

Ионизация в электрическом поле DX -центра, связанного с серой, в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$

© Ю.К. Крутоголов[¶]

Научно-исследовательский институт материалов электронной техники,
248650 Калуга, Россия

(Получена 14 мая 2007 г. Принята к печати 18 июня 2007 г.)

С помощью нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней и вольт-фарадных измерений исследовано влияние электрического поля на процесс ионизации DX -центра, связанного с серой, в слоях $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ ($x \approx 0.65$) n -типа проводимости, выращенных методом газовой эпитаксии. Показано, что при увеличении напряженности электрического поля от $1.3 \cdot 10^4$ до $1.9 \cdot 10^5$ В/см энергия активации центра падает от ~ 0.38 до ~ 0.26 эВ, причем процесс ионизации определяется многофононным туннелированием. По оцененному значению времени туннелирования дефекта сделано заключение, что DX -центр соответствует модели большой релаксации решетки.

PACS: 61.72.Ji, 71.55.Eq

1. Введение

В течение многих лет особый интерес исследователей привлекают глубокие локализованные дефекты, называемые DX -центрами [1], которые приводят к явлению устойчивой фотопроводимости при пониженных температурах и принципиально неустраняемы, так как образуются легирующими примесями. Основной проблемой, относящейся к свойствам DX -центров, является понимание механизма метастабильности этих дефектов. Наиболее распространена точка зрения, что метастабильность вызвана большой релаксацией решетки (LLR), следующей за захватом электрона DX -состоянием [1,2]. При этом дефект участвует в реакции „замещение–внедрение“ [3,4]. Для стабилизации такой конфигурации атомов в решетке дефект должен захватить два электрона [4]. Следовательно, основное состояние DX -центра должно быть отрицательно заряженным и вся система должна обладать отрицательной корреляционной энергией U [5]. Существуют и альтернативные модели [2]. Так, в одной из работ [6] в противоположность модели [4] считают, что при образовании DX -центра происходит небольшая тетрагональная деформация решетки со смещением атомов V группы вокруг донорного атома IV группы. Однако и в этом случае дефект образует систему с отрицательной U . Таким образом, проблема микроскопической структуры DX -центров, а именно тип или симметрия релаксации решетки, является не вполне определенной.

Изучение влияния электрического поля на процесс ионизации центров с глубокими уровнями является важным инструментом, позволяющим проникнуть в природу дефектов в полупроводниках. Так, например, из полевых исследований можно получить информацию о зарядовом состоянии центра и пространственной протяженности потенциала дефекта, судить о типе релаксации решетки при перезарядке глубокого уровня [2,7]. При этом обычно анализируются эффекты Пула–Френкеля [8] и

Штарка [9], многофононное [10,11] и прямое [12] туннелирование. С другой стороны, многие экспериментальные способы обнаружения и изучения глубоких центров, в частности стандартный метод — нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (DLTS), основаны на термической эмиссии носителей заряда из ловушек в пределах области пространственного заряда (ОПЗ) p – n -перехода или барьера Шоттки при обратном смещении, где неизбежно существует большое встроенное электрическое поле. Поэтому при идентификации глубоких центров необходимо учитывать возможность воздействия электрического поля на измеряемые параметры.

Однако информация о влиянии электрического поля на процесс ионизации DX -центров ограничена и противоречива [2]. Так, при исследовании методом DLTS слоев GaAs, легированного Si, при гидростатическом давлении с концентрацией примеси в [13] и [14], различающейся почти на 2 порядка величины, не обнаружено значительной разницы энергий термоэмиссии, несмотря на ожидаемое различие максимальной напряженности встроенного электрического поля. В [15] при использовании разновидности метода изотермической релаксации емкости также наблюдалось отсутствие воздействия электрического поля на эмиссию из основного состояния DX -центра в $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$, легированном Te. Отсутствие эффекта Пула–Френкеля согласуется с предположением о наличии у DX -центров отрицательной U , характерной для модели большой релаксации решетки [4], но не подтверждает его [2]. Напротив, в [16,17], применяя соответственно дифференциальный емкостной метод и двойной коррелированный метод DLTS (DDLTS), удалось обнаружить усиление электрическим полем термоэмиссии электронов из DX -центров в $\text{Al}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$, легированном Te, и $\text{Al}_{0.68}\text{Ga}_{0.32}\text{As}$, легированном Sn. Более того, в [18,19] на основании DLTS-измерений утверждается, что ионизация DX -центров, связанных с теллуром в $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ и с кремнием в $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$, даже в сильных электрических полях происходит посредством эффекта Пула–Френкеля. На этом основании

