

Влияние оптических фононов на гашение фотолюминесценции вакансий ртути в узкозонных твердых растворах HgCdTe при повышении температуры

© Д.В. Козлов^{1,2}, В.В. Румянцев^{1,2}, В.Я. Алешкин^{1,2}, С.В. Морозов^{1,2,¶}, В.И. Гавриленко^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

² ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: dvkoz@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 1 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 8 ноября 2022 г.

Принята к публикации 8 ноября 2022 г.

Рассчитаны времена захвата дырок на основной уровень нейтральной вакансии ртути в твердом растворе Hg_{1-x}Cd_xTe при испускании оптического фонона. Расчет показал, что этот процесс может конкурировать с захватом дырок на мелкие возбужденные состояния вакансионных центров с испусканием акустических фононов. Такая конкуренция может приводить к гашению линий в спектре вакансионной фотолюминесценции слоев Hg_{1-x}Cd_xTe при увеличении температуры.

Ключевые слова: вакансии ртути, оптические фононы, безызлучательные переходы.

DOI: 10.21883/FTP.2022.11.54256.9990

1. Введение

Твердые растворы Hg_{1-x}Cd_xTe кадмия теллурида ртути (КРТ) исследуются уже около шести десятилетий [1,2]. Интерес к таким структурам вызван возможностью менять ширину запрещенной зоны материала, подбирая состав твердого раствора: от 1.6 эВ в чистом CdTe до 0 в твердом растворе с концентрацией Cd < 16.5%. Это фундаментальное свойство твердых растворов КРТ делает такие материалы перспективными для оптоэлектроники дальнего инфракрасного диапазона [3]. Одной из главных проблем при создании межзонных детекторов и источников, рассчитанных на длинноволновый диапазон, является уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли–Рида–Холла (ШРХ) через примесно-дефектные центры.

Наиболее распространенным дефектом HgCdTe является вакансия ртути, которая возникает в указанных материалах из-за слабости химической связи ртуть–теллур. Вакансия ртути является двухзарядным или двойным акцептором. Такой акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A₂⁰-центр, с которым связаны две дырки, однократно ионизованный A₂⁻¹-центр, с которым связана одна дырка, и, наконец, полностью ионизованный A₂⁻²-центр свободный от дырок. Несмотря на то что вакансии ртути всегда образуются в твердых растворах HgCdTe, их энергетический спектр все еще изучен недостаточно. Относительный консенсус достигнут лишь в отношении того, что вакансия является двойным акцептором и энергия ионизации A₂⁰-центра составляет ~ 10 мэВ для x ~ 0.2 [4–6] и 14 мэВ для x ~ 0.3 [7–9].

Определение энергетического спектра вакансии представляет значительный интерес, так как они могут играть значительную роль в рекомбинации по механизму ШРХ. Такая рекомбинация является конкурирующим процессом по отношению как к межзонной излучательной рекомбинации, так и к безызлучательной оже-рекомбинации. Обычно захват носителей на центры в запрещенной зоне в ходе рекомбинации по механизму ШРХ является безызлучательным: электроны и дырки при захвате отдают свою энергию фононам. Однако в некоторых случаях процесс захвата сопровождается внутрицентровыми переходами с испусканием фотонов. Таким образом, ШРХ процесс может оказаться частично излучательным. Эти излучательные процессы наблюдались при исследованиях фотолюминесценции (ФЛ) ряда полупроводников и низкоразмерных гетероструктур [10,11].

Впервые длинноволновая ФЛ в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне, связанная с акцепторными состояниями, в объемных эпитаксиальных слоях КРТ и гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами наблюдалась в работах [12,13]. В спектрах ФЛ были обнаружены линии вблизи энергий кванта 10 и 20 мэВ (последнее значение близко к энергии ионизации A₂⁻¹-центра). Отличительной особенностью таких „примесных“ линий является то, что они, в отличие от линии межзонных переходов, не смещаются в коротковолновую область при росте температуры, приводящем к увеличению ширины запрещенной зоны [1].

