

## РАСЧЕТ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СКОРОСТЕЙ ЭМИССИИ НОСИТЕЛЕЙ С ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ, ОПИРАЮЩИЙСЯ НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНУЮ ФОРМ-ФУНКЦИЮ ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

С. В. Булярский\*, Н. С. Грушко, А. В. Жуков

Ульяновский государственный университет  
432700, Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 23 декабря 1998 г.

Предлагается алгоритм расчета полевых зависимостей скоростей эмиссии, опирающийся на форм-функцию оптического перехода. Проведено сравнение с экспериментом для комплекса  $V_{Ga}S_{As}$  в арсениде галлия. Сделан вывод, что такая схема вычислений полевых зависимостей является предпочтительней по сравнению с методами, базирующимися на однокоординатной модели.

При безызлучательных переходах важную роль играют многофононные процессы [1–4]. Электрон-фононное взаимодействие приводит к появлению температурных зависимостей коэффициентов захвата и увеличению скорости термической эмиссии в сильных электрических полях. В частности, экспериментально [5] и теоретически [6–14] показано, что вероятность таких переходов в сильных электрических полях экспоненциально возрастает с квадратом напряженности электрического поля. Поэтому для более точных расчетов параметров оптоэлектронных и силовых полупроводниковых приборов, связанных с процессами генерации, рекомбинации и туннелирования с участием глубоких уровней, необходима информация о параметрах электрон-фононного взаимодействия, характеризующих данный электронный переход.

Практическое приложение теории получила в основном для однокоординатной модели [6–14]. Эта модель накладывает достаточно жесткие требования на характер колебаний в системе и требует верификации в каждом отдельном случае. Вырождение электронных состояний кристалла с примесным центром приводит к нарушению адиабатического приближения и к колебательному смешиванию электронных уровней. В этом случае для расчета полевых зависимостей однокоординатная модель может быть неприменима.

В данной работе предлагается алгоритм вычисления полевых зависимостей скоростей термической эмиссии, опирающийся на форм-функцию оптического перехода, вычисленную из спектра излучения. Результаты, полученные таким образом, сопоставляются с экспериментом.

Материалом для экспериментальной проверки модели был выбран арсенид галлия, легированный серой. Примеси VI группы в арсениде галлия занимают места мышьяка и становятся донорами, образуя вблизи дна зоны проводимости мелкие уровни. Кроме того, известно [15–17], что они образуют комплексы «вакансия галлия–донор на месте мышьяка» ( $V_{Ga}D_{As}$ ). Эти комплексы дают в спектре фотолюминесценции широкие

\*E-mail: har@ulsu.ru

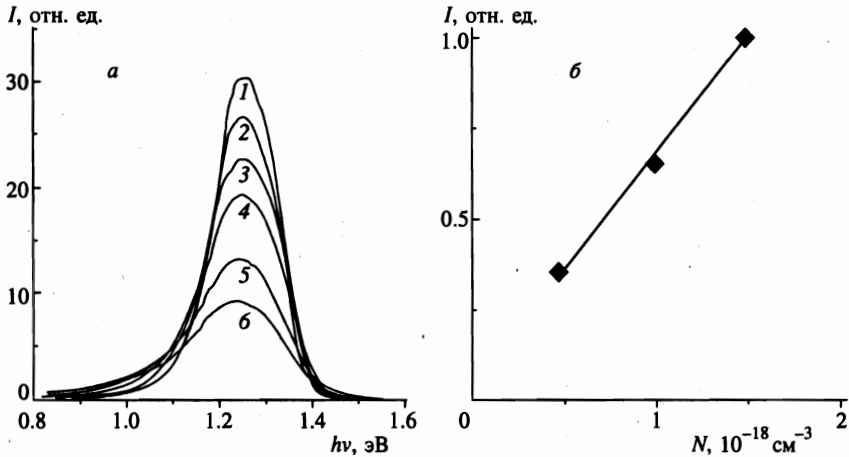


Рис. 1. а) Спектры излучения комплексов  $V_{Ga}S_{As}$  при различных температурах: 1 — 100 К; 2 — 118 К; 3 — 137 К; 4 — 161 К; 5 — 180 К; 6 — 200 К. б) Зависимость интегральной интенсивности спектров излучения комплексов  $V_{Ga}S_{As}$  от концентрации легирующей примеси

полосы с максимумами при 1.18–1.25 эВ. Симметрия и электронная структура этих комплексов подробно изучена [15–17], также известно, что в возбужденном состоянии захваченная комплексом дырка взаимодействует с неполносимметричными колебаниями атомов, окружающих  $V_{Ga}$ , т. е. имеет место эффект Яна—Теллера.