[¶] E-mail: krutogolov@mail.ru

в [18] делается вывод, что потенциал, связывающий электрон на $DХ$ -центре, не является короткодействующим, а $DХ$ -центр является одиночным донором, нейтральным в основном состоянии, происходящем из L -состояния эффективной массы, и ему соответствует модель малой релаксации решетки. В то же время в [20,21] при изучении ионизации глубоких центров дальним инфракрасным излучением показано, что в широком диапазоне электрических полей от слабых до сильных эмиссия носителей из $DХ$ -центров, связанных с теллуром в $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ и в $Al_{0.5}Ga_{0.5}Sb$, определяется многофононным туннелированием. В результате ионизации $DХ$ -центр становится нейтральным, а время туннелирования характерно для перехода из автолокализованного состояния [20,21]. Таким образом, на основе указанных исследований делаются противоположные выводы о микроскопической структуре и свойствах $DХ$ -центров.

В настоящей работе изучено влияние электрического поля на процесс ионизации $DХ$ -центра, связанного с серой, в твердом растворе $In_{1-x}Ga_xP$, широко используемом для целей квантовой, опто- и нанoeлектроники, солнечной фотоэнергетики [22]. Кроме того, сам по себе $DХ$ -центр, относящийся к сере, вызывает повышенный интерес в связи с теоретическим предсказанием [23], что в основном состоянии он должен обладать симметрией C_{2v} в отличие от типичных $DХ$ -центров, образованных другими элементами IV и VI групп в соединениях $A^{III}B^V$, которые, находясь в основном состоянии, характеризуются симметрией C_{3v} . Это предположение не согласуется с результатами работы [24], где на основе использования кластерного приближения делается вывод, что орторомбические искажения (C_{2v}) кристаллической структуры характерны для примесей, количество валентных электронов которых отличается от такового для замещаемого атома на четное число, а в случае нечетного числа более предпочтительным является тригональное искажение (C_{3v}).

2. Образцы и методы измерений

Слой $In_{1-x}Ga_xP$ ($x \approx 0.65$) n -типа проводимости толщиной 10–15 мкм получались методом газовой эпитаксии в хлоридно-гидридной системе. Между эпитаксиальным слоем и подложкой n -GaP(100) выращивался переходный слой переменного состава с градиентом 1.5–2 мол%/мкм. Состав твердого раствора определялся на рентгеновском микроанализаторе MS-46 фирмы „Сатеса“, концентрация Ga x измерялась с ошибкой меньше ± 0.02 мол%, а изменение x в каждом образце не превышало 0.01 мол%. Легирование серой осуществлялось введением в реактор H_2S . Концентрация нескомпенсированных доноров, оцененная из вольт-фарадных ($C-V$) измерений, находилась в диапазоне $(0.8-1.2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Фоновыми примесями в данной эпитаксиальной системе обычно являются кремний и сера. В отобранных для настоящего исследования слоях концентрация фонового кремния, измеренная на ионном

микроанализаторе IMS-3F фирмы „Сатеса“ методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), была ниже $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. DLTS- и $C-V$ -измерения проводились на барьерах Шоттки, изготовленных вакуумным осаждением золота. Омические контакты к подложечной стороне структур создавались распылением олова в электрическом разряде.

