

Полевая зависимость скорости термической эмиссии дырок с комплекса $V_{Ga}S_{As}$ в арсениде галлия

© С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Жуков

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Получена 2 февраля 1999 г. Принята к печати 24 июня 1999 г.)

Предлагается алгоритм расчета полевых зависимостей скоростей эмиссии, опирающийся на форм-функцию оптического перехода. Эксперимент и расчеты выполнены для комплекса $V_{Ga}S_{As}$ в арсениде галлия. Проведено сопоставление предлагаемой модели с теоретическими работами, основанными на однокоординатном приближении. Сделан вывод о применимости однокоординатной модели для описания полевой зависимости скорости эмиссии дырок с центра $V_{Ga}S_{As}$.

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 и расчетами, использующими однокоординатное приближение.

1. Образцы и методы измерения

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

Образцы $GaAs:S$ выращивались методом газовой эпитаксии с концентрациями легирующей примеси (N) от $4.7 \cdot 10^{17}$ до $1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Спектральные характеристики фотолюминесценции $I(\varepsilon)$ снимались в диапазоне энергий фотонов $\varepsilon = 0.8 \div 1.6$ эВ и температур (T) от 100 до 200 К на установке СДЛ-2М.

Полученные спектры для всех образцов имели два характерных пика: один с энергией фотонов, соответствующей максимальной интенсивности, $1.48 \div 1.49$ эВ, и второй, более широкий пик, на энергиях $1.22 \div 1.24$ эВ. Первый пик люминесценции был связан с излучением зона–зона в $GaAs$, а второй с излучением комплексов $V_{Ga}S_{As}$ (рис. 1, а). Если принять во внимание, что комплекс вакансия галлия–донор в ближайшем узле подрешетки создает глубокие уровни в запрещенной зоне $GaAs$ вблизи потолка валентной зоны, то полоса люминесценции с максимумом на энергиях $1.22 \div 1.24$ эВ соответствует излучательной рекомбинации электрона с состояния вблизи дна зоны проводимости с дыркой, локализованной на исследуемом глубоком центре.

Исследование зависимости интегральной интенсивности (I_0) излучения комплексов от концентрации легирующей примеси (N) показало, что интенсивность действительно пропорциональна концентрации серы в образцах, что подтверждает выбранную модель комплекса (рис. 1, б). 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 T (рис. 1, а), подтверждают это предполо-

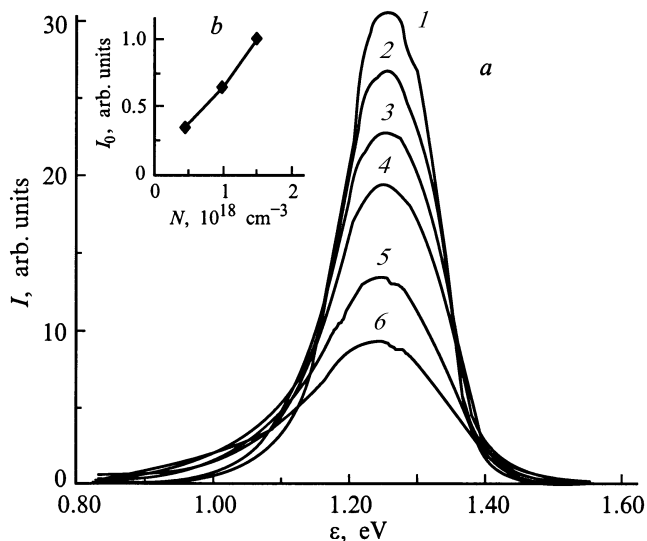


Рис. 1. *a* — спектры излучения комплексов $V_{Ga}S_{As}$ при температурах T , К: 1 — 100, 2 — 118, 3 — 137, 4 — 161, 5 — 180, 6 — 200. *b* — зависимость интегральной интенсивности излучения (I_0) комплексов $V_{Ga}S_{As}$ от концентрации легирующей примеси.