Образцы GaAs:S выращивались методом газовой фазной эпитаксии с концентрациями легирующей примеси от  $4.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Спектральные характеристики фотолюминесценции снимались в диапазоне длин волн от 800 до 1200 нм и температур от 100 до 200 К на установке СДЛ-2М.

Полученные спектры для всех образцов имели по два характерных пика: один с энергией фотонов, соответствующей максимуму,  $h\nu_{max} = 1.48\text{--}1.49$  эВ, и второй, более широкий, пик с  $h\nu_{max} = 1.22\text{--}1.24$  эВ. Первый пик люминесценции был связан с излучением зона–зона в GaAs, а второй — с излучением комплексов  $V_{Ga}S_{As}$  (рис. 1а). С учетом того, что комплексы «вакансия галлия–донор в ближайшем узле подрешетки» создают глубокие уровни в запрещенной зоне GaAs вблизи потолка валентной зоны, полоса люминесценции с максимумом при 1.22–1.24 эВ соответствует излучательной рекомбинации электрона в состоянии вблизи дна зоны проводимости с дыркой, локализованной на исследуемом глубоком центре.

Изучение зависимости интегральной интенсивности свечения комплексов от концентрации легирующей примеси показало, что интенсивность действительно пропорциональна концентрации серы в образцах, что подтверждает выбранную модель комплекса (рис. 1б). Также было выявлено, что форма полос излучения (в частности, дисперсия полосы) при фиксированных температурах не зависит от концентрации легирующей примеси и, по-видимому, определяется электрон-фононным взаимодействием, а не эффектами легирования. Измерения, выполненные при различных температурах (рис. 1а), подтверждают это предположение. При повышении температуры наблюдается сдвиг в сторону меньших энергий и уширение полосы излучения. Форма спектров и их температурная зависимость позволяет сделать вывод о существенной роли элект-

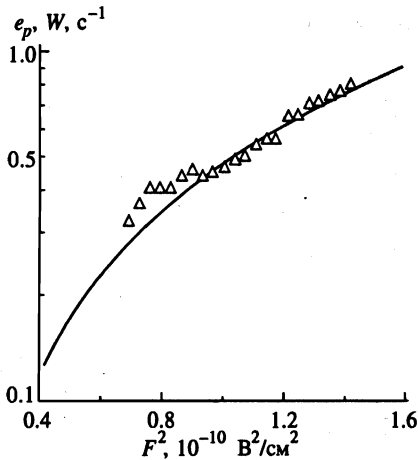


Рис. 2. Экспериментальная ( $e_p$ , треугольники) и теоретическая ( $W$ , сплошная кривая) полевые зависимости вероятности перехода дырки с глубокого уровня, соответствующего основному состоянию центра  $V_{Ga}S_{As}$ , на локальное состояние вблизи потолка валентной зоны

рон-фононного взаимодействия.

На исследуемых образцах были изготовлены контакты металл–полупроводник электрохимическим осаждением никеля на арсенид галлия. Исследование электрических свойств контактов показало, что перенос носителей заряда описывался термоэлектронной эмиссией. Таким образом, контакты являлись барьерами Шоттки с высотой потенциального барьера 1 эВ. На данных структурах исследовались полевые зависимости скорости термической эмиссии дырок с глубокого уровня, создаваемого комплексом  $V_{Ga}S_{As}$ . Эксперимент проводился при температуре 77 К следующим образом. Фотоионизация центров осуществлялась с помощью светодиодов АЛ-106, излучающих в ИК области с максимумом на длине волны  $\lambda = 914$  нм ( $h\nu = 1.36$  эВ, что примерно соответствует максимуму спектра поглощения центра  $V_{Ga}S_{As}$ ). Измерялась кинетика фотоемкости как при включении, так и при выключении света.