Спектры DLTS $\Delta C(T)$ формировали модернизированным спектрометром в диапазоне температур $T = 78-400 \text{ K}$ [25]. Для получения зависимости скорости эмиссии электронов (e_n) и энергии активации глубокого центра (E_a) от электрического поля была использована модификация метода DDLTS, аналогичная применявшейся в [18]. Для исключения влияния на результаты измерения вымораживания носителей на $DХ$ -центры в электронейтральной области слоев „окна скорости эмиссии“ выбирали так, чтобы пики в спектрах DDLTS находились в стороне от области вымораживания, учитывая предостережения, высказанные в [15].

3. Результаты и их обсуждение

Во всех исследованных образцах в изученном диапазоне температур методом DLTS обнаружен только один тип электронных ловушек с заметной концентрацией. Ранее было установлено [26], что амплитуда пика в спектрах DLTS данных ловушек линейно возрастала с увеличением концентрации атомов S, измеренной методом ВИМС, в широком диапазоне легирования. Это указывало на связь обнаруженных ловушек с S. Принадлежность электронной ловушки к $DХ$ -центру подтверждалась наличием долговременной фотоёмкости при низких температурах, соответствием между концентрацией ловушек, ответственных за долговременную фотоёмкость, и оцененной методом DLTS, а также существенным различием термической и оптической энергий активации электронной эмиссии [27].

Для выбранных значений напряженности электрического поля E в достигнутом диапазоне от $\sim 1 \cdot 10^4$ до $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ определены спектры DDLTS для различных „окон скорости эмиссии“, по которым получены графики Аррениуса для обратной скорости эмиссии электронов, скорректированной на квадрат температуры (T^2) пика в спектре DDLTS. Графики Аррениуса для трех средних значений E представлены на рис. 1. Там же на вставке показаны типичные спектры DDLTS.

Для выяснения механизма ионизации глубокого центра из графиков Аррениуса, построенных для различных значений E , определены зависимости e_n от E . В [21] подчеркивается, что эмиссия Пула-Френкеля и многофононное туннелирование являются двумя конкурирующими механизмами увеличения скорости ионизации центра и что эти модели могут быть распознаны по экспоненциальной зависимости e_n от \sqrt{E} или E^2 соответственно. Однако, как показано в [9], экспоненциальная зависимость e_n от E^2 будет наблюдаться и в случае квадратичного эффекта Штарка на глубоком центре вследствие

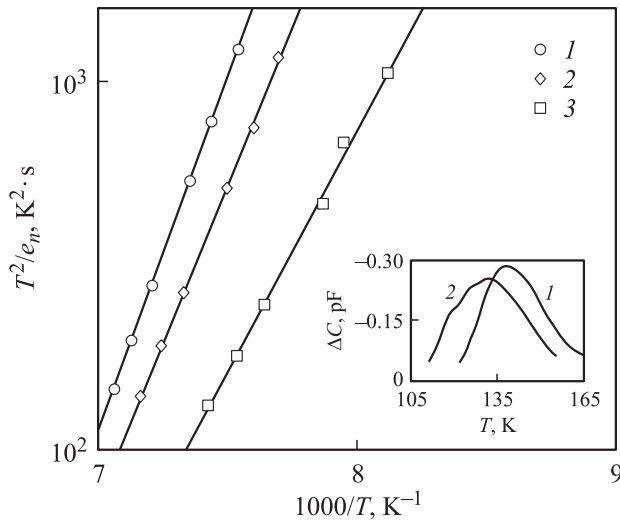


Рис. 1. Графики Аррениуса для DX-центров, связанных с серой в InGaP, соответствующие трем средним значениям напряженности электрического поля в тонком слое ОПЗ E , 10^5 В/см: 1 — 0,2, 2 — 1, 3 — 2. На вставке — спектры DDLTS DX-центров при длительности импульса заполнения 0,1 мс, „окне скорости эмиссии“ $69,3 \text{ с}^{-1}$ и средних значениях напряженности электрического поля E , 10^5 В/см: 1 — 0,2, 2 — 2.