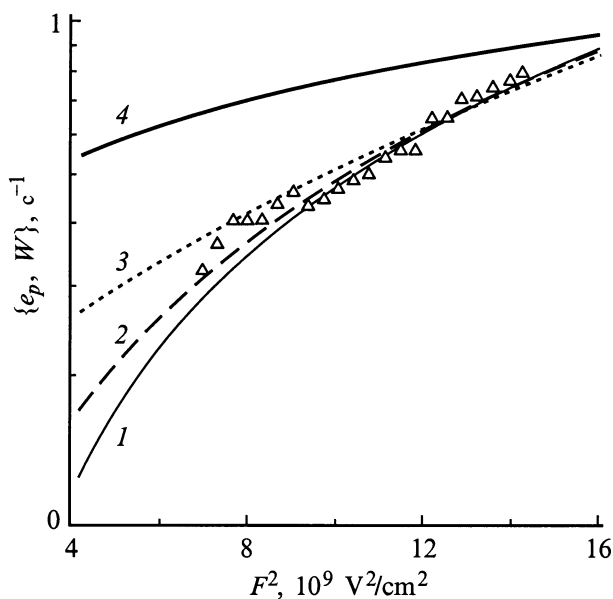


Рис. 2. Полевая зависимость вероятности перехода дырки с глубокого уровня, соответствующего основному состоянию центра $V_{Ga}S_{As}$, на локальное состояние вблизи потолка валентной зоны. Точки — эксперимент, линии — расчет: 1 — по формуле (2), 2 — согласно [12], 3 — согласно [8,9], 4 — согласно [6,7].

жение. При повышении температуры наблюдается сдвиг в сторону меньших энергий и уширение полосы излучения. Форма спектров и их температурная зависимость позволяют сделать вывод о существенной роли электрон-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 описывается термоэлектронной эмиссией. Таким образом, контакты являлись барьерами Шоттки с высотой потенциального барьера 1 эВ. На изготовленных структурах исследовались полевые зависимости скорости термической эмиссии дырок с глубокого уровня, создаваемого комплексом $V_{Ga}S_{As}$. Эксперимент проводился при $T = 77$ К следующим образом. Фотоионизация центров осуществлялась с помощью светодиодов АЛ-106, излучающих в инфракрасной (ИК) области с максимумом на длине волны $\lambda = 914$ нм (энергия фотона $\varepsilon = 1.36$ 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 измерений опирался на простое кинетическое уравнение, которое в случае отсутствия захвата электронов и дырок в поле области пространственного заряда (ОПЗ) 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 ОПЗ, $q_{n(p)}$ — сечения фотоионизации электронов и дырок, $e_{n(p)}$ — скорости эмиссии электронов и 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 есть $\tau^{-1} = e_n + e_p$.

Учитывая, что уровень расположен ближе к валентной зоне, чем к зоне проводимости, и энергетические расстояния до зон составляют более $10kT$, можно считать, что перезарядка уровня при выключении света целиком определяется эмиссией дырок и, следовательно, постоянная процесса составляет $\tau^{-1} = e_p$. Эксперимент повторялся при различных напряжениях обратного смещения, что позволило экспериментально найти полевые зависимости скорости термической эмиссии. Типичные зависимости скорости эмиссии от квадрата поля в ОПЗ (F) приведены на рис. 2.

2. Расчет полевой зависимости скорости термической эмиссии, опирающийся на экспериментальную форм-функцию оптического перехода

Расчеты полевых зависимостей опирались на результаты работы [18], в которой строго показано, что вероятность квантово-механического перехода с учетом

электрон-фононного взаимодействия может быть в общем виде выражена уравнением свертки

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

где $W_{0(i,j)}(E_{t(i,j)} - \varepsilon)$ — вероятность чисто электронного перехода, а $f_{i,j}(\varepsilon)$ — выражение для форм-функции оптического перехода с i -подуровня мультиплета исходного состояния центра на j -подуровень мультиплета конечного состояния. 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]:

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

где A — нормировочный множитель, F — напряженность электрического поля, m^* — эффективная масса, $E_{t(i,j)}$ — энергия чисто электронного перехода с i -подуровня мультиплета исходного состояния центра на j -подуровень мультиплета конечного состояния.

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 их преобразуем, опираясь на модель комплекса и симметрию волновых функций.

Согласно [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, ε — 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 ($|p\rangle$). 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 ~ 0.12 эВ), а также, что оба начальных состояния

(вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны) соответствуют одинаковому возбужденному состоянию комплекса, можно считать волновые функции этих состояний одинаковыми: $|p\rangle = |p'\rangle$. 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_{pi} и $E_{p'i}$.

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

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

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

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

$$z_{p(p')} = \sum_i \exp(-E_{p(p')}/kT)$$

— статическая сумма группы уровней $p(p')$, \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) как

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

Как видно, выражение (8) полностью совпадает с выражением (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 с переходом из локального состояния вблизи потолка валентной зоны на глубокий уровень, соответствующий основному состоянию центра.

