

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ЦЕНТРА, ВЫЗЫВАЮЩЕГО ПОЛОСУ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ С МАКСИМУМОМ ВБЛИЗИ 1.18 эВ В GaAs : Te

I. ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Решиков М. А.,
Седов В. Е., Сосновский В. Р.

При температурах 4.2 и 77 К измерены спектры возбуждения и поляризационные диаграммы примесной фотолюминесценции n -GaAs : Te в широкой полосе с максимумом при энергии фотонов ~ 1.18 эВ. Обнаружено существование двух возбужденных состояний примесного центра, вызывающего фотолюминесценцию. Показано, что результаты эксперимента объясняются в предположении о моноклинной симметрии этого центра. Равновесные моноклинные искажения центра при поглощении и излучении различны (двухдипольное приближение) из-за релаксации решетки. Оценены величины возможных расщеплений возбужденных состояний в этих равновесных конфигурациях.

В n -GaAs, выращенном методом Чохральского и легированном Te (концентрация Te $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$ и выше), обычно наблюдается широкая полоса фотолюминесценции (ФЛ) с максимумом вблизи энергии фотонов 1.17—1.20 эВ (при температуре 77 К). Эта полоса связывается с комплексом, состоящим из расположенных в соседних узлах вакансий Ga (V_{Ga}) и Te_{As} [1-3]. Соответствующее тригональной симметрии такого комплекса анизотропное поведение поляризации указанной полосы ФЛ при резонансном поляризованном возбуждении центра наблюдалось в работе [4]. Вместе с тем ряд особенностей ФЛ рассматриваемого центра интерпретировался в предположении, что помимо пары $V_{Ga}Te_{As}$ комплекс включает еще один или несколько дефектов (например, V_{As}^+ , Te^+) [5]. Такие дефекты изменяют энергетические уровни комплекса [5] и могут понизить его симметрию.

В настоящей и следующей за ней [6] работах приводятся результаты детального исследования анизотропных свойств полосы ФЛ с максимумом при энергии фотонов 1.18 эВ в GaAs : Te (спектры возбуждения, поляризация ФЛ при резонансном поляризованном возбуждении, влияние одноосного сжатия кристалла) и рассматривается модель электронного строения центра, описывающая наблюдавшиеся закономерности.

1. Методика эксперимента

Исследуемые образцы вырезались из трех промышленных монокристаллов n -GaAs : Te, выращенных методом Чохральского в направлении [100]. Концентрация свободных электронов (n_0) при комнатной температуре в этих образцах составляла 10^{17} — $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Типичный размер образцов $20 \times 15 \times 3$ мм.

Исследование поляризационных характеристик ФЛ проводилось по методике, аналогичной [4], в ортогональной схеме (рис. 1, а). Степень поляризации ФЛ при различных ориентациях плоскости поляризации возбуждающего света, задаваемых углом η (рис. 1, а), определялась по формуле

$$\rho(\eta) = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}, \quad (1)$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} — интенсивность ФЛ, измеренная при двух взаимно перпендикулярных положениях плоскости поляризации анализатора (рис. 1). Измерения проводились при следующих ориентациях образцов (первой указывается освещаемая грань, второй — грань, со стороны которой ведется наблюдение): (100)—(010), (100)—(011), (110)—(001), (110)—(110). Спектры возбуждения ФЛ исследовались как в ортогональной схеме, так и в схеме «на отражение» (рис. 1, б). Образцы помещались в жидкий азот ($T=77$ К) и жидкий гелий ($T=4.2$ К). Излучение регистрировалось германиевым фотодиодом, а в области энергий $\hbar\omega_{\text{н}} \geq 1.15$ эВ также и фотоэлектронным умножителем с высокой квантовой эффективностью фотокатода (более 0.3 % на длине волны 1.06 мкм). Фотоприемники охлаждались парами азота.