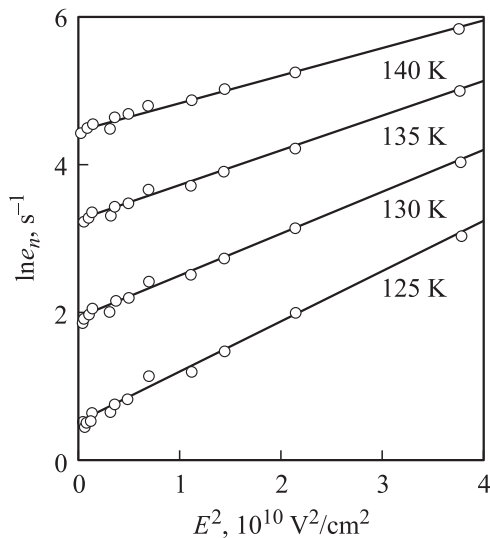


Рис. 2. Зависимости логарифма скорости эмиссии электронов из DX-центров, связанных с серой, от квадрата средней напряженности электрического поля в тонком слое ОПЗ барьера Шоттки Au-InGaP при различных температурах. Экспериментальные точки взяты из графиков Аррениуса, прямые построены с использованием метода наименьших квадратов.

относительного смещения адиабатических потенциалов различных зарядовых состояний дефекта. Полученные нами экспериментальные данные для четырех значений температур из диапазона измерения не укладываются на линейную зависимость $\ln e_n$ от \sqrt{E} , но хорошо подгоняются методом наименьших квадратов, как показано на

рис. 2, в логарифмическом масштабе к прямой линии, описываемой уравнением [9,11]

$$e_n(E) = e_n(0) \exp\left(\frac{E^2}{E_c^2}\right), \quad (1)$$

где $e_n(0)$ — скорость эмиссии электронов в отсутствие электрического поля, E_c — характеристическое поле, задаваемое в случае многофононного туннелирования выражением [11]

$$E_c = \sqrt{\frac{3m^*\hbar}{e^2\tau_2^3}}. \quad (2)$$

Здесь m^* — эффективная масса носителей заряда, \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, τ_2 — время туннелирования дефекта в конфигурационном пространстве под адиабатическим потенциалом, соответствующим дефекту без электрона, при оптимальной энергии термоактивированного туннелирования. Температурная зависимость τ_2 задается как

$$\tau_2 = \frac{\hbar}{2kT} \pm \tau_1, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, τ_1 — постоянная времени, по порядку величины равная обратной частоте колебаний локализованной примеси, знаки «+» и «−» соответствуют структурам адиабатических потенциалов для случаев слабой и сильной электрон-фононной связи, характерных для примесей замещения и автолокализованных центров соответственно [7].

Хорошее соответствие зависимости $\ln e_n$ от E^2 прямой линии показывает, что в диапазоне напряженности электрического поля от $1,3 \cdot 10^4$ до $1,9 \cdot 10^5$ В/см ионизация DX-центра определяется не эффектом Пула-Френкеля, а многофононным туннелированием или квадратичным эффектом Штарка. Следует отметить, что многофононное туннелирование, как и эффект Пула-Френкеля, являясь по сути механизмом ионизации, по-видимому, мало чувствительно к симметрии дефекта и ориентации поля относительно кристаллографических направлений. Другое дело — эффект Штарка в кристалле. Электрическое поле вызывает смещение двухэлектронных адиабатических потенциалов заряженных состояний [28]. Если DX-центр, находясь в основном состоянии, характеризуется симметрией C_{3v} [4], то экспериментально наблюдаемый (результатирующий) пик в спектре DDLTS должен состоять из двух групп по четыре пика, что хорошо проявляется в спектрах DLTS с преобразованием Лапласа [29]. Каждый из составляющих пиков образуется в результате ионизации DX-центра со смещением одного из атомов III группы (Ga или In в данном случае), ближайшего к донорной примеси VI группы (S в данном случае), из тригонального межузельного положения вдоль одного из четырех эквивалентных направлений типа $\langle 111 \rangle$ в тетраэдрическое состояние замещения (T_d -симметрия). Эти составляющие пики, накладываясь друг на друга,