Эту форм-функцию подставим в (2) с учетом замечания (5) и вычислим зависимость вероятности эмиссии дырки с глубокого уровня комплекса $V_{Ga}S_{As}$ от среднего поля ОПЗ. Эта зависимость приведена на рис. 2 (кривая 1). Множитель A подбирался по достижению 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 более предпочтительной по сравнению с методами, базирующимися на однокоординатной модели.

3. Расчет полевых зависимостей скорости термической эмиссии в однокоординатном приближении

В данном разделе будет проведен анализ применимости однокоординатной модели к описанию исследуемого центра. Как было отмечено выше, однокоординатная модель широко используется в теории многофононных процессов. Для этой модели был получен ряд формул, описывающих полевые зависимости вероятности эмиссии носителей с глубоких примесных центров [6–14]. Для того чтобы их применить, необходимо знать параметры однокоординатной модели (электрон-фононного взаимодействия). Эти параметры были рассчитаны по формулам, приведенным в работах [20–23], из моментов форм-функции оптического перехода. Таким образом, для комплекса $V_{Ga}S_{As}$ имеем следующие значения параметров однокоординатной модели: $E_0 = 1.3$ эВ при 100 K, $\hbar\omega_u = 0.017$ эВ, $\hbar\omega_g = 0.025$ эВ, $S = 3$ (где $\hbar\omega_u$ — энергия фонона, описывающая адиабатический потенциал возбужденного состояния, $\hbar\omega_g$ — энергия фонона, описывающая адиабатический потенциал основного состояния, S — фактор Хуанга и Рис, E_0 — энергия чисто электронного перехода из локального состояния вблизи дна зоны проводимости на глубокий уровень, соответствующий основному состоянию центра). Согласно результатам расчета, уровень, соответствующий основному состоянию исследуемого центра, отстоит от потолка валентной зоны на величину $E_t = E_g - E_0 \approx 0.2$ эВ (при 100 K).

Данные параметры были использованы для вычисления полевых зависимостей скоростей эмиссии по наиболее известным моделям.

На рис. 2 (кривая 4) приведена полевая зависимость скорости туннельной ионизации глубокого центра, рассчитанная согласно теории Понса, Макрам-Эбейда и Ланну [6,7]. (В качестве $\hbar\omega$ для этой модели было взято среднее между $\hbar\omega_u$ и $\hbar\omega_g$, именно $\hbar\omega = 0.021$ эВ, скорость эмиссии в нулевом поле была рассчитана по формулам, приведенным в работе [14], и составила $e_{n0} = 0.045$ с⁻¹.) Тот факт, что теория плохо описывает эксперимент, по нашему мнению, можно связать с неточностью формул в слабых или промежуточных полях (для исследуемого центра в арсениде галлия $F_c = 2.2 \cdot 10^5$ В/см). Экспериментальные данные работы [7], где $F > 2 \cdot 10^6$ В/см, по всей видимости, относятся к сильным полям.

В отличие от теории [6,7] хорошо зарекомендовали себя для описания полевых зависимостей скоростей эмиссии в слабых и промежуточных полях результаты Тимашова [8,9]. В работе [5] методом емкостной спектроскопии на структурах $Au-InP:Fe$ исследовались скорости эмиссии с глубоких уровней в полях $F < 7 \cdot 10^4$ В/см и было получено согласие с теорией [8,9]. Что касается нашего эксперимента, то подбором параметра α в формулах [8,9] было также получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных во всем интервале полей (рис. 2, кривая 3; для $e'_{n(p)}(0) = 0.045$ эВ, $\hbar\omega = 0.21$ эВ, $\sigma^2 = 2.8 \cdot 10^{-3}$ при 77 К получились коэффициенты $\gamma = 0.00195$ см^{1/2}/В^{1/2}, $\nu = 4.56 \cdot 10^{-11}$ см²/В²). Кроме того, при увеличении поля результаты вычислений по формулам [8,9] совпадают с результатом решения интеграла свертки (2).

Более общий теоретический анализ многофононной генерации в электрическом поле выполнен Перелем с соавторами в работах [10–14]. Выбрав наиболее популярную модель [1], используемую для описания многофононных переходов, авторы рассмотрели процессы в рамках многозонной модели, что позволило им получить зависимости для сечений ионизации электронов и дырок на один и тот же центр [13]. Построенная с учетом этого теория одновременно позволяет объяснить как увеличение вероятности термической эмиссии в электрическом поле, так и рост вероятности туннелирования при учете электрон-фононного взаимодействия. Кривая 2 на рис. 2 представляет собой результат расчета по формулам, приведенным в работе [12]. Как видно из рисунка, последняя кривая наиболее точно описывает экспериментальные точки.