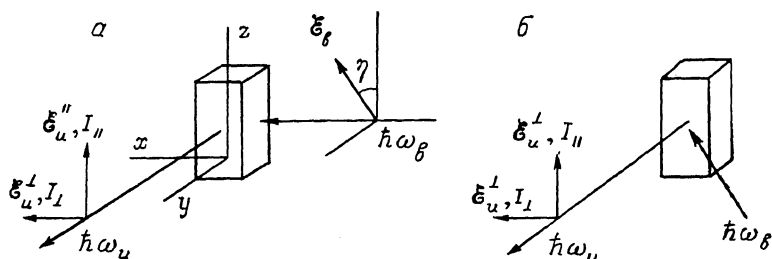


Рис. 1. Схемы оптических экспериментов.

а — ортогональная схема, б — схема «на отражение». Пояснения в тексте. Направления осей x, y, z соответствуют случаю ориентации образца (100)—(010).

2. Результаты эксперимента

На рис. 2 показаны спектры ФЛ исследуемого центра $I(\hbar\omega_{\text{н}})$ и спектры возбуждения этой ФЛ, приведенные к равному числу падающих на образец фотонов. На рис. 3 показано изменение степени поляризации ФЛ $\Delta\rho =$

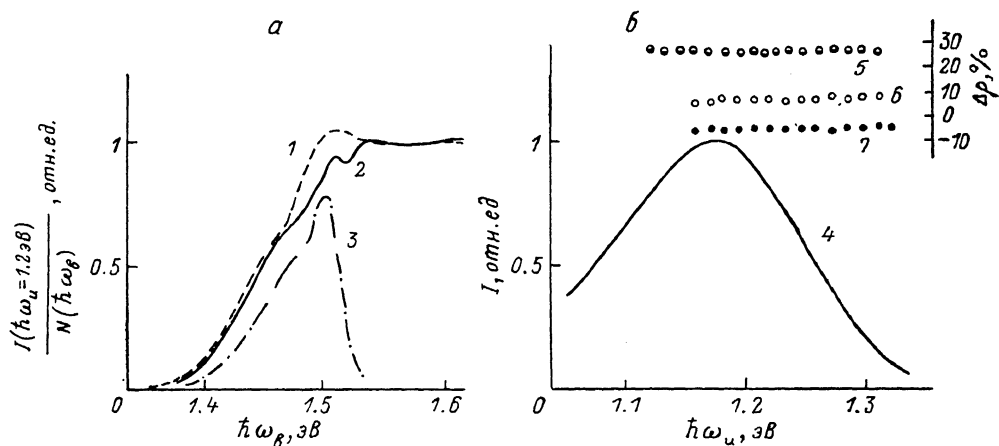


Рис. 2. Примесная полоса фотолюминесценции в $n\text{-GaAs:Te}$.

а — спектр возбуждения ФЛ ($\hbar\omega_{\text{н}}=1.2$ эВ), б — спектр ФЛ и $\Delta\rho$ ($\hbar\omega_{\text{н}}=1.43$ эВ). $T, \text{ К}$: 1, 3, 7 — 77; 2 — 4.2. 3—7 — ортогональная схема эксперимента. Ориентации кристалла: 5 — (011)—(100), 6 — (100)—(010), 7 — (110)—(110). 1, 2 — схема на отражение. $n_0 \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

$=\rho(0) - \rho(90)$ по спектру возбуждения для четырех различных ориентаций кристалла в ортогональной схеме. Из рис. 2 и 3 видно, что при $T=77$ К могут быть выделены две области возбуждения. Области резонансного возбуждения соответствует широкая полоса вблизи края фундаментального поглощения GaAs, для которой $\Delta\rho \neq 0$. Области возбуждения за счет межзонных переходов в ортогональной схеме измерений соответствует неполяризованная ФЛ ($\Delta\rho=0$). В схеме на отражение интенсивность неполяризованной ФЛ не зависит от энер-

гии фотонов возбуждающего света (рис. 2, а).¹ В первой области при всех ориентациях образца $\Delta\rho$ практически постоянно по спектру возбуждения в диапазоне энергий $\hbar\omega_{\text{в}} \approx 1.35 \div 1.45$ эВ и одинаково при температурах 4.2 и 77 К (рис. 3). Разброс величины $\Delta\rho$ в этой области возбуждения для образцов с различным содержанием Те ($n_0 = 10^{12} \div 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³) лежал в пределах погрешности измерений (менее 1.5% для ориентации образца с максимальной величиной $\Delta\rho$).