Исследования ФЛ в работе [13] были выполнены на структуре с электронным типом проводимости, в которой все акцепторные центры были полностью ионизованы. В этом случае все вакансии ртути в отсут-

ствии подсветки находились в зарядовом состоянии A_2^{-2} , а A_2^{-1} -центры, благодаря которым наблюдается наиболее длинноволновая ФЛ, появлялись из-за захвата возбужденных подсветкой дырок из валентной зоны на вакансии ртути. В работе [14] было показано, что спектр ФЛ формируется переходами дырок между локализованными состояниями. Отметим, что в работе [14] достаточно было учитывать только спонтанные процессы, связанные с акустическими фононами, интенсивность которых слабо зависит от температуры. Для описания механизма температурного гашения сигнала ФЛ, наблюдавшегося в работе [13], необходимо также учесть вынужденное испускание фононов, а также влияние оптических фононов на динамику неравновесных носителей. Цель настоящей работы — расчет интенсивности безызлучательных переходов дырок из валентной зоны в локализованные состояния вакансий ртути с испусканием оптических фононов и обсуждение влияния этих процессов на внутрицентровую фотолюминесценцию.

2. Метод расчета

Рассмотрим переходы дырок из валентной зоны на локализованные состояния нейтральной вакансии ртути при испускании оптического фонона. При переходах носителей с испусканием фононов должен выполняться закон сохранения энергии, т.е. энергия, которую теряет носитель, должна быть равна энергии испускаемого фонона. В рассматриваемом случае энергия оптических фононов оказывается больше энергии ионизации нейтрального центра. Это обстоятельство накладывает ограничение снизу на начальную энергию дырки, участвующей в переходе. Эта энергия не может быть меньше $\hbar\omega_{\text{ph}} - E_i$, где ω_{ph} — частота фонона, а E_i — энергия ионизации локализованного состояния, на которое переходит дырка. Следует отметить, что в твердом растворе КРТ оптические фононы могут быть HgTe-подобные и CdTe-подобные, при этом HgTe-подобные обладают значительно меньшей энергией [15]. Минимальная энергия HgTe-подобного продольного оптического фонона, которая достигается на краю зоны Бриллюэна, составляет ~ 15 мэВ [15]. В данной статье будут рассмотрены переходы дырок с испусканием HgTe-подобных фононов. Тогда, поскольку энергия ионизации нейтральной вакансии ртути составляет ~ 10 – 11 мэВ, дырке в валентной зоне нужно дополнительно 4–5 мэВ кинетической энергии, чтобы переход на основное состояние с испусканием оптического фонона стал возможен. Для переходов на возбужденные уровни эта дополнительная энергия должна быть еще больше. При температурах, отличных от нуля, часть дырок может обладать энергией, превышающей указанную величину, благодаря тепловому распределению дырок по состояниям в валентной зоне. В статье также будут рассмотрены такие переходы с испусканием оптических

фононов, которые возможны для наибольшего числа дырок, т.е. переходы на основное состояние акцепторного центра.

Интенсивность переходов дырок из валентной зоны на основное состояние нейтральной вакансии ртути при испускании оптического фонона рассчитывалась на основе золотого правила Ферми. Фононы вызывают смещения атомов и тем самым искажают идеальный периодический потенциал решетки. Обозначим поправку к потенциалу кристалла, обусловленную колебаниями решетки, как δV . Потенциал δV можно разложить на электростатическое макрополе $\delta \bar{V}$ и деформационное микрополе $\delta \tilde{V}$, $\delta V = \delta \bar{V} + \delta \tilde{V}$ [16]. Макрополе возникает только в полярных полупроводниках, в которых при смещении атомов решетки возникает поляризация. В [16] показано, что в полярных полупроводниках взаимодействие носителей с макрополем обычно оказывается более существенным, чем с деформационным потенциалом, поэтому будем учитывать рассеяние только на макрополе.

Согласно [16], вероятность испускания поперечного оптического фонона равна 0, а для продольного фонона вероятность испускания в единицу времени при переходе дырки из валентной зоны в основное состояние акцептора принимает вид

$$W_{i \rightarrow f} = \int \left[\frac{16\pi^e a^e}{\mu\omega_{\text{LO}}(q)} \right] \frac{e^2 \gamma^2}{q^2} |\langle \Psi_{\text{cont}} | e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \Psi_0 \rangle|^2 \times (N_{\text{ph}}(q) + 1) \delta(\varepsilon_{\text{cont}} - \hbar\omega_{\text{LO}}(q) - \varepsilon_0) d^3\mathbf{q}, \quad (1)$$

