}^{R'} \left| \frac{\partial}{\partial \vec{k}} [\vec{e} \vec{p}_{cvjn}(0)] \right|^2 (\hbar\omega - \varepsilon_{0nj})^{3/2} + \\ & + \frac{4\pi e^2}{c m_0} \sum_{n=1}^t \sum_{j=1}^K \frac{s_{jn} b_j \omega^2 \gamma_{jn}}{t} \left[ \left( \left( \xi_j + \frac{E_{ng}}{2} + \Delta \xi_{nj} \right)_{nmjn}^2 - \omega^2 \right)^2 + \omega^2 \gamma_{jn}^2 \right] \end{aligned}$$

даёт общий коэффициент поглощения сложной аморфной структуры активного слоя полупроводникового прибора.

### Литература

- [1] Ансельм И.А. Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978.
- [2] Мазинов А.С., Лисовец Е.В., Каравайников А.В. Влияние концентрации водорода в магнетронной камере на гидрирование кремниевой аморфной пленки // Вестник СумГУ. – 2004. – Т.10. – С. 101–106.
- [3] Мазинов А.С., Бахов В.А. Наздеркин Е.А. Локализованные состояния наноразмерных полупроводниковых структур //19-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2009) : материалы конф. в 2 т. (Севастополь, 14 - 18 сент. 2009 г.). – Севастополь: Вебер. – 2009. – Т. 2. – С. 623–624.
- [4] Рыбкин В.В., Титов В.А., Смирнов С.А. Физика твёрдого тела. Иваново.– 2001.
- [5] Королёв Ф.А. Теоретическая оптика. – М., 1966.

Поступила в редакцию 22.07.2013



**Мазинов Алим Сейт-Аметович**, канд. тех. наук, доцент кафедры радиофизики и электроники ТНУ. Научные интересы: тонкопленочные структуры, наноразмерная электроника.



**Бахов Валерий Андреевич**, аспирант каф. радиофизики и электроники ТНУ. Научные интересы: тонкопленочные аморфные структуры.



**Быков Михаил Александрович**, канд. физ.-мат. наук, ассистент каф. Прикладной механики, физики и математики ЮФ НУБиП Украины «Крымский агротехнологический университет». Научные интересы: аморфные тонкопленочные фотопреобразователи.

УДК 519.713

**Опис взаємодії фотонів з аморфними плівковими структурами** / А.С. Мазинов, В.А. Бахов, М.О.Быков // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2013. – Том 12. – № 3. – С. 447–451.

У цій статті запропоновано модель, що описує квантову взаємодію фотонів з аморфними плівковими напівпровідниковими структурами. Встановлено, що коефіцієнт поглинання активних шарів плівкових напівпровідникових приладів представляється як сума псевдокристалічної і аморфної складової. Показано, що для плівкових структур розмірами робочих шарів близько 100 нм необхідно враховувати вплив перехідного шару кристал – аморфний кремній. Залежно від різниці кроків атомних решіток і шорсткості початкових поверхонь підкладок, перехідна область може складатися від 5 до 100 нм.

**Ключові слова:** коефіцієнт поглинання, плівкові напівпровідникові структури, аморфний кремній.

Л.: 02. Бібліогр.: 05 найм.

UDC 519.713

**Description of interaction of quantum radiation with amorphous film structures** / A.S. Mazinov, V.A. Bahov, M.A. Bykov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2013. – Vol. 12. – № 3. – P. 447–451.

This paper proposes a model describing the quantum interaction of an optical wave with amorphous thin-film semiconductor structures. It is found that the coefficient of absorption of active layers of film semiconductor devices appears as a sum of pseudocrystalline and amorphous components. It is shown that film structures having about 100 nm working layers require taking into account the influence of a transitional crystal – amorphous silicon layer. Depending on the difference of steps of atomic lattices and degree of roughness of initial surfaces of substrates, a transitional area can make up from 5 to 100 nm.

**Keywords:** coefficient of absorption, film semiconductor structures, amorphous silicon.

Fig.: 02. Ref.: 05 items.