При уменьшении длины волны возбуждающего света ($\hbar\omega_{\text{в}} \geq 1.46$ для $T=77$ и $\hbar\omega_{\text{в}} \geq 1.48$ эВ для $T=4.2$ К) наблюдается быстрое падение абсолютной величины $\Delta\rho$, за которым следует смена знака поляризации (по крайней мере, при ориентациях, представленных на рис. 3, а—в). Такое поведение $\Delta\rho$ может

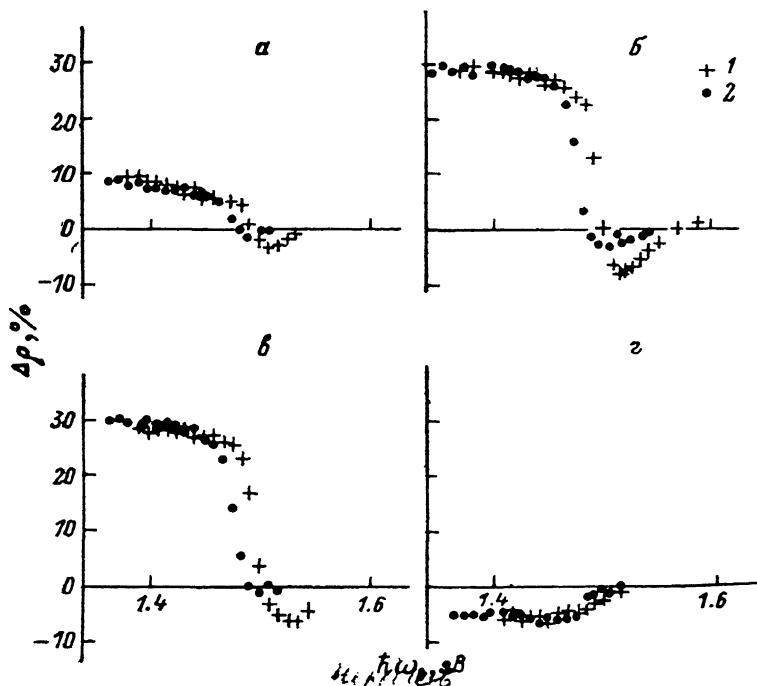


Рис. 3. Изменение степени поляризации $\Delta\rho = \rho(0) - \rho(90)$ ФЛ при $\hbar\omega_{\text{в}} = 1.2$ эВ в зависимости от энергии фотонов возбуждающего света.

Ориентации кристалла: а — (100)—(010), б — (100)—(011), в — (110)—(001), г — (110)—(110). Т, К: 1 — 4.2, 2 — 77. $n_0 \approx 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

свидетельствовать о возбуждении ФЛ за счет резонансных переходов в еще одно, более высокоэнергетичное, возбужденное состояние. По-видимому, эти переходы проявляются также в виде особенности спектра возбуждения вблизи $\hbar\omega_{\text{в}} = 1.5$ эВ при $T=4.2$ К (рис. 2, а). В некоторых образцах указанная особенность спектров возбуждения, а иногда и смена знака $\Delta\rho$ не наблюдались. Это связано с неодинаковыми соотношениями резонансного и нерезонансного возбуждения вблизи края фундаментального поглощения в разных образцах, что обусловлено различиями в концентрациях исследуемых комплексов, сдвиге Мосса—Бурштейна и размытии края основной полосы поглощения.