образуют в отсутствие поля общий результирующий пик, структуру которого трудно различить при использовании стандартного метода DLTS. При наличии электрического поля в направлении $\langle 100 \rangle$ следует ожидать, что каждая группа составляющих пиков расщепится на две подгруппы, одна из которых соответствует смещению адиабатических потенциалов заряженных состояний из фиксированного межузельного положения C_{3v} по направлению к T_d -состоянию замещения, а другая — в противоположную сторону. Таким образом, электрическое поле должно оказывать как стимулирующее, так и тормозящее воздействие на переход D_X -центра в метастабильное состояние, аналогично рассмотренному в [30] для $EL2$ -центра в GaAs. Это должно привести к расщеплению результирующего пика в спектре DDLTS на два или по крайней мере к его уширению при соответствующем уменьшении амплитуды. В случае, если D_X -центр, связанный с серой, обладает C_{2v} -симметрией, как предсказывается в [23], то результирующий пик в спектре DDLTS, образующийся при ионизации D_X -центров, может состоять, по-видимому, из еще большего числа пиков. Действительно, каждый составляющий пик должен соответствовать смещению атома S из орторомбического межузельного положения вдоль одного из шести эквивалентных направлений типа $\langle 100 \rangle$ в T_d -состояние замещения при одновременном смещении двух соседних атомов III группы (Ga и/или In) в плоскости, перпендикулярной указанному направлению. Эти составляющие пики накладываются друг на друга, образуя в отсутствие поля общий результирующий пик в спектре DDLTS. При наличии электрического поля в направлении $\langle 100 \rangle$ следует ожидать, что треть составляющих пиков расщепится на две группы, одна из которых соответствует смещению адиабатических потенциалов заряженных состояний из фиксированного межузельного положения C_{2v} по направлению к тетраэдрическому состоянию замещения, а другая — в противоположную сторону. Остальные две трети пиков, соответствующие движению атомов серы в плоскости $\langle 100 \rangle$, в рассматриваемом случае, по-видимому, не должны существенно смещаться по температурной шкале. Это может привести к уширению результирующего пика в спектре DDLTS при соответствующем уменьшении его амплитуды. Все эти рассуждения основываются на предположении равной вероятности распределения D_X -центров по эквивалентным направлениям в кристалле. В результате для пиков в спектре DDLTS, соответствующих D_X -центрам, обладающим C_{3v} - и C_{2v} -симметрией, должно происходить уширение, хотя и несколько различающееся (возможно, более сильное для C_{3v} -симметрии), при соответствующем уменьшении их амплитуды. По-видимому, именно это и наблюдается в эксперименте, как показано на вставке к рис. 1. Следовательно, ожидать существенного смещения по температурной шкале максимума экспериментально наблюдаемых пиков в спектре DDLTS в результате действия эффекта Штарка в рассматриваемом случае не приходится из-за недостаточной разрешающей способности метода DLTS.

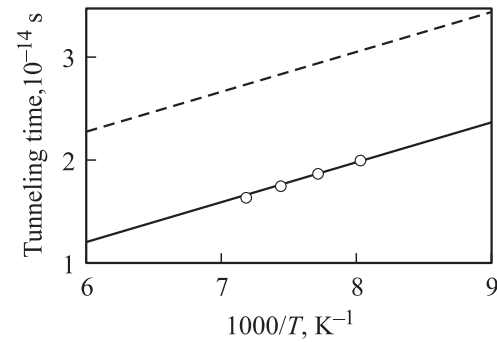


Рис. 3. Зависимость времени туннелирования τ_2 от обратной температуры для D_X -центров, связанных с серой в InGaP. Штриховая прямая соответствует $\tau_2 = \hbar/2kT$, сплошная линия $\tau_2 = \hbar/2kT - \tau_1$ при $\tau_1 \approx 1 \cdot 10^{-14}$ с.