Анализ результатов измерения опирался на простое кинетическое уравнение, которое в случае отсутствия захвата электронов и дырок в поле области пространственного заряда принимает вид

$$\frac{dn_t}{dt} = -(Jq_n + e_n)n_t + (Jq_p + e_p)(N_t - n_t), \quad (1)$$

где  $J$  — поток фотонов в области пространственного заряда,  $q_{n(p)}$  — сечения фотоионизации электронов (дырок),  $e_{n(p)}$  — скорости эмиссии электронов (дырок) с уровня,  $N_t$  — концентрация комплексов,  $n_t$  — концентрация электронов на комплексах. Скорость эмиссии включает комбинацию всех термополевых процессов. Отсюда постоянная времени процесса уменьшения емкости при отключении света,  $\tau^{-1} = e_n + e_p$ .

Учитывая, что уровень расположен ближе к валентной зоне и энергетические состояния до зон составляют более  $10kT$ , можно считать, что перезарядка уровня при выключении света целиком определяется эмиссией дырок и постоянной процесса является  $\tau^{-1} = e_p$ . Эксперимент повторялся при различных напряжениях обратного смещения, что позволило экспериментально найти полевые зависимости скорости термической эмиссии. Типичные зависимости скорости эмиссии от квадрата поля в области пространственного заряда приведены на рис. 2. Еще раз заметим, что в данном случае измеряемая нами скорость эмиссии включает в себя комбинацию всех термополевых

процессов и по сути является вероятностью перехода дырки с глубокого уровня.

Расчеты полевых зависимостей опирались на результаты работы [18], в которой строго показано, что вероятность квантовомеханического перехода с учетом электрон-фононного взаимодействия может быть в общем виде выражена интегралом перекрытия (см. Приложение):

$$W = \sum_{i,j} \int_{-\infty}^{\infty} W_{i,j}^{(0)}(E_{i,j}^{(t)} - \varepsilon) f_{i,j}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (2)$$

где  $W_{i,j}^{(0)}(E_{i,j}^{(t)} - \varepsilon)$  — вероятность чисто электронного перехода,  $E_{i,j}^{(t)}$  — энергия чисто электронного перехода с подуровня  $i$  мультиплета исходного состояния центра на подуровень  $j$  конечного состояния мультиплета, а  $f_{i,j}(\varepsilon)$  — форм-функция такого оптического перехода. По сути  $f_{i,j}(\varepsilon)$  представляет собой вклад в вероятность перехода электрон-фононного взаимодействия.

Вероятность чисто электронного перехода можно вычислить по формуле Франца [19]:

$$W_{i,j}^{(0)}(E_{i,j}^{(t)} - \varepsilon) = A \frac{eF}{2\sqrt{2m^*(E_{i,j}^{(t)} - \varepsilon)}} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*(E_{i,j}^{(t)} - \varepsilon)^3}}{e\hbar F}\right), \quad (3)$$

где  $A$  — нормировочный множитель,  $F$  — напряженность электрического поля,  $m^*$  — эффективная масса электрона.

Для того чтобы рассчитать полевую зависимость вероятности перехода по формуле (2), необходимо знать форм-функцию спектра поглощения электрона из локального состояния вблизи валентной зоны на уровень. Эту форм-функцию будем искать следующим образом: вычислим форм-функцию излучательного перехода, а затем ее моменты. Далее преобразуем их, опираясь на модель комплекса и симметрию волновых функций.

Согласно работе [20], если известен спектр излучения электронного перехода, то можно вычислить его форм-функцию по формуле

$$f(\varepsilon) = I(\varepsilon)/M_0\varepsilon^4. \quad (4)$$

Здесь  $I(\varepsilon)$  — интенсивность люминесценции,  $\varepsilon$  — энергия фотона,  $M_0$  — нулевой момент полосы излучения, пропорциональный силе осциллятора:  $M_0 = \int I(\varepsilon)d\varepsilon$ .

Теперь рассмотрим сумму в формуле (2), связанную с вырождением электронных термов.

Согласно модели, предложенной для комплекса  $V_{Ga}Te_{As}$  в [15–17], в возбужденном состоянии комплекса вследствие эффекта Яна–Теллера происходит понижение симметрии комплекса, при котором каждый дефект продолжает существование в одной из трех эквивалентных конфигураций, соответствующих трем возможным ориентациям ян-теллеровской дисторсии. В каждой из этих конфигураций существует плоскость симметрии типа  $\{110\}$ , содержащая исходную ось комплекса, т.е. узлы решетки, соответствующие исходному положению обеих компонент комплекса. Переориентация ян-теллеровских дисторсий комплекса сводится к повороту этой плоскости вокруг исходной оси на угол  $\varphi = \pm 2\pi/3$ . В работе [21] строго показано, что в этом случае адиабатические потенциалы трех термов возбужденного состояния энергетически и