Форма исследуемой полосы ФЛ не зависела от длины волны возбуждающего света, а величины $\Delta\rho$, $\rho(0)$ и $\rho(90)$ были практически постоянны по спектру ФЛ в области, доступной для их измерения ($\hbar\omega_{\text{в}} \geq 1.15$ эВ) (рис. 2, б). Поляризационные диаграммы (ПД) [зависимость $\rho(\eta)$ в области постоянства $\Delta\rho$ ($\hbar\omega_{\text{в}} = 1.35 \div 1.45$ эВ)] показаны на рис. 4. При изменении угла η от 0 до 90 град степень линейной поляризации ФЛ изменялась от 7—8% до 0 при ориентации образца (100)—(010), от 16 до —12% — (100)—(011), от 28% до 0 — (011)—(100) и от 7 до 12% — (110)—(110).

¹ Согласно нашим измерениям, коэффициент поглощения света в области $\hbar\omega_{\text{в}} < 1.48$ эВ не превышает 10 см⁻¹, тогда как в собственной области спектра ($\hbar\omega_{\text{в}} > 1.52$ эВ) достигает $\sim 10^4$ см⁻¹. Поэтому в ортогональной схеме спектр возбуждения сильно искажается за счет поглощения высокоэнергетичных фотонов приповерхностным слоем полупроводника.

3. Численный анализ поляризационных диаграмм

В области $\hbar\omega_n \geq 1.46$ эВ ФЛ возбуждается оптическими переходами на первое и второе возбужденные состояния и межзонными переходами. Эти механизмы возбуждения вносят различный и трудно учитываемый вклад в поляризацию ФЛ. В связи с этим мы будем количественно анализировать ПД в области $\hbar\omega_n \leq 1.45$ эВ (рис. 4), соответствующей только переходам на первое возбужденное состояние. Экспериментальные ПД, как показывает сопоставление с расчетами в однодипольном (излучающий и поглощающий диполи совпадают) и двухдипольном (излучающий и поглощающий диполи не совпадают) приближениях, свидетельствуют, что ось диполя, излучающего свет, не может быть

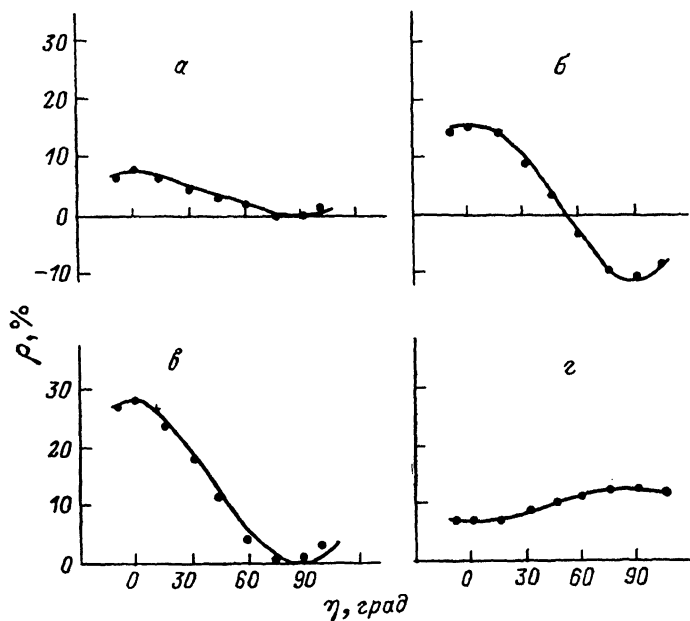


Рис. 4. Поляризационные диаграммы люминесценции.

$\hbar\omega_n = 1.43$ эВ, $\hbar\omega_n = 1.2$ эВ. $T = 77$ К. Ориентации кристалла те же, что и на рис. 3. $n_0 \approx 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Кривые — расчет при следующих значениях параметров: $\delta_{110} = 80$ мэВ, $\delta_{111} = -29$ мэВ при поглощении и $\delta_{110} = 22$ мэВ, $\delta_{111} = 100$ мэВ при излучении, $\Delta_{60} = 50$ мэВ.