4. Заключение

Отметим, что многочисленные аналитические выражения для полевой зависимости вероятности ионизации глубоких центров, хорошо согласующиеся в сильных полях, имеют значительные расхождения в области малых и промежуточных полей. Проведенный анализ показал, что в нашем случае экспериментальные данные хорошо описываются выражением $e_p \propto \exp\{\alpha F^2\}$, где коэффициент α совпадает с ν в формулах [8,9], что является подтверждением приемлемости однокоординатного приближения для описания полевых зависимостей скоростей эмиссии носителей с глубокого уровня комплекса $V_{Ga}S_{As}$. При этом предпочтительней является схема, опирающаяся на экспериментальное значение форм-функции и численный расчет на основании формулы (2), так как этот расчет может быть выполнен без каких-либо допущений о характере электрон-фононного взаимодействия в системе — с одной стороны, а с другой — не требует громоздких расчетов (таких, как определение параметров электрон-фононного взаимодействия однокоординатной модели).

Список литературы

- [1] Хуан Кунь, А. Рис. *Проблемы физики полупроводников* (М., 1957) с. 389.
- [2] С.И. Пекар. УФН, **50**, 197 (1953).
- [3] В.А. Коварский. *Кинетика безызлучательных процессов* (Кишинев, 1968).
- [4] С.Н. Henry, D.V. Lang. *Proc. 12th Int. Conf. Phys. Semicond.* (1974) p. 587.
- [5] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.А. Гуткин. ФТП, **9**, 287 (1975).
- [6] D. Pons, S. Makram-Ebeid. *J. Phys. (France)*, **40**(12), 1168 (1979).
- [7] S. Makram-Ebeid, M. Lannoo. *Phys. Rev.*, **25**(10), 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 ЖЭТФ, **42**, 403 (1985).
- [11] В. Карпус. Письма 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. Ясевич. ЖЭТФ, **89**(4), 1472 (1985).
- [14] В.Н. Абакумов, О.В. Курносова, А.А. Пахомов, И.Н. Ясевич. ФТТ, **30**(6), 1793 (1988).
- [15] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов. ФТП, **25**(1), 50 (1992).
- [16] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков, В.Е. Седов, В.Р. Сосновский. ФТП, **25**(1), 57 (1992).
- [17] А.А. Гуткин, М.А. Решиков, В.Е. Седов. ФТП, **31**(9), 1062 (1997).
- [18] Ю.Б. Розенфельд, С.В. Булярский, Е.П. Евсеев. *Тез. XIII Всес. совещ. по теории полупроводников* (Ереван, 1987).
- [19] В. Франц. *Пробой диэлектриков* (М., ИЛ, 1961).
- [20] К.К. Ребане, А.П. Пурга, О.И. Сильд. Тр. ИФА АН ЭССР, вып. 14, 31 (1961).
- [21] К.К. Ребане, О.И. Сильд. Опт. и спектр., **9**, 521 (1960).
- [22] Ю.Е. Перлин, Б.С. Цукерблат. *Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов* (Кишинев, Штиинца, 1974).
- [23] К.К. Ребане, Е.Д. Трифионов, В.В. Хижняков. Тр. ИФА АН ЭССР, вып. 27, 3 (1964).
- [24] К.К. Ребане, А.П. Пурга, О.И. Сильд. Тр. ИФА АН ЭССР, вып. 20, 48 (1963).

Редактор Л.В. Шаронова

Field dependence of hole thermal emission rate from the $V_{Ga}S_{As}$ complex in gallium arsenide

S.V. Buliarskiy, N.S. Grushko, A.V. Zhukov

State University,
432700 Ulyanovsk, Russia

Abstract An algorithm is proposed for evaluating field dependencies of emission rates, which is based on the form function of optical transitions. Experiment and calculations are carried out for the $V_{Ga}S_{As}$ complex in gallium arsenide. A comparison of the model proposed is performed against theoretical works that were made in one-coordinate approximation. A conclusion is drawn that the one-coordinate model is valid for description of the field dependence of the $V_{Ga}S_{As}$ center hole emission rate.