

Сопоставление поляризации полосы фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te при одноосном давлении и резонансном поляризованном возбуждении

© А.А. Гуткин, М.А. Рещиков, В.Е. Седов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 17 апреля 2000 г. Принята к печати 17 апреля 2000 г.)

Показано, что полоса фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te, связываемая с излучением комплексов $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ с переориентирующимися ян-теллеровскими дисторсиями, содержит также вклад непереориентирующихся дефектов. Параметры оптических диполей обоих типов дефектов близки. В предположении об их полном совпадении получены выражения, связывающие величины поляризации полосы фотолюминесценции 1.2 эВ, полученные при одноосном давлении и поляризованном резонансном возбуждении, с параметрами диполей, а также с относительным вкладом в излучение переориентирующихся и непереориентирующихся дефектов. Развита методика оценок этих характеристик из анализа экспериментальных данных и определено, что вклады дефектов каждого типа в полосу фотолюминесценции 1.2 эВ сравнимы, хотя и изменяются от образца к образцу. Полученные значения углов, характеризующих положение осей оптических диполей дефектов в поглощающем и излучающем свет состояниях, свидетельствуют, что в первом из них влияние донора и ян-теллеровской дисторсии на вакансионные орбитали комплекса $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ сравнимы, тогда как во втором — влияние дисторсии доминирует.

Введение

Как известно, широкая полоса фотолюминесценции с максимумом вблизи энергии фотонов 1.2 эВ, часто наблюдаемая в n -GaAs:Te, полученном методом Чохральского, связывается с комплексами, состоящими из вакансии галлия (V_{Ga}) и атома теллура на месте мышьяка (Te_{As}), находящимися в соседних узлах решетки [1–5]. Считается, что она вызывается излучательной рекомбинацией дырки, захваченной на комплекс, и электрона из зоны проводимости или с мелкого уровня (возбужденного состояния), находящегося вблизи дна зоны проводимости. Такая идентификация 1.2 эВ полосы фотолюминесценции впервые была предложена Вильямсом [1,2] и основывалась на подобии поведения этой полосы и фотолюминесценции комплексов (вакансия катиона)–(мелкий донор в ZnS).

Исследования как пьезоспектроскопических свойств 1.2 эВ полосы излучения, так и ее поляризации при резонансном поляризованном возбуждении [6–9] обнаружили существование искажений связанного с ней комплекса, понижающих его исходно тригональную симметрию до моноклинной. Эти искажения имеют несколько эквивалентных ориентаций в каждом дефекте и выстраиваются под влиянием одноосного давления при низких температурах. Подобные явления, вызванные эффектом Яна–Теллера, наблюдались ранее с помощью магнитного резонанса для комплексов вакансия–(мелкий донор) в кремнии [10,11] и качественно подтверждают указанную выше идентификацию природы полосы фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te.

Вместе с тем, как сообщалось недавно в работе [12], в формирование рассматриваемой полосы вносят вклад дефекты, в которых выстраивание дисторсий при одно-

осных давлениях не происходит. Однако можно предположить, что оптические характеристики этих дефектов близки к характеристикам комплексов с выстраиваемыми дисторсиями. Последнее обстоятельство дает возможность в рамках двухдипольного приближения количественно сравнить данные экспериментальных исследований полосы фотолюминесценции 1.2 эВ методами пьезоспектроскопии и поляризованной фотолюминесценции. Результатами такого сопоставления могут быть оценки вкладов указанных выше типов дефектов в люминесценцию и параметров оптических диполей, описывающих их излучающее и поглощающее состояние и позволяющих судить об относительной роли различных внутрицентровых взаимодействий.

Цель настоящей работы — развитие методики получения подобной информации и оценка характеристик излучающего и поглощающего состояний комплексов, дающих полосу фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te.

1. Результаты экспериментов и их качественное сопоставление

Как было установлено в работах [6,8], одноосное давление P вдоль кристаллографических направлений [111] или [110] при температурах $T = 2\text{--}4.2\text{ К}$ выстраивает дисторсии комплексов, ответственных за полосу фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te. Это выстраивание дает ступенчатое увеличение линейной поляризации люминесценции комплекса при повышении величины давления. Начало такого увеличения соответствует $P = 0$, а его завершение достигается, когда расщепление уровней энергии конфигураций комплекса (эквивалентных при $P = 0$) под влиянием давления начинает значительно