Наклон зависимостей $\ln e_n$ от E^2 в соответствии с уравнением (1) позволяет определить характеристическое поле E_c . По величине E_c для четырех температур в диапазоне от 125 до 140 К с использованием выражения (2) оценены времена туннелирования τ_2 , представленные на рис. 3. Там же штриховой линией показана температурная зависимость $\hbar/2kT$, а сплошной линией — параллельная ей прямая, совмещенная с экспериментальными точками. Как видно из рисунка, время туннелирования τ_2 хорошо может быть описано формулой (3) при постоянной времени $\tau_1 \approx 1 \cdot 10^{-14}$ с и знаке «—». Последнее указывает на то, что D_X -центр соответствует модели большой релаксации решетки [4]; это согласуется с результатами работ [20,21], но противоречит выводам работ [18,19]. Следует отметить, что в последних упомянутых работах результаты получены лишь для особых составов твердых растворов, соответствующих выходу D_X -уровня из зоны проводимости в запрещенную зону, а для других составов, где D_X -центр должен находиться в стабильном состоянии, эффект Пула–Френкеля не обнаружен. На рис. 4 точками показаны экспериментальные значения энергии активации E_a D_X -центров, связанных с S, в зависимости от напряженности электрического поля. По этим данным рассчитано уменьшение энергии активации термической эмиссии электронов:

$$\Delta E_a(E) = E_a(0) - E_a(E), \quad (4)$$

где $E_a(0)$ — энергия активации при напряженности поля, равной нулю. Как и следовало ожидать для многофононного туннелирования, представленные на рис. 5 результаты расчета удовлетворительно описываются линейной зависимостью ΔE_a от E^2 (прямая построена по методу наименьших квадратов). При этом следует отметить, что результаты расчета не укладываются на линейную зависимость ΔE_a от \sqrt{E} (не показанную здесь), характерную для эффекта Пула–Френкеля. Действительно, как отмечено в [11,12], существует оптимальная энергия, с которой вылетает электрон при

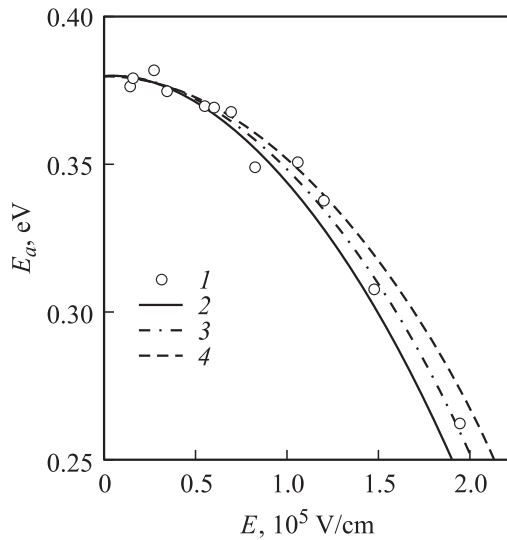


Рис. 4. Энергия активации эмиссии электронов из DX -центров, связанных с серой, в зависимости от среднего значения напряженности электрического поля в тонком слое ОПЗ: 1 — экспериментальные данные, (2–4) — зависимости, рассчитанные с использованием формул (4) и (5) для температур 125, 130 и 135 К соответственно.

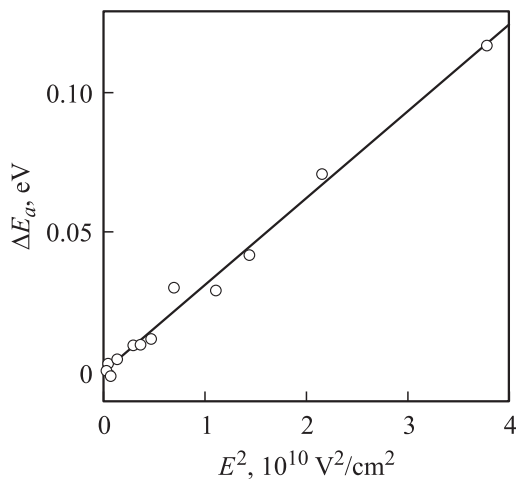


Рис. 5. Зависимость уменьшения энергии активации термической эмиссии электронов из DX -центров, связанных с серой, от квадрата средней напряженности электрического поля в тонком слое ОПЗ, рассчитанная по данным рис. 4 и $E_a(0) \approx 0.38$ эВ. Прямая построена с использованием метода наименьших квадратов.