геометрически эквивалентны по отношению к равновесной конфигурации комплекса в основном состоянии. Следовательно, одинаковы вероятности чисто электронных переходов для каждой конфигурации. В этом случае мы можем вынести эту вероятность из под знака суммы в формуле (2), поместив суммирование непосредственно перед форм-функциями:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} W^{(0)}(E^{(t)} - \varepsilon) \sum_{i,j} f_{i,j}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (5)$$

Тогда  $\sum_{i,j} f_{i,j}(\varepsilon) = f(\varepsilon)$ , а эта величина вычисляется по формуле (4) из экспериментальных результатов.

Таким образом, в формулу (5) входит форм-функция, полученная из экспериментальных спектров излучения (форм-функция перехода с локального состояния вблизи дна зоны проводимости, соответствующего возбужденному состоянию комплекса  $V_{Ga}S_{As}$ , в основное состояние), что позволяет выполнить численное интегрирование и определить вероятность перехода.

Для того чтобы вычислить форм-функцию перехода с локального состояния вблизи потолка валентной зоны на глубокий уровень, соответствующий основному состоянию центра  $V_{Ga}S_{As}$ , (для которого измерялись полевые зависимости скорости термической эмиссии), проведем следующие рассуждения.

Модели электронно-колебательного взаимодействия, строго говоря, справедливы для внутрицентровых переходов [22]. В соответствии с этим будем считать, что волновые функции определяются только состояниями центра рекомбинации.

Согласно [16] исследуемый центр имеет невырожденное основное состояние, волновая функция которого имеет симметрию  $s$ -типа (обозначим волновую функцию этого состояния  $|s\rangle$ ), и вырожденное возбужденное состояние, формирующееся из волновых функций  $p$ -типа. Рассмотрим два перехода: один с излучением из локального состояния вблизи дна зоны проводимости, соответствующего возбужденному состоянию центра, в основное состояние, и другой с поглощением из локального состояния вблизи потолка валентной зоны на глубокий уровень, соответствующий основному состоянию центра. Учитывая, что в системе имеет место достаточно сильное электрон-фононное взаимодействие (экспериментально найденная величина стоксовых потерь составляет  $\sim 0.12$  эВ), а также, что оба начальных состояния (вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны) соответствуют одинаковому возбужденному состоянию комплекса, можно считать, что волновые функции этих состояний одинаковы:  $|p\rangle = |p'\rangle$ . Энергетический спектр исследуемой системы состоит из одного  $s$ -уровня, соответствующего основному состоянию центра с энергией  $E_s$ , и двух групп близких уровней  $p_i$  и  $p'_i$  с энергиями  $E_{p_i}$  и  $E_{p'_i}$ .

Согласно [22, 23] форм-функции полос излучения из состояния  $|p\rangle$  в состояние  $|s\rangle$  и поглощения из состояния  $|p'\rangle$  в состояние  $|s\rangle$  могут быть записаны соответственно в виде

$$f^{(e)}(\varepsilon) = \frac{1}{z_p} \sum_i \sum_{s,p} | \langle s | \hat{M} | p_i \rangle |^2 \exp \left( -\frac{E_{p_i}}{kT} \right) \delta(E_s - E_{p_i} + \varepsilon), \quad (6)$$

$$f^{(a)}(\varepsilon) = \frac{1}{z_{p'}} \sum_i \sum_{s,p'} | \langle s | \hat{M} | p'_i \rangle |^2 \exp \left( -\frac{E_{p'_i}}{kT} \right) \delta(E_s - E_{p'_i} - \varepsilon), \quad (7)$$

где  $\sum_{s,p(p')}$  — суммирование по колебательным состояниям термов  $s$  и  $p(p')$ ,

$$z_{p(p')} = \sum_i \exp\left(-\frac{E_{p(p')}}{kT}\right)$$

— статическая сумма группы уровней  $p(p')$ , а  $\hat{M}$  — оператор возмущения, вызывающего переход.