где $N_{\text{ph}}(q)$ — числа заполнения фононных состояний,

$$\mu = \frac{m_{\text{Hg}}m_{\text{Te}}}{m_{\text{Hg}} + m_{\text{Te}}}$$

— приведенная масса атомов элементарной ячейки (атомов теллура и ртути) \mathbf{q} — волновой вектор фонона, $\omega_{\text{LO}}(q)$ — частота продольного оптического фонона, a — постоянная решетки твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, $\Psi_{\text{cont}}, \Psi_0, \varepsilon_{\text{cont},0}$ — волновые функции и энергии состояний непрерывного спектра и основного локализованного акцепторного уровня (нейтральной вакансии ртути). Согласно [16], значение коэффициента γ для продольных оптических фононов имеет вид

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\kappa_{\infty}} - \frac{1}{\kappa_0} \right) \frac{\mu}{a^3} \omega_{\text{LO}}(0)},$$

где $\kappa_{\infty,0}$ — высокочастотная и статическая диэлектрическая проницаемость твердого раствора КРТ соответственно, $\omega_{\text{LO}}(0)$ — частота продольного оптического фонона при $\mathbf{q} = 0$. Значения диэлектрических проницаемостей для твердого раствора были рассчитаны как линейная интерполяция между значениями для HgTe и CdTe, взятыми из [17]. $\omega_{\text{LO}}(0) = 7.21 \cdot 10^{13}$ Гц, согласно [15]. Частота продольного оптического фонона, согласно [18], изменяется от 17.5 мэВ при $\mathbf{q} = 0$

до 15 мэВ на краю зоны Брюллиэна. В расчетах учитывалась зависимость частоты оптического фонона от квазиволнового вектора \mathbf{q} . Эта зависимость была взята из [18]. Для нахождения величины a использовалась линейная интерполяция между значениями постоянных решеток для HgTe (6.46 Å) и CdTe (6.48 Å) [19]. Энергии и волновые функции рассчитывались методом, изложенным в [20]: решалось уравнение Шредингера для огибающих волновых функций, включающее гамильтониан Кейна, потенциал иона акцептора и потенциал центральной ячейки (ПЦЯ), описывающий химический сдвиг. Волновые функции состояний непрерывного спектра рассчитывались вне борновского приближения, с учетом потенциала примесного центра.

Частота захвата дырки (обратное время захвата) из непрерывного спектра может быть получена из выражения (1) интегрированием по состояниям непрерывного спектра в валентной зоне с учетом функции распределения дырок:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{\text{cont}} W_{\text{cont} \rightarrow f} f. \quad (2)$$

Время термализации дырок в валентной зоне много меньше времени жизни носителей в этой зоне, которое при низкой температуре достигает единиц микросекунд [21]. Поэтому функцию распределения f можно считать квазиравновесной:

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_{\text{cont}} - F}{T}\right)}. \quad (3)$$

где F — квазиуровень Ферми, положение которого находится в зависимости от концентрации дырок в валентной зоне и температуры, согласно выражению

$$p = \frac{2}{(2\pi)^3} \left(\int \frac{d^3\mathbf{k}}{1 + \exp\left(\frac{E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}} - F}{T}\right)} + \int \frac{d^3\mathbf{k}}{1 + \exp\left(\frac{E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{lh}} - F}{T}\right)} \right). \quad (4)$$

Здесь m_{hh} и m_{lh} — эффективная масса тяжелых и легких дырок в твердом растворе КРТ соответственно. Отметим, что масса легких дырок на порядок меньше массы тяжелых дырок. Поэтому второе слагаемое в выражении (4) оказывается много меньше первого, и им можно пренебречь. Рассчитанное положение уровня Ферми было использовано при расчете частоты захвата дырок из валентной зоны согласно выражению (2).

3. Результаты и обсуждение

Интенсивность сигнала длинноволновой (соответствующей энергии квантов от 3 до 11 мэВ) полосы ФЛ

Характеристики основного состояния нейтральной вакансии ртути в слое Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te и трех нечетных возбужденных состояний

Состояние	E_i , мэВ	τ_1	τ_2
$1\Gamma_8^+$ (основное)	—		
$2\Gamma_8^-$	3.8	9 нс	1.4 нс
$1\Gamma_7^-$	3.0	1.6 нс	0.7 нс
$3\Gamma_7^-$	0.42	1.5 нс	2 пс

КРТ структуры с долей кадмия в твердом растворе 19% уменьшается с ростом температуры от 20 до 40 К в 3 раза [13]. Это гашение сигнала ФЛ может быть связано с увеличением роли безызлучательных переходов с испусканием акустических фононов при захвате дырок на состояния вакансии ртути. Интенсивность таких переходов растет с увеличением чисел заполнения фононов.