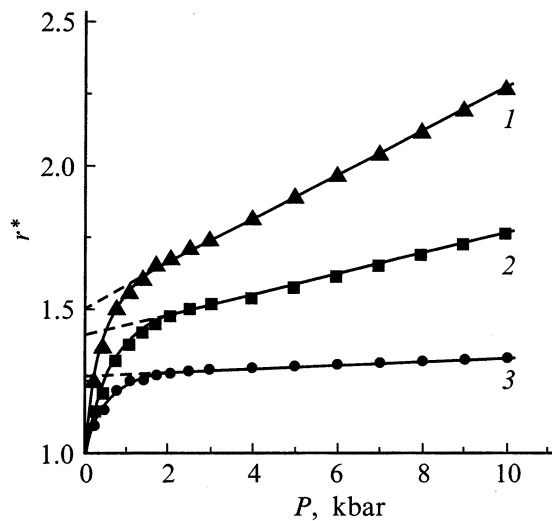


Рис. 1. Зависимости интегрального поляризационного отношения r^* для полосы фотолюминесценции 1.2 эВ n -GaAs:Te от одноосного давления P вдоль оси [111]; $T = 2$ К. Концентрация электронов n , 10^{17} см $^{-3}$: 1, 3 — 10, 2 — 5. Номера образцов соответствуют номерам кривых.

превосходить как величину kT , так и аналогичное расщепление в случайных электрических и деформационных полях кристалла. Подобные зависимости интегрального поляризационного отношения r^* полосы фотолюминесценции 1.2 эВ (отношения полных интенсивностей излучения в полосе с электрическим вектором, параллельным и перпендикулярным оси давления) для нескольких образцов, вырезанных из различных кристаллов n -GaAs:Te, полученных методом Чохральского, представлены на рис. 1. Люминесценция возбуждалась светом из собственной полосы поглощения GaAs, и методика эксперимента была подобна использованной ранее [6]. Плавное увеличение r^* с давлением, которое наряду со ступенчатым возрастанием наблюдается в зависимостях $r^*(P)$ (рис. 1), может быть вызвано изменением электронных состояний дефектов, индуцированным давлением [13]. В силу этого интегральная поляризация излучения r^* , связанная только с максимально возможным при данном направлении давления выстраиванием дисторсий комплексов (r_m), может быть получена экстраполяцией зависимости $r^*(P)$ при высоких давлениях к значению $P = 0$, как показано на рис. 1.

Согласно данным, приведенным в ранних работах [6,7], при межзонном возбуждении фотолюминесценции экстраполированная величина интегрального поляризационного отношения, определяемая выстраиванием дисторсий при $P \parallel [111]$, r_1 составляет примерно 1.5. В случае, когда $P \parallel [110]$ и направление наблюдения фотолюминесценции совпадает с осью $[1\bar{1}0]$ или $[001]$, соответствующие величины поляризационного отношения (r_2 или r_3) были приблизительно равны 1.37 и 1.95. Эти величины могут заметно различаться для разных кристаллов, так же как и величины $r^*(P)$ (рис. 1). Подоб-

ное различие наблюдалось и при возбуждении фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te светом, выбрасывающим электрон с исследуемых дефектов в зону проводимости (резонансное возбуждение) (рис. 2).

В то же время величины поляризации излучения при резонансном поляризованном возбуждении, измеренные, как это было описано в работах [9,14], в ортогональной конфигурации эксперимента при $P = 0$, для всех образцов оставались практически одинаковыми в пределах точности эксперимента. Это показано на рис. 3, где представлены результаты измерений степени поляризации фотолюминесценции в полосе излучения 1.2 эВ для

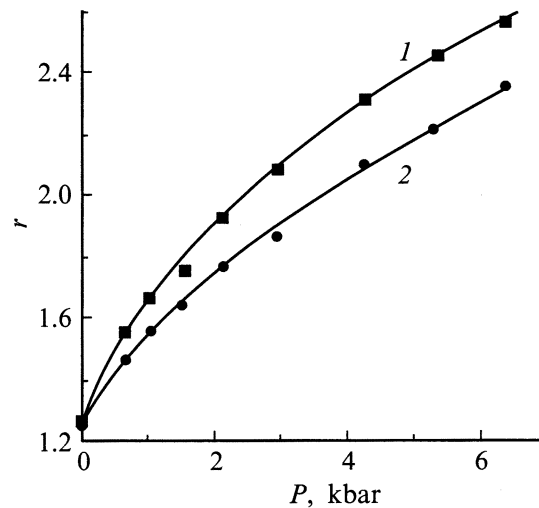


Рис. 2. Зависимости поляризационного отношения r от величины одноосного давления P вдоль оси [110] при поляризованном резонансном возбуждении полосы фотолюминесценции 1.2 эВ в n -GaAs:Te. Номера образцов: 1 — 4, 2 — 5; $\hbar\omega_{PL} = 1.2$ эВ, $\hbar\omega_{ex} = 1.43$ эВ. Направление возбуждения — $[001]$, направление наблюдения фотолюминесценции — $[\bar{1}10]$.