параллельна ни одной из главных осей кристалла (C_4 , C_3 , C_2), а ось диполя, поглощающего свет, не может быть параллельна осям C_4 и C_3 . В частности, на существование составляющей момента излучающего диполя, параллельной оси $\langle 111 \rangle$, указывает рост ρ (η) при изменении η от 0 до $\pi/2$ на рис. 4, в. В то же время ненулевая величина $\rho(0)$ в диаграммах а и г на рис. 4 свидетельствует о том, что этот момент имеет составляющую, не совпадающую с осью $\langle 111 \rangle$. Таким образом, ни при излучении, ни при поглощении фотона центр не имеет тригональной симметрии, как того можно было бы ожидать для комплекса, представляющего собой изолированную пару, состоящую из V_{Ga} и Te_{As} , расположенных строго в соседних узлах.

Для выяснения возможности описания приведенных выше данных в рамках одной модели, а также для оценки величин параметров электронной структуры центра попытаемся, пользуясь простейшими предположениями об электронном строении центра, количественно аппроксимировать полученные ПД. Будем считать, что исходные волновые функции центра имеют в основном состоянии симметрию s -типа, а в возбужденном — p -типа. Искажения центра в обоих состояниях будем рассматривать как суперпозицию искажений вдоль оси $\langle 111 \rangle$ и одной из других кристаллографических осей. Симметрия этих внутренних искажений совпадает с симметрией деформации кристалла, вводимых внешней нагрузкой, приложенной вдоль соответствующих направлений. В связи с этим возмущения, вызванные внутренними искажениями, будем описывать анало-

гично возмущениям, обусловленным соответствующими внешними деформациями.

Оказалось, что экспериментальные ПД хорошо описываются, если в качестве осей искажения приять либо оси $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, лежащие в одной плоскости типа $\{110\}$, либо оси $\langle 111 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$. В обоих случаях плоскость типа $\{110\}$ является плоскостью симметрии, и центр имеет моноклинную симметрию (группа C_2). Число различных ориентаций центра равно 12. Соотношение между величинами искажений вдоль указанных выше осей, которое может быть в принципе различно для основного и возбужденного состояний, в значительной мере определяет ПД центра. Кроме того, влияние на поляризацию ФЛ оказывает и величина спин-орбитального расщепления возбужденного состояния (Δ_{co}). Для описания возбужденного состояния в качестве базисных электронных волновых функций удобно взять функции, соответствующие состояниям, расщепленным на величину Δ_{co} , классифицируемые по полному моменту $J=3/2$ и $1/2$ и его проекции на ось z : $\varphi_1 = |3/2, 3/2\rangle$, $\varphi_2 = |3/2, 1/2\rangle$, $\varphi_3 = |3/2, -1/2\rangle$, $\varphi_4 = |3/2, -3/2\rangle$, $\varphi_5 = |1/2, 1/2\rangle$, $\varphi_6 = |1/2, -1/2\rangle$. Матрица гамильтониана, учитывающего влияние внутренних деформаций $\epsilon'_{\alpha\beta}$ в базисе этих функций, имеет вид