В таблице представлены энергии основного и трех p -подобных уровней нейтральной вакансии ртути, оптические переходы с которых на основное состояние, согласно [18], обладают большим матричным элементом. Как было сказано выше, вакансия ртути является двухзарядным акцептором, и нейтральный центр возникает, когда с вакансией ртути связаны две дырки. Отметим, что уровни в таблице классифицируются по состояниям частицы, находящейся на возбужденном уровне (вторая частица находится на состоянии $1\Gamma_8^+$, так как в противном случае энергия двухчастичного состояния попадает в непрерывный спектр [22]). В третьем столбце таблицы представлены времена безызлучательных переходов дырок при спонтанном испускании акустических фононов с представленных в первом столбце состояний на все наиболее низкие уровни, т. е. времена безызлучательного опустошения указанных состояний. В четвертом столбце представлены времена безызлучательных переходов дырок при испускании акустических фононов на эти состояния с наиболее высоких уровней и из непрерывного спектра — времена безызлучательного заселения уровней.

Времена безызлучательного опустошения и заполнения уровня с энергией E_0 были рассчитаны как

$$\frac{1}{\tau_1} = \sum_{E < E_0} \frac{1}{\tau(E)}$$

— время опустошения и

$$\frac{1}{\tau_2} = \sum_{E > E_0} \frac{1}{\tau(E)}$$

— время заполнения. Здесь $\tau(E)$ — время перехода дырок между состояниями с энергией E и E_0 при испускании акустических фононов, рассчитанное методом из работы [14].

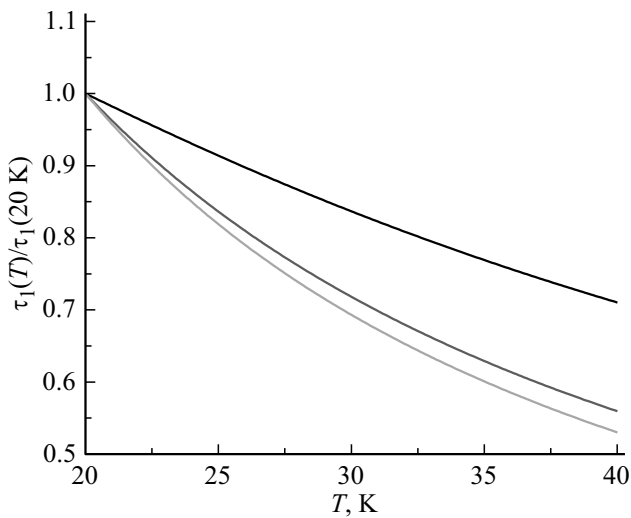


Рис. 1. Изменение времени безызлучательного, с испусканием акустических фононов, опустошения трех возбужденных состояний нейтральной вакансии ртути в твердом растворе $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$. Черная линия — изменение времени опустошения состояния $2\Gamma_8^-$. Серая линия — изменение времени опустошения состояния $1\Gamma_7^-$. Светло-серая линия — изменение времени опустошения состояния $3\Gamma_7^-$.

Видно, что для трех описанных состояний времена спонтанного безызлучательного заселения меньше времен опустошения, что должно приводить к накоплению дырок на этих уровнях и появлению сигнала ФЛ при излучательных переходах дырок на основное состояние. Однако с повышением температуры время безызлучательного опустошения и заполнения состояний должно уменьшаться.

На рис. 1 показано, как это время меняется для трех представленных в таблице нечетных состояний. Для состояния $2\Gamma_8^-$ при росте температуры от 20 до 40 К время убывает в 1.4 раза, а для состояний $1\Gamma_7^-$ и $3\Gamma_7^-$ — в 1.9 раз (см. рис. 1). Время заполнения состояний также должно уменьшиться с ростом температуры. Однако, даже без учета этого уменьшения, оно все равно остается при температуре до 40 К существенно меньше времени безызлучательного опустошения (см. таблицу). Таким образом, при увеличении температуры сохраняется накопление носителей на состояниях $2\Gamma_8^-$, $1\Gamma_7^-$ и $3\Gamma_7^-$ и сохраняются условия для возникновения сигнала ФЛ. Увеличение скорости безызлучательных переходов в 2 раза должно приводить к пропорциональному уменьшению интенсивности ФЛ, в то время как в эксперименте сигнал ФЛ при росте температуры от 20 до 40 К падает в 3 раза. Следовательно, необходимо рассмотреть другие механизмы безызлучательных переходов носителей, в частности переходы с испусканием оптических фононов.