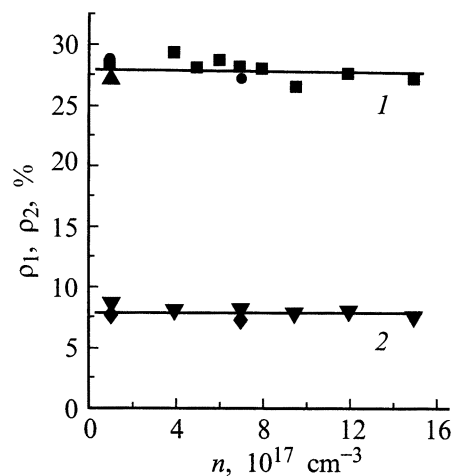


Рис. 3. Степень поляризации полосы фотолюминесценции 1.2 эВ в различных образцах n -GaAs:Te при резонансном возбуждении линейно поляризованным светом; $T = 77$ К, $\hbar\omega_{ex} = 1.43$ эВ; 1 — ρ_1 , 2 — ρ_2 .

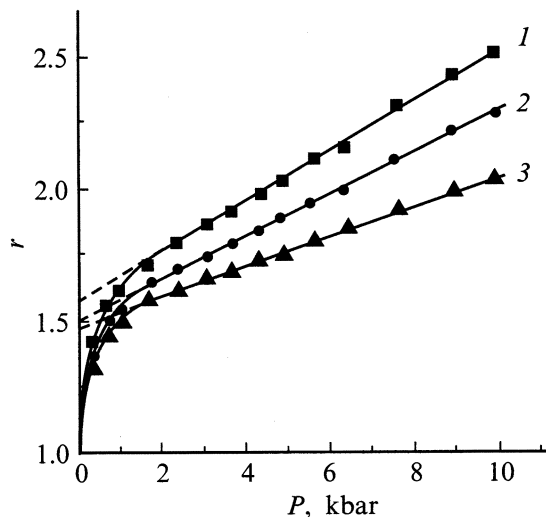


Рис. 4. Зависимости от давления P поляризационного отношения фотолюминесценции r при различных энергиях фотонов в полосе фотолюминесценции *n*-GaAs:Te. Образец 1, $T = 2$ К, $\hbar\omega_{PL}$, эВ: 1 — 1.15, 2 — 1.175, 3 — 1.20.

образцов *n*-GaAs:Te с различной концентрацией электронов при резонансном возбуждении линейно поляризованным светом. Показанные на рис. 3 степени поляризации фотолюминесценции ρ_1 и ρ_2 относительно оси, перпендикулярной направлениям распространения возбуждающего и наблюдаемого излучений, соответствуют конфигурациям эксперимента $[1\bar{1}0]-[001]$ и $[100]-[010]$ (первым указывается направление потока возбуждающего света, вторым — направление наблюдения фотолюминесценции) и поляризации возбуждающего света соответственно вдоль оси $[110]$ и $[001]$. Подобное же равенство поляризации при резонансном поляризованном возбуждении для двух образцов в случае $P = 0$ видно и на рис. 2.

Поскольку степень поляризации излучения в заданной конфигурации эксперимента при поляризованном резонансном возбуждении и $P = 0$ определяется только параметрами излучающих и поглощающих свет диполей (их направлением в локальной системе координат, связанной с дефектом и определяемой его ориентацией в решетке, а также относительной долей ротатора и линейного осциллятора в излучении и поглощении света отдельным диполем [15,16]), данные, показанные на рис. 1–3, позволяют предположить, что полоса фотолюминесценции 1.2 эВ в *n*-GaAs:Te вызывается двумя видами дефектов, которые описываются оптическими диполями с близкими параметрами. Также близки и спектры излучения и поглощения этих дефектов. Однако дефекты первого типа обладают дисторсиями, которые при низких температурах способны менять ориентацию и выстраиваться под влиянием относительно низких давлений вдоль направлений $[111]$ или $[110]$, тогда как в дефектах второго типа такое выстраивание не происходит. Таким образом, различие в поляризации $r^*(P)$

полосы фотолюминесценции 1.2 эВ в разных образцах вызывается различиями в относительной концентрации этих типов дефектов.