многофононном туннелировании:

$$\varepsilon_m = \frac{\tau_2^2 e^2 E^2}{2m^*}. \quad (5)$$

Эта отрицательная энергия отсчитывается от нулевого уровня энергии [20] и соответствует ΔE_a . Поэтому, как следует из (5), для ΔE_a также нужно ожидать линейную зависимость от E^2 , что и подтверждается данными рис. 5 в диапазоне напряженности электрического

поля от $1.3 \cdot 10^4$ до $1.9 \cdot 10^5$ В/см. К сожалению, для $E < 1 \cdot 10^4$ В/см использованный здесь метод не может быть применен из-за ограниченной чувствительности. Однако в [20] на примере AlGaAs, легированного теллуром, показано, что даже в области низких полей эмиссия из DX -центра описывается многофононным туннелированием. На этом основании и в предположении, что зависимость ΔE_a от E^2 в области низких полей линейна, отрезок прямой, полученный на рис. 5 для указанного выше диапазона электрических полей, экстраполирован вплоть до $E = 0$. Подбором $E_a(0)$ таким образом, чтобы $\Delta E_a(0) = 0$, оценено значение энергии активации эмиссии электронов для DX -центра, связанного с серой в $In_{0.35}Ga_{0.65}P$, при нулевой напряженности электрического поля, которое оказалось равным ~ 0.38 эВ.

Как показано на рис. 4, рассчитанные при использовании формул (4) и (5) зависимости энергии активации многофононного туннелирования от напряженности электрического поля для трех температур из диапазона измерения удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Отсутствие значительной полевой зависимости энергии термоэмиссии в [13,14], возможно, связано с тем, что средние значения напряженности электрического поля, которые можно реализовать при использовании метода DLTS, приходятся на диапазон, где сильная полевая зависимость скорости эмиссии и энергии ионизации еще отсутствует.

К сожалению, поскольку многофононное туннелирование может происходить как для заряженных, так и для нейтральных центров, сделать вывод о зарядовом состоянии дефекта до и после ионизации по нашим экспериментальным данным не представляется возможным.

4. Заключение

В слоях $In_{1-x}Ga_xP$ ($x \approx 0.65$) n -типа проводимости энергия активации DX -центра, связанного с серой, уменьшается от ~ 0.38 до ~ 0.26 эВ при увеличении напряженности электрического поля от $1.3 \cdot 10^4$ до $1.9 \cdot 10^5$ В/см, что необходимо учитывать при идентификации ловушек. В указанном диапазоне электрических полей процесс ионизации центра определяется многофононным туннелированием. Значение времени туннелирования дефекта подтверждает, что DX -центр соответствует модели большой релаксации решетки.

Автор выражает благодарность Е.Н. Корсакову и С.Н. Ремезову за помощь в измерениях, Ю.И. Кунакину и А.А. Матяшу за поддержку.

Список литературы

- [1] D.V. Lang. In: *Deep Centers in Semiconductors*, ed. by S.T. Pantelides (N.Y., Gordon and Breach Science Publisher, 1986) p. 489.
- [2] P.M. Mooney. *J. Appl. Phys.*, **67**, R1 (1990).
- [3] T.N. Morgan. *Phys. Rev. B*, **34**, 2664 (1986).