Учитывая, что  $|p\rangle = |p'\rangle$  и  $E_{p'i} = E_{pi} - E_g$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны, перепишем выражение (7) в виде

$$f^{(a)}(\varepsilon) = \frac{1}{z_p} \sum_i \sum_{s,p} |\langle s|\hat{M}|p_i\rangle|^2 \exp\left(-\frac{E_{pi}}{kT}\right) \delta(E_s - E_{pi} - \varepsilon + E_g). \quad (8)$$

Как видно, выражение (8) полностью совпадает с (6) при переходе в (8) к новой переменной  $\varepsilon' = -\varepsilon + E_g$ .

Таким образом, зеркально отобразив нашу экспериментальную форм-функцию излучения относительно оси  $\varepsilon = 0$  и сдвинув в сторону больших энергий на величину  $E_g$ , получим форм-функцию полосы поглощения из локального состояния вблизи потолка валентной зоны на глубокий уровень, соответствующий основному состоянию центра. Эту форм-функцию подставим в (2) с учетом (5) и вычислим зависимость вероятности эмиссии дырки с глубокого уровня комплекса  $V_{Ga}S_{As}$  от среднего поля в области пространственного заряда. Эта зависимость приведена на рис. 2 (сплошная линия). Множитель  $A$  подбирался для наилучшего совпадения расчетной зависимости с экспериментальной в области больших полей.

Таким образом, расчетная полевая зависимость получена без допущений, связанных с использованием однокоординатной модели. Основой для расчета служит экспериментальная форм-функция, которая естественным образом учитывает сложные электронно-колебательные взаимодействия. В связи с этим такая схема вычислений полевых зависимостей является предпочтительней по сравнению с методами, базирующимися на однокоординатной модели.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем краткий вывод выражения (2). Согласно [23], вероятность перехода под воздействием возмущения  $\hat{H}'$  дается выражением

$$W = \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1_n|\hat{H}'|2_{n'}\rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - E^{(t)}), \quad (9)$$

где  $n$  и  $n'$  нумеруют колебательные состояния основного и возбужденного электронных термов, а  $\rho_{1n}$  — вероятность нахождения электрона в колебательном состоянии с индексом  $n$  терма 1 [23], которая с учетом распределения Больцмана имеет вид

$$\rho_{1n} = \frac{\exp(-E_{1n}/kT)}{\sum_{n''} \exp(-E_{1n''}/kT)}$$

В адиабатическом приближении квантовомеханический вектор состояния можно записать в виде  $|2_{n'}\rangle = |2^e\rangle |2_{n'}^L\rangle$ , где  $|2^e\rangle$  — вектор состояния электрона и  $|2_{n'}^L\rangle$  — вектор

состояния решетки. В первом порядке теории возмущения [24] вектор  $|2^e\rangle$  не зависит от координаты осциллятора  $Q$  (кондоновское приближение). Поэтому мы можем разложить матричный элемент на чисто электронную составляющую и чисто колебательную, содержащую только интеграл перекрытия волновых функций осциллятора:

$$W = \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1^e | \hat{H}' | 2^e \rangle|^2 |\langle 1_n^L | 2_{n'}^L \rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - E^{(t)}). \quad (10)$$

Воспользуемся правилом

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(x) \delta(y - x) dx = F(y).$$

Получаем

$$\begin{aligned} W(E^{(t)}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1^e | \hat{H}' | 2^e \rangle|^2 |\langle 1_n^L | 2_{n'}^L \rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - \varepsilon) \delta(\varepsilon - E^{(t)}) d\varepsilon = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} |\langle 1^e | \hat{H}' | 2^e \rangle|^2 \delta(\varepsilon - E^{(t)}) \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1_n^L | 2_{n'}^L \rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - \varepsilon) \delta(\varepsilon) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} W^{(0)}(E^{(t)} - \varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $W^{(0)}(E^{(t)} - \varepsilon)$  — вероятность чисто электронного перехода, а  $g(\varepsilon)$  — функция, содержащая информацию о вкладе в вероятность перехода фоновой подсистемы.