Следует также отметить, что экстраполяция к $P = 0$ зависимости от давления поляризационного отношения люминесценции при определенной энергии фотонов $\hbar\omega$ из 1.2 эВ полосы, $r(\hbar\omega, P)$, дает величину $r_i(\hbar\omega, 0)$, несколько уменьшающуюся с ростом $\hbar\omega$ (рис. 4). Это показывает, что полоса излучения дефектов с выстраивающимися дисторсиями сдвинута по сравнению с полосой излучения неперестраивающихся дефектов в сторону меньших энергий фотонов.

2. Модель для количественного анализа поляризации полосы фотолюминесценции 1.2 эВ

Основываясь на работах [1,2,10,11] и результатах анализа, качественно объясняющего пьезоспектроскопические и поляризационные свойства полосы фотолюминесценции 1.2 эВ [6,17,18], естественно полагать, что дефекты с переориентируемыми дисторсиями являются изолированными комплексами $V_{Ga}Te_{As}$, содержащими Te в первой координационной сфере V_{Ga} . В соответствии с работами [6,17–19] этот исходно тригональный дефект в излучающем и поглощающем состоянии искажен благодаря эффекту Яна–Теллера и имеет моноклинную симметрию. Плоскость симметрии комплекса является одной из плоскостей типа $\{110\}$, содержащей V_{Ga} , Te_{As} и один из трех ближайших к V_{Ga} атомов As (рис. 5). Для каждого комплекса существует три таких плоскости и, следовательно, три возможные ориентации ян–теллеровской дисторсии. Ось оптического диполя такого комплекса лежит в его плоскости симметрии и ее положение мы будем характеризовать углом φ , отсчитываемым от направления $[110]$, также лежащего в плоскости симметрии комплекса (рис. 5). В случае переориентации дисторсии комплекса его плоскость симметрии поворачивается

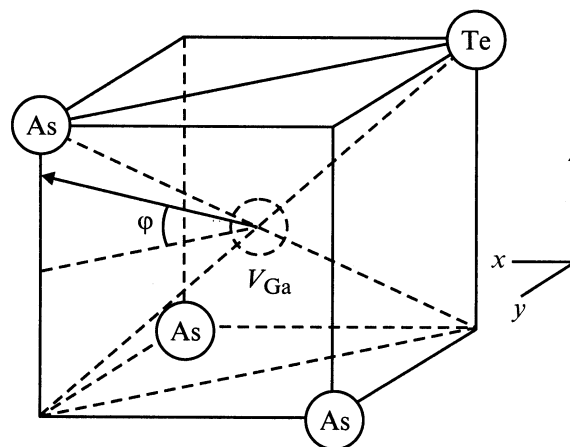


Рис. 5. Направление оси оптического диполя комплекса $V_{Ga}Te_{As}$ в одной из его возможных плоскостей симметрии.

и соответственно изменяется направление оси диполя, но угол φ остается тем же. Все четыре возможных положения донора Te_{As} относительно V_{Ga} в кристалле равновероятны, и при $P = 0$ также равновероятны все три ориентации дисторсий. Поэтому при $P = 0$ вся совокупность переориентирующихся комплексов $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ будет описываться совокупностью 12 диполей, оси которых лежат в плоскостях типа $\{110\}$, как показано на рис. 5. Эти диполи в поглощающем и излучающем свет состояниях дефекта могут различаться. Учитывая это при вычислении оптических свойств подобной системы, мы будем использовать двухдипольное приближение, т. е. считать, что при поглощении света оптический диполь описывается углом φ_1 и относительным вкладом ротатора μ_1 , а при излучении — соответственно φ_2 и μ_2 [15,16].

Такая же совокупность поглощающих и излучающих диполей, согласно сказанному в предыдущем разделе, может быть использована для приближенного описания системы непереориентирующихся дефектов. Тогда при $P = 0$ переориентирующиеся и непереориентирующиеся дефекты неразличимы и представляют собой единую совокупность дефектов, рассматривая которую легко получить, что измеренные нами степени поляризации фотолюминесценции при резонансном возбуждении с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, содержащей направления возбуждения и наблюдения люминесценции, в конфигурациях эксперимента $[1\bar{1}0]-[001]$ и $[100]-[010]$ соответственно равны

$$\rho_1 = \left[2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 (\cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + 4 \sin \varphi_1 \sin \varphi_2) \times (1 - 2\mu_1)(1 - 2\mu_2) \right] / R, \quad (1)$$

$$\rho_2 = \left[(3 \cos^2 \varphi_1 - 2)(3 \cos^2 \varphi_2 - 2)(1 - 2\mu_1) \times (1 - 2\mu_2) \right] / R, \quad (2)$$

где знаменатель

$$R = [2 - (1 - 2\mu_1) \cos^2 \varphi_1] [2 - (1 - 2\mu_2) \cos^2 \varphi_2] + 2[2\mu_1 + (1 - 2\mu_1) \cos^2 \varphi_1] \times [2\mu_2 + (1 - 2\mu_2) \cos^2 \varphi_2].$$

В случае, когда направление электрического вектора возбуждающего света совпадает с направлением наблюдения, излучение не поляризовано.