- [4] D.J. Chadi, K.J. Chang. Phys. Rev. B, **39**, 10063 (1989).
- [5] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett., **34**, 953 (1975).
- [6] S.W. Biernacki. Sol. St. Commun., **98**, 863 (1996).
- [7] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб., Изд-во ПИЯФ РАН, 1997).
- [8] А. Милнс. *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (М., Мир, 1977).
- [9] Н.Т. Баграев, Н.М. Колчанова, В.А. Машков. Письма ЖЭТФ, **45**, 231 (1987).
- [10] S. Markram-Ebeid, M. Lanno. Phys. Rev. B, **25**, 6406 (1982).
- [11] В. Карпус, В.И. Перель. ЖЭТФ, **91**, 2319 (1986).
- [12] Ж. Бургуэн, М. Ланно. *Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты* (М., Мир, 1985).
- [13] M. Mizuta, M. Tachikawa, H. Kukimito, S. Minomura. Jpn. J. Appl. Phys., **24**, L143 (1985).
- [14] T.N. Theis, P.M. Mooney, S.L. Wright. Phys. Rev. Lett., **60**, 361 (1988).
- [15] L. Dobaczewski, J.E. Dmochowski, J.M. Langer. Semicond. Sci. Technol., **6**, 752 (1991).
- [16] J.R. Morante, J. Samitier, A. Cornet, A. Herms. Appl. Phys. Lett., **45**, 1317 (1984).
- [17] I.D. Hwang, B. Choe. Jpn. J. Appl. Phys., **25**, L891 (1986).
- [18] M. Zazoui, S.L. Feng, J.C. Bourgoin. Semicond. Sci. Technol., **6**, 973 (1991).
- [19] J. Krynicki, M.A. Zaidi, M. Zazoui, J.C. Bourgoin, M. DiForte-Poisson, C. Brylinski, S.L. Delage, H. Blank. J. Appl. Phys., **74**, 260 (1993).
- [20] С.Д. Ганичев, И.Н. Ясневич, В. Преттл. ФТТ, **39**, 1905 (1997).
- [21] S.D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I.N. Yassievich, A.A. Istratov, E.R. Weber. Phys. Rev. B, **61**, 10361 (2000).
- [22] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, В.Д. Румянцев. ФТП, **38**, 937 (2004).
- [23] C.H. Park, D.J. Chadi. Phys. Rev. B, **54**, R14246 (1996).
- [24] Д.Е. Оношко, Н.Т. Баграев, А.И. Рыскин. ФТТ, **37**, 2376 (1995).
- [25] A.V. Skazochkin, Yu.K. Krutogolov, G.G. Bondarenko. Semicond. Sci. Technol., **11**, 495 (1996).
- [26] Ю.К. Крутоголов, В.Л. Крюков, Ю.И. Кунакин, А.А. Матяш, А.К. Горбунов. Поверхность, № 12, 61 (2004).
- [27] Yu.K. Krutogolov, Yu.I. Kunakin, A.A. Matyash. J. Mater. Sci.: Mater. Electron., **12**, 645 (2001).
- [28] N.T. Bagraev. Sol. St. Commun., **95**, 365 (1995).
- [29] L. Dobaczewski, P. Kaczor, M. Missous, A.R. Peaker, Z.R. Zytkeiwicz. Phys. Rev. Lett., **68**, 2508 (1992).
- [30] Н.Т. Баграев. ЖЭТФ, **100**, 1378 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Ionization in electric field of S-related DX center in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$

Yu.K. Krutogolov

Scientific and Research Institute
of Electronic Engineering Materials,
248650 Kaluga, Russia

Abstract Electric field effect on sulphur-related DX center ionization process in n -type $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ ($x \approx 0.65$) layers grown by vapor phase epitaxy was investigated by deep level transient spectroscopy and capacitance-voltage measurements. It was shown while increasing electric field intensity from $1.3 \cdot 10^4$ to $1.9 \cdot 10^5$ V/cm activation energy reduced from ~ 0.38 to ~ 0.26 eV, with ionization process is dominated by phonon-assisted tunneling. From the estimated tunnelling time value it was concluded that DX center corresponds with the model of large lattice relaxation.