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_1 & \sqrt{2} \mathcal{H}_3 & \mathcal{H}_2 & 0 & -\mathcal{H}_3 & -\sqrt{2} \mathcal{H}_2 \\ \sqrt{2} \mathcal{H}_3^* & -\mathcal{H}_1 & 0 & \mathcal{H}_2 & \sqrt{2} \mathcal{H}_1 & \sqrt{3} \mathcal{H}_3 \\ \mathcal{H}_2^* & 0 & -\mathcal{H}_1 & -\sqrt{2} \mathcal{H}_3 & \sqrt{3} \mathcal{H}_3^* & -\sqrt{2} \mathcal{H}_1 \\ 0 & \mathcal{H}_2^* & -\sqrt{2} \mathcal{H}_3^* & \mathcal{H}_1 & \sqrt{2} \mathcal{H}_2^* & -\mathcal{H}_3^* \\ -\mathcal{H}_3^* & \sqrt{2} \mathcal{H}_1 & \sqrt{3} \mathcal{H}_3 & \sqrt{2} \mathcal{H}_2 & \Delta_{co} & 0 \\ -\sqrt{2} \mathcal{H}_2^* & \sqrt{3} \mathcal{H}_3^* & -\sqrt{2} \mathcal{H}_1 & -\mathcal{H}_3 & 0 & \Delta_{co} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\mathcal{H}_1 = b' \epsilon'_1$, $\mathcal{H}_2 = \sqrt{3} b' \epsilon'_2 - id' \epsilon'_{xy}$, $\mathcal{H}_3 = d' (\epsilon'_{xx} - i \epsilon'_{yz}) / \sqrt{2}$, $\epsilon'_1 = \epsilon'_{zz} - (\epsilon'_{xx} + \epsilon'_{yy}) / 2$, $\epsilon'_2 = (\epsilon'_{xx} - \epsilon'_{yy}) / 2$; коэффициенты b' и d' имеют смысл констант деформационного потенциала возбужденного состояния для внутренних искажений; оси x, y, z направлены вдоль оси $\langle 100 \rangle$. Так как изменение объема вблизи центра не сказывается на расщеплении уровней и поляризационных характеристиках ФЛ, а лишь изменяет положение центра тяжести расщепившихся подуровней, для внутренних искажений ϵ' будем полагать $\text{Sp} \epsilon = 0$. Тогда для искажения только вдоль оси $[111]$ $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_{yz} = \epsilon'_{xz}$, $\epsilon'_{xx} = \epsilon'_{yy} = \epsilon'_{zz} = 0$. Для искажения только вдоль оси $[001]$ $\epsilon'_{xx} = \epsilon'_{yy} = -\epsilon'_{zz} / 2$, $\epsilon'_{xy} = \epsilon'_{yz} = \epsilon'_{xz} = 0$. Для искажения только вдоль оси $[110]$ $\epsilon'_{yz} = \epsilon'_{xx} = 0$, $\epsilon'_{xx} = \epsilon'_{yy} = -\epsilon'_{zz} / 2 \sim \epsilon'_{yz} \neq 0$. В случае одновременного искажения центра вдоль двух осей входящие в $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2, \mathcal{H}_3$ компоненты тензора внутренней деформации $\epsilon'_{\alpha\beta}$ представляют собой сумму соответствующих компонент для искажений вдоль каждой из осей. При этом энергии двух нижних подуровней возбужденного состояния в общем случае равны двум наименьшим корням уравнения

$$E^3 - pE + q = 0, \quad (3)$$

где

$$p = \Delta_{co}^2 / 3 + 3 [b'^2 (\epsilon_1'^2 + 3\epsilon_2'^2) + d'^2 (\epsilon_{xy}'^2 + \epsilon_{yz}'^2 + \epsilon_{zx}'^2)],$$

$$q = 2b^3 \epsilon_1'^3 + 3b' \epsilon_1' [d'^2 (\epsilon_{xx}'^2 + \epsilon_{yy}'^2 - 2\epsilon_{xy}'^2) + 6b'^2 \epsilon_2'^2] + 9b' \epsilon_2' d'^2 (\epsilon_{yz}'^2 - \epsilon_{yx}'^2) + 6\sqrt{3} d'^3 \epsilon_{xy}' \epsilon_{yz}' \epsilon_{zx}' - 2\Delta_{co}^3 / 27.$$

Расщепление подуровней δ определяется разностью этих энергий. Для предельных случаев $\Delta_{co} = 0$ и $\Delta_{co} \rightarrow \infty$ при искажениях вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$

$$\delta (\Delta_{co} = 0) = 3/2 \sqrt{\delta_{001}^2 + \delta_{111}^2} - 2/3 \delta_{001} \delta_{111}, \quad (4a)$$

$$\delta (\Delta_{co} \rightarrow \infty) = \sqrt{\delta_{001}^2 + \delta_{111}^2}, \quad (4b)$$