Оптические переходы из возбужденных состояний на основной уровень формируют наблюдаемую в [13] длинноволновую полосу вакансионной ФЛ. Второй стол-

бец — энергия ионизации состояний. Третий столбец — τ_1 — время безызлучательного опустошения состояний. Четвертый столбец τ_2 — время безызлучательного заполнения состояний дырками. Времена рассчитаны с использованием темпов захвата дырок при излучении акустических фононов, полученных методом из работы [14]. Параметры ПЦЯ для расчета состояний двойного акцептора взяты из работы [19].

Энергия оптического продольного HgTe -подобного фонона лежит в интервале от 15 до 17.5 мэВ, что заметно больше энергии ионизации нейтральной вакансии ртути. Это значит, что носители, оказывающиеся вблизи края валентной зоны, не могут переходить на локализованные состояния такой вакансии из-за недостаточной, по сравнению с энергией испускаемого фонона, разницы между энергиями начального и конечного состояний. Однако при отличной от нуля температуре есть некоторое количество носителей с энергией, достаточной для испускания оптического фонона, при переходе на локализованное состояние. Число таких носителей растет с ростом температуры из-за изменения функции распределения. Это изменение числа носителей с высокой энергией и приводит к росту интенсивности испускания оптических фононов.

На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость от температуры времени перехода дырок с испусканием оптических фононов из валентной зоны на основное состояние нейтральной вакансии ртути в слое HgCdTe . Видно, что время перехода дырки из континуума с испусканием оптического фонона уменьшается с ростом температуры. Так, при росте температуры от 20 до 40 К время испускания оптического фонона уменьшается с 64 до 16 пс. Первое значение времени захвата носителя значительно превышает величины времен захвата дырки

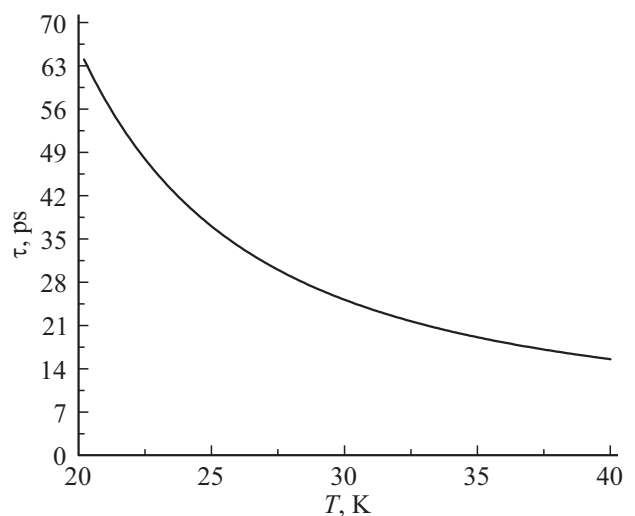


Рис. 2. Зависимость времени испускания оптических фононов при переходах дырок из валентной зоны на основное состояние нейтральной вакансии ртути в слое $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$ от температуры. Концентрация свободных носителей в зоне составляет $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

на мелкие возбужденные состояния при испускании акустических фононов, и в этом случае процесс с участием оптического фонона оказывает слабое влияние на процесс захвата. С ростом температуры до 40 К процесс перехода носителя на основное состояние, конкурирующий с захватом дырок на мелкие акцепторные состояния, становится более существенным. Захват носителей на мелкие уровни при испускании акустических фононов приводит к появлению ФЛ из-за излучательных переходов между локализованными состояниями, тогда как переход на основной уровень с испусканием оптического фонона вклада в ФЛ не дает. Конкуренция этих двух процессов приводит к гашению сигнала ФЛ с ростом температуры.