Покажем, что  $g(\varepsilon)$  с точностью до постоянного коэффициента равняется форм-функции  $f(\nu)$  оптического перехода, зависящей от частоты излучаемого света  $\nu$ :

$$\begin{aligned} f(\nu) &= \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1_n | \hat{M} | 2_{n'} \rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - h\nu) = \\ &= \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1^e | \hat{M} | 2^e \rangle|^2 |\langle 1_n^L | 2_{n'}^L \rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - h\nu) = \\ &= |\langle 1^e | \hat{M} | 2^e \rangle|^2 \sum_{n,n'} \rho_{1n} |\langle 1_n^L | 2_{n'}^L \rangle|^2 \delta(E_{2n'} - E_{1n} - h\nu) = |M_{12}^0(h\nu)|^2 g(h\nu). \end{aligned} \quad (12)$$

Теперь выражение (11) можно переписать в виде

$$W(E^{(t)}) = \int_{-\infty}^{\infty} W^{(0)}(E^{(t)} - \varepsilon) \frac{f(\varepsilon)}{|M_{12}^0(\varepsilon)|^2} d\varepsilon. \quad (13)$$

В пределах оптической полосы перехода  $1 \rightarrow 2$  матричный элемент диполь-дипольного взаимодействия можно считать не зависящим от энергии [21], следовательно,

$$W(E^{(t)}) = \int_{-\infty}^{\infty} W^{(0)}(E^{(t)} - \varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (14)$$

Здесь матричный элемент дипольного взаимодействия входит в нормировочный коэффициент в  $f(\epsilon)$ .

Теперь рассмотрим случай, когда энергетический спектр состоит из двух групп близких уровней  $(1_i; 2_j)$ , разделенных большой энергетической щелью. Предположим, что время релаксации внутри группы 1 значительно меньше времени жизни по отношению к переходам  $1 \rightarrow 2$ . Тогда, согласно [22], выражение для вероятности перехода может быть записано в виде

$$W = \sum_{i,j} \int_{-\infty}^{\infty} W_{i,j}^{(0)}(E_{i,j}^{(t)} - \epsilon) f_{i,j}(\epsilon) d\epsilon, \quad (15)$$

где суммирование проводится по всем подуровням мультиплетов 1 и 2.

## Литература

1. Хуан Кунь, А. Рис, в сб. *Проблемы физики полупроводников*, Гостехиздат, Москва (1957), с. 389.
2. С. И. Пекар, УФН **50**, 197 (1953).
3. В. А. Коварский, *Кинетика безызлучательных процессов*, Изд-во Кишиневского ун-та, Кишинев (1968).
4. Н. Kukimoto and С. Н. Henry, Phys. Rev. B **7**, 2486 (1973).
5. С. В. Булярский, Н. С. Грушко, А. А. Гуткин, ФТП **9**, 287 (1975).
6. D. Pons and S. Makram-Ebeid, J. de Phys. **40**, 1168 (1979).
7. S. Makram-Ebeid and M. Lannoo, Phys. Rev. **25**, 6406 (1982).
8. С. Ф. Тимашов, ФТТ **14**, 2621 (1972).
9. С. Ф. Тимашов, ФТТ **14**, 171 (1972).
10. В. Карпус, В. И. Перель, Письма в ЖЭТФ **42**, 403 (1985).
11. В. Карпус, Письма в ЖЭТФ **44**, 344 (1986).
12. В. Карпус, В. И. Перель, ЖЭТФ **91**, 2319 (1986).
13. В. Н. Абакумов, И. А. Меркулов, В. И. Перель, И. Н. Яснеевич, ЖЭТФ **89**, 1472 (1985).
14. В. Н. Абакумов, О. В. Курносова, А. А. Пахомов, И. Н. Яснеевич, ФТТ **30**, 1793 (1988).
15. Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Е. Б. Осипов и др., ФТП **25**, 50 (1992).
16. Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Е. Б. Осипов и др., ФТП **25**, 57 (1992).
17. А. А. Гуткин, М. А. Решиков, В. Е. Седов, ФТП **31**, 1062 (1997).
18. Ю. Б. Розенфельд, С. В. Булярский, Е. П. Евсеев, в сб. *Тезисы XIII Всесоюзного совещания по теории полупроводников*, Изд-во Ереванского ун-та, Ереван (1987), с. 281.
19. В. Франц, *Пробой диэлектриков*, ИИЛ, Москва (1961).
20. К. К. Ребане, А. П. Пурга, О. И. Сильд, Труды Института физики и астрономии АН ЭССР, вып. 14, с. 31 (1961).
21. Ю. Е. Перлин, УФН **80**, 553 (1963).
22. Ю. Е. Перлин, Б. С. Цукерблат, *Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов*, Штиинца, Кишинев (1974).
23. И. Б. Берсукер, *Электронное строение и свойства координационных соединений*, Химия, Ленинградское отделение (1976), с. 350.
24. Б. Ридли, *Квантовые процессы в полупроводниках*, Мир, Москва (1986).