при искажениях вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$

$$\delta(\Delta_{co} \rightarrow \infty) = \frac{1}{2} \sqrt{\delta_{110}^2 + \delta_{111}^2 - \frac{2}{3} \delta_{110} \delta_{111}}, \quad (5a)$$

$$\delta(\Delta_{co} \rightarrow \infty) = \sqrt{\delta_{110}^2 + \delta_{111}^2 + \delta_{110} \delta_{111}}, \quad (5b)$$

где $\delta_{111} = 2\sqrt{3}d'\epsilon'_{xy}$, $\delta_{001} = 2b'\epsilon'_1$, $\delta_{110} = 4b'\epsilon'_1 = -4d'\epsilon'_{xy}/\sqrt{3}$ (сферическое приближение) являются в общем случае параметрами расщепления. Эти параметры равны самим расщеплениям при $\Delta_{co} \rightarrow \infty$ и в случае искажений только вдоль одной оси $\langle 111 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ или $\langle 110 \rangle$ соответственно. Для конечного Δ_{co} величины расщеплений подуровней лежат внутри сравнительно узкого интервала, определяемого (4a), (4б) или (5a), (5б). Как следует из рис. 2, 3, δ для искажений, соответствующих равновесной конфигурации центра в основном состоянии (конфигурация при поглощении фотона), составляет $\sim (40 \div 90)$ мэВ.

Вероятности переходов при поглощении и излучении света пропорциональны квадратам модулей матричных элементов оптического возмущения между основным и возбужденным состояниями. Эти возмущения $V_{\text{полг}}$ и $V_{\text{исл}}$ для исследуемых четырех ориентаций кристалла определяются выражениями

$$V_{\text{исл}}^{\parallel} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\parallel}z, \quad V_{\text{исл}}^{\perp} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\perp}x, \quad V_{\text{полг}}(\eta) = e\mathcal{E}_{\text{в}}(z \cos \eta + y \sin \eta), \quad (6a)$$

$$V_{\text{исл}}^{\parallel} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\parallel} \left(\frac{z-y}{\sqrt{2}} \right), \quad V_{\text{исл}}^{\perp} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\perp}x, \quad V_{\text{полг}}(\eta) = e\mathcal{E}_{\text{в}} \left[y \sin \left(\eta - \frac{\pi}{4} \right) + z \cos \left(\eta - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (6б)$$

$$V_{\text{исл}}^{\parallel} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\parallel} \left(\frac{z-y}{\sqrt{2}} \right), \quad V_{\text{исл}}^{\perp} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\perp} \left(\frac{y+z}{\sqrt{2}} \right), \quad V_{\text{полг}}(\eta) = e\mathcal{E}_{\text{в}} \left[x \sin \eta + \frac{z-y}{\sqrt{2}} \cos \eta \right], \quad (6в)$$

$$V_{\text{исл}}^{\parallel} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\parallel}z, \quad V_{\text{исл}}^{\perp} = e\mathcal{E}_{\text{н}}^{\perp} \left(\frac{x+y}{\sqrt{2}} \right), \quad V_{\text{полг}}(\eta) = e\mathcal{E}_{\text{в}} \left[\frac{x-y}{\sqrt{2}} \sin \eta + z \cos \eta \right], \quad (6г)$$

где $\mathcal{E}_{\text{в}}$ — амплитуда электрического вектора возбуждающей световой волны, $\mathcal{E}_{\text{н}}^{\parallel}$, $\mathcal{E}_{\text{н}}^{\perp}$ — единичные напряженности электрического поля световой волны, параллельные соответственно осям $[001]$ и $[100]$ в (6a), $[011]$ и $[100]$ в (6б), $[011]$ и $[011]$ в (6в), $[001]$ и $[110]$ в (6г); x, y, z — координаты. Входящие в (4) интенсивности ФЛ I_{\parallel} и I_{\perp} определяются суммированием вероятностей излучения для всех возможных ориентаций центра

$$I_{\parallel, \perp}