4. Заключение

Расчитаны времена захвата дырок на основной уровень нейтральной вакансии ртути в твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при испускании оптического фонона. Расчет показал, что при низкой температуре время захвата носителя при испускании оптического фонона значительно превышает величины времен захвата дырки на мелкие возбужденные состояния при испускании акустических фононов, и в этом случае процесс с участием оптического фонона оказывается несущественным. Однако при повышении температуры эти два процесса становятся сравнимы по интенсивности и будут конкурировать. Такая конкуренция может приводить к гашению линий в спектре фотолуминесценции вакансий ртути в твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при увеличении температуры.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 21-52-12020).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Rogalski. Rep. Progr. Phys., **68** (10), 2267 (2005).
- [2] W. Lei, J. Antoszewski, L. Faraone. Appl. Phys. Rev., **2** (4), 041303 (2015).
- [3] S. Ruffenach, A. Kadykov, V.V. Rumyantsev, J. Torres, D. Coquillat, D. But, S.S. Krishtopenko, C. Consejo, W. Knap, S. Winnerl, M. Helm, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov, F. Teppe. APL Materials, **5** (3), 035503-1 (2017).
- [4] F. Gemain, I.C. Robin, M. De Vita, S. Brochen, A. Lusson. Appl. Phys. Lett., **98** (13), 131901 (2011).
- [5] B. Li, Y. Gui, Z. Chen, H. Ye, J. Chu, S. Wang, R. Ji, L. He. Appl. Phys. Lett., **73** (11), 1538 (1998).
- [6] T. Sasaki, N. Oda, M. Kawano, S. Sone, T. Kanno, M. Saga. J. Cryst. Growth, **117** (1–4), 222 (1992).
- [7] K.D. Mynbaev, S.V. Zablotsky, A.V. Shilyaev, N.L. Bazhenov, M.V. Yakushev, D.V. Marin, V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky. Semiconductors, **50** (2), 208 (2016).
- [8] J. Shao, X. Lü, S. Guo, W. Lu, L. Chen, Y. Wei, J. Yang, L. He, J. Chu. Phys. Rev. B, **80** (15), 155125 (2009).
- [9] X. Zhang, J. Shao, L. Chen, X. Lü, S. Guo, L. He, J. Chu. J. Appl. Phys., **110** (4), 043503 (2011).
- [10] A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, Y.L. Ivanov, M.S. Kipa. JETP Lett., **91** (2), 96 (2010).
- [11] Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Р.М. Балагула, И.С. Махов, Д.В. Козлов, А.П. Васильев. ФТП, **49** (1), 30 (2015).
- [12] Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, Н.С. Куликов, В.В. Уточкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, Х.-В. Хюберс, Ф. Теппе, С.В. Морозов. Письма ЖЭТФ, **109** (10), 679 (2019).
- [13] Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, М.С. Жолудев, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, Ф. Терге. ЖЭТФ, **154** (6), 1226 (2018).
- [14] D.V. Kozlov, V.V. Rumyantsev, A.V. Ikonnikov, V.V. Utochkin, A.A. Razova, K.A. Mazhukina, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko. Photonics, **9** (12), 887 (2022). <https://doi.org/10.3390/photonics9120887>
- [15] D.N. Talwar, M. Vandevyver. J. Appl. Phys., **56** (6), 1601 (1984).
- [16] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984).
- [17] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **72** (3), 035321 (2005).
- [18] V.V. Rumyantsev, D.V. Kozlov, S.V. Morozov, M.A. Fadeev, A.M. Kadykov, F. Teppe, V.S. Varavin, M.V. Yakushev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko. Semicond. Sci. Technol., **32** (9), 095007 (2017).
- [19] O. Madelung. Semiconductors: Data Handbook (Springer, 2004) p. 506.
- [20] M.S. Kushwaha, S.S. Kushwaha. Canadian J. Phys., **58** (3), 351 (1980).
- [21] В.В. Румянцев, А.В. Иконников, А.В. Антонов, С.В. Морозов, М.С. Жолудев, К.Е. Спирин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. ФТП, **47** (11), 1446 (2013).
- [22] Г. Бете, Э. Солпитер. *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М., Физматлит, 1960).

Редактор Г.А. Оганесян

**The effect of optical phonons
on the quenching of photoluminescence
of mercury vacancies in narrow-band
solid solutions of CdHgTe
with increasing temperature**

*D.V. Kozlov^{1,2}, V.V. Rumyantsev^{1,2}, V.Ya. Aleshkin^{1,2},
S.V. Morozov^{1,2}, V.I. Gavrilenko^{1,2}*

¹ Institute for Physics of Microstructures
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The capture times of holes to the ground level of the neutral mercury vacancy in a solid solution of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ during the emission of an optical phonon are calculated. The calculation showed that this process can compete with the capture of holes into small excited states of vacancy centers with the emission of acoustic phonons. Such competition can lead to quenching of lines in the spectrum of vacancy photoluminescence of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ layers with increasing temperature.