Рассмотрим теперь поляризацию излучения в случае одноосного давления. Пусть при возбуждении фотолюминесценции за счет межзонных переходов относительное число переориентирующихся дефектов, захватывающих дырки, в общем числе дефектов, дающих вклад в полосу фотолюминесценции 1.2 эВ, составляет A . Анализ поляризации фотолюминесценции 1.2 эВ в $n\text{-GaAs:Te}$ при поляризованном резонансном возбуждении в однодипольном приближении [17] показывает,

что вклад в оптические свойства линейного осциллятора превышает вклад ротатора, и ось оптического диполя дефектов, дающих излучение, не очень сильно отклонена от направления $\langle 111 \rangle$, не совпадающего с исходной осью дефектов $V_{\text{Ga}}-\text{Te}_{\text{As}}$. Кроме того, как показывают эксперименты при гелиевых температурах, приложение одноосного давления вдоль направления $[111]$ или $[110]$ вызывает скачкообразное увеличение поляризации фотолюминесценции относительно оси давления (см., например, рис. 1, а также работы [6,7]). Эти обстоятельства позволяют заключить, что конфигурации переориентирующихся дефектов, в которых ось оптического диполя составляет наименьший угол с осью давления, в результате выстраивания начинают преобладать, поскольку их энергия становится ниже энергии других конфигураций.

Тогда, рассматривая совокупности из AN переориентирующихся и из $(1 - A)N$ непереориентирующихся дефектов моноклинной симметрии, можно получить, что связанная с выстраиванием дисторсий при $P \parallel [111]$ величина интегрального поляризационного отношения фотолюминесценции при межзонном возбуждении r_1 , равна

$$r_1 = \frac{2(1 + \mu_2) + 2A(\sqrt{2} \sin \varphi_2 + \cos \varphi_2)(1 - 2\mu_2) \cos \varphi_2}{2(1 + \mu_2) - A(\sqrt{2} \sin \varphi_2 + \cos \varphi_2)(1 - 2\mu_2) \cos \varphi_2}. \quad (3)$$

При $P \parallel [110]$ и наблюдении фотолюминесценций вдоль оси $[1\bar{1}0]$ или $[001]$ аналогичные величины поляризационного отношения r_2 и r_3 равны

$$r_2 = Q / [8(1 + \mu_2) + 2A(3 \sin^2 \varphi_2 - 1)(1 - 2\mu_2)], \quad (4)$$

$$r_3 = Q / [8(1 + \mu_2) - A(5 \cos^2 \varphi_2 + 6\sqrt{2} \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 + 2 \sin^2 \varphi_2)(1 - 2\mu_2)], \quad (5)$$

где числитель

$$Q = 8(1 + \mu_2) + A(7 \cos^2 \varphi_2 + 6\sqrt{2} \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 - 2 \sin^2 \varphi_2)(1 - 2\mu_2).$$

3. Оценка параметров оптических диполей

Преобразуя каждое из равенств (3)–(5), легко получить

$$A \frac{1 - 2\mu_2}{1 + \mu_2} = \frac{r_1 - 1}{r_1 + 2} \frac{2}{(\sqrt{2} \sin \varphi_2 + \cos \varphi_2) \cos \varphi_2}, \quad (6)$$

$$A \frac{1 - 2\mu_2}{1 + \mu_2} = \frac{8(r_2 - 1)}{B - 2r_2(3 \sin^2 \varphi_2 - 1)}, \quad (7)$$

$$A \frac{1 - 2\mu_2}{1 + \mu_2} = \frac{8(r_3 - 1)}{B + r_3(5 \cos^2 \varphi_2 + 6\sqrt{2} \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 + 2 \sin^2 \varphi_2)}, \quad (8)$$

где

$$B = 7 \cos^2 \varphi_2 + 6\sqrt{2} \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 - 2 \sin^2 \varphi_2.$$

При измерениях величин r_2 и r_3 используется один образец в виде прямоугольного параллелепипеда, грани которого соответствуют плоскостям (110), ($\bar{1}\bar{1}0$) и (001) [6,7]. Поэтому относительный вклад переориентирующихся дефектов для этих измерений одинаков. Тогда, приравняв правые части равенств (7) и (8), получим уравнение для определения φ_2 , соответствующего измеренным значениям r_2 и r_3 . Подстановка в это уравнение величин $r_2 \simeq 1.37$ и $r_3 \simeq 1.95$ [6,7] дает одно из решений $\varphi_2 \simeq 28^\circ 40'$. Другое решение $\varphi_2 \simeq 145^\circ$ не может удовлетворить равенству (6) при экспериментальных значениях $r_1 = 1.3-1.5$ (рис. 1 и работы [6,7]), поскольку согласно определению $0 \leq A \leq 1$ и $0 \leq \mu_2 \leq 1$. Физический смысл этого результата состоит в том, что при $\varphi_2 \simeq 145^\circ$ ось оптического диполя в любой конфигурации близка к исходной тригональной оси переориентирующегося комплекса $V_{\text{Ga}}-\text{Te}_{\text{As}}$ и индуцированный давлением переход этих комплексов в конфигурацию с меньшей энергией (выстраивание дисторсий) слабо меняет суммарную поляризацию излучения всей системы, т.е. r_1 должно оставаться близким к 1 (меньше 1.3) даже при $A = 1$ и $\mu_2 = 0$.

С другой стороны, решая систему равенств (1) и (2) относительно φ_1 и μ_1 , можно получить

$$\begin{aligned} & \text{tg } \varphi_1 \\ &= \frac{\text{tg } \varphi_2 \pm \sqrt{\text{tg}^2 \varphi_2 + \frac{\rho_1}{\rho_2} (2 \text{tg}^2 \varphi_2 - 1) \left[1 + \frac{\rho_1}{\rho_2} (2 \text{tg}^2 \varphi_2 - 1) \right]}}{\frac{\rho_1}{\rho_2} (2 \text{tg}^2 \varphi_2 - 1)}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\mu_1 = \frac{1}{2} - \frac{3(1 + \mu_2)}{2(1 + \mu_2) + C(1 - 2\mu_2)}, \quad (10)$$

где

$$C = \left[3 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 (\cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + 4 \sin \varphi_1 \sin \varphi_2) \right].$$

Подстановка в (9) $\rho_1 \simeq 0.28$ и $\rho_2 \simeq 0.08$ (рис. 3) и полученного выше значения $\varphi_2 \simeq 28^\circ 40'$ дает две величины для φ_1 : $8^\circ 55'$ и 137° . Использование этих значений в соотношении (10) показывает, что условию $0 \leq \mu_1 \leq 1$ при $0 \leq \mu_2 \leq 1$ удовлетворяет только значение $\varphi_1 = 8^\circ 55'$. При этом из (10) следует, что

$$\mu_1 = \frac{0.91 - 3.5\mu_2}{3.5 - 5.32\mu_2}. \quad (11)$$

Это соотношение с учетом ограничений, накладываемых на μ_1 и μ_2 по определению, позволяет установить, что величина μ_1 лежит в диапазоне 0–0.26, а величина μ_2 — соответственно в диапазоне 0.26–0. Таким образом, диполи, описывающие поляризационные свойства

1.2 эВ полосы излучения в *n*-GaAs:Te, характеризуются следующими величинами параметров:

$$\varphi_1 \simeq 9^\circ, \quad \mu_1 = 0-0.26, \quad \varphi_2 \simeq 29^\circ, \quad \mu_2 = 0.26-0.$$

Доля переориентирующихся дефектов A для каждого из исследованных образцов может быть оценена из (6), (7) или (8) с использованием экспериментальных значений r_1, r_2 или r_3 и оценок μ_2 и φ_2 . Для образца, использовавшегося для измерений r_2 и r_3 в работах [6,7], это дает значение $A = 0.83-0.32$. Для образцов 1–3 на рис. 1 величины A соответственно лежат в диапазонах 0.55–0.21, 0.44–0.17, 0.31–0.11.

4. Обсуждение результатов и заключение

Прежде всего отметим, что приведенный выше анализ поляризации фотолюминесценции позволил однозначно определить положение осей оптических диполей излучающего и поглощающего состояний исследуемых дефектов, несмотря на то что использованные для этого уравнения имеют несколько действительных решений.

Полученные результаты свидетельствуют, что оси диполей, описывающих поглощение и излучение света, заметно различаются и в обоих случаях сильно отклонены от направления исходной тригональной оси комплекса $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$. Подобное поведение связано со статическим эффектом Яна–Теллера. Действительно, если этот эффект и вызванные им три эквивалентные моноклинные конфигурации отсутствуют, то ось оптического диполя должна совпадать с тригональной осью комплекса $V_{\text{Ga}}-\text{Te}_{\text{As}}$. В противоположном случае, когда влияние донора в комплексе пренебрежимо мало по сравнению с ян–теллеровским взаимодействием, поведение комплекса становится подобным поведению изолированной вакансии V_{Ga} , которая, согласно результатам [20], благодаря эффекту Яна–Теллера искажена тригонально. Отсюда следует, что в этом случае направление оси оптического диполя в каждой из трех эквивалентных конфигураций должно стремиться к одной из осей $\langle 111 \rangle$ кристалла, не совпадающих с осью $V_{\text{Ga}}-\text{Te}_{\text{As}}$. Таким образом, направление оптического диполя позволяет качественно судить об относительной роли влияния донора и эффекта Яна–Теллера в формировании электронных свойств комплекса.

Оцененное в предыдущем разделе значение $\varphi_1 \simeq 9^\circ$ показывает, что в поглощающем состоянии влияние донора и ян–теллеровского искажения сравнимы, хотя первое несколько меньше второго (ось оптического диполя отклонена на значительный угол как от оси $V_{\text{Ga}}-\text{Te}_{\text{As}}$, так и от другой тригональной оси, лежащей в плоскости симметрии (рис. 5), хотя и находится ближе к последней). Этот вывод совпадает с результатами

работы [19], в которой соотношение между эффектом Яна–Теллера и влиянием донора оценивалось по расщеплению энергии ян–теллеровских конфигураций при одноосных давлениях.

Излучающее состояние в отличие от поглощающего в значительно большей степени испытывает влияние эффекта Яна–Теллера, поскольку характеризуется диполем, ось которого близка к оси тригонального ян–теллеровского искажения изолированной вакансии ($\varphi_1 \simeq 29^\circ$). Подобное различие согласуется с общими представлениями о величине эффекта Яна–Теллера и возможном числе дырок, локализованных на вакансионных орбиталях комплекса $V_{Ga}Te_{As}$ в излучающем и поглощающем свет состояниях [19], а также подтверждается существованием низкотемпературных переориентаций дисторсий комплекса только в поглощающем состоянии [18].

Природа непереориентирующихся дефектов неизвестна. Близость их характеристик к характеристикам переориентирующихся комплексов позволяет предположить, что эти дефекты также содержат V_{Ga} и донор, и связывают дырку на вакансионном состоянии. Этим условиям удовлетворяет дефект, в котором донор (Te_{As}) находится не в ближайшем к V_{Ga} узле анионной подрешетки, а в узле, следующем за ним. Возможно также, что вблизи (в подобном же узле или следующих за ним) находится еще один донор или другой дефект.¹

Низкая исходная симметрия подобных дефектов и достаточно сильное влияние доноров, находящихся на небольшом расстоянии от V_{Ga} , может привести к значительному расщеплению энергии ранее эквивалентных ян–теллеровских конфигураций и отсутствию переориентации даже при одноосных давлениях. Спектры излучения и поглощения такого дефекта, по-видимому, близки к спектрам исходно тригонального комплекса $V_{Ga}Te_{As}$, поскольку влияние донора не является доминирующим. Действительно, как следует из работ [8,22], спектры излучения и поглощения комплексов $V_{Ga}Sn_{Ga}$, $V_{Ga}Si_{Ga}$ и $V_{Ga}Te_{As}$ практически совпадают, хотя в первых двух дефектах донор находится в узле катионной подрешетки и потому более удален от V_{Ga} . Одинаковые спектры излучения наблюдались также в ZnSe для френкелевских пар $V_{Zn}-Zn_i$, в которых Zn_i находился в различных, но близких к V_{Zn} междоузлиях [23]. Однако возможность существования описанных выше дефектов в исследованных кристаллах $n-GaAs:Te$ в достаточной большой концентрации неясна и требует дальнейших исследований.

Работа поддержана РФФИ (грант № 98-02-18327).

Список литературы

- [1] E.W. Williams. Phys. Rev., **168**, 922 (1968).
- [2] E.W. Williams, H.B. Bebb. *Semiconductors and Semimetals*, ed by R.K. Willardson, A.C. Beer (Academic Press, N.Y.–London, 1972) v. 8, p. 321.
- [3] Ф.М. Воробкало, К.Д. Глинчук, А.В. Прохорович. ФТП, **7**, 896 (1973).
- [4] H.G. Guislain, L. De Wolf, P. Clauws. J. Electron. Mater., **7**, 83 (1978).
- [5] И.Я. Буянова, С.С. Остапенко, М.К. Шейнкман. ФТТ, **27**, 748 (1985).
- [6] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков, В.Р. Сосновский. ФТП, **26**, 1269 (1992).
- [7] A. Gutkin, M. Reshchikov, V. Sedov, V. Sosnovski. Proc. Estonian Acad. Sci. Phys. Math., **44**, 212 (1995).
- [8] A.A. Gutkin, N.S. Averkiev, M.A. Reshchikov, V.E. Sedov. Proc. 18th Int. Conf. on Defects in Semicond. (Sendai, Japan, July 23–28, 1995), ed. by M. Suezawa, H. Katayama–Yoshida [Mater. Sci. Forum., **196–201**, pt. 1, 231 (1995)].
- [9] N.S. Averkiev, A.A. Gutkin, E.B. Osipov, M.A. Reshchikov, V.R. Sosnovski. Proc. 1st Nat. Conf. on Defects in Semicond. (St.Petersburg, Russia, April 26–30, 1992), ed. by N.T. Bagraev [Def. Dif. Forum., **103–106**, 31 (1993)].
- [10] G.D. Watkins, J.W. Corbett. Phys. Rev., **134**, A1359 (1964).
- [11] E.L. Elkin, G.D. Watkins. Phys. Rev., **174**, 881 (1968).
- [12] А.А. Гуткин, М.А. Решиков, В.Е. Седов. *Тр. между. конф. "Физические процессы в неупорядоченных полупроводниковых структурах"* (Ульяновск, Изд-во УлГУ, 1999) с. 12.
- [13] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков, В.Е. Седов, В.Р. Сосновский. ФТП, **25**, 58 (1991).
- [14] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков, В.Е. Седов, В.Р. Сосновский. ФТП, **25**, 50 (1991).
- [15] П.П. Феофилов. *Поляризованная фотолуминесценция атомов, молекул, кристаллов* (М., Физматгиз, 1959).
- [16] Е.Е. Букке, Н.Н. Григорьев, М.В. Фок. Тр. ФИАН, **79**, 108 (1974).
- [17] А.А. Гуткин, М.А. Решиков, В.Е. Седов. ФТП, **31**, 1062 (1997).
- [18] A.A. Gutkin, M.A. Reshchikov, V.E. Sedov. Zeitschrift für Physikalische Chemie, **200**, 217 (1999).
- [19] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, М.А. Решиков. ФТП, **33**, 1323 (1999).
- [20] Y.Q. Jia, H.J. von Bardeleben, D. Stievenard, C. Delerue. Phys. Rev. B, **45**, 1645 (1992).
- [21] В.И. Вовненко, К.Д. Глинчук, А.В. Прохорович. ФТП, **10**, 1097 (1976).
- [22] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, М.А. Решиков, В.Е. Седов. ФТП, **30**, 1123 (1996).
- [23] F.C. Rong, W.A. Barry, J.F. Donegan, G.D. Watkins. Phys. Rev. B, **54**, 7779 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

¹ Отметим, что в работе [21] для объяснения небольших вариаций параметров полосы фотолуминесценции 1.2 эВ в различных образцах предполагалось, что эта полоса обусловлена различными модификациями ассоциаций комплекса $V_{Ga}Te_{As}$ с другими дефектами.

Comparison of polarizations of the 1.2 eV photoluminescence band in an *n*-type GaAs:Te caused by application of a uniaxial pressure or by resonant polarized excitation

A.A. Gutkin, M.A. Reshchikov, V.E. Sedov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract It is shown that 1.2 eV photoluminescence (PL) band in *n*-type GaAs:Te, which is related to emission of the reorienting $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ Jahn–Teller complexes, contains a contribution from non-reorienting defects. The parameters of the optical dipoles of both types of the defects are close. Assuming that these parameters are the same, we have obtained an analytical expression, which links the values of polarization of the 1.2 eV PL band at uniaxial pressure or at resonant polarized excitation with dipole parameters and with relative contribution from reorienting and non-reorienting defects into the PL. The method is developed to estimate mentioned characteristics from the experimental data. It is shown that relative contributions from defects of each type into the 1.2 eV PL band is comparable being different for different samples. Analysis of the obtained angles which characterize the directions of the optical dipoles axes for the defects in the light-absorbing and light-emitting states indicates that in the first state the effects of the donor and the Jahn–Teller distortion on the vacancy orbitals of the $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ complex are comparable, while in the later state the Jahn–Teller distortions contribution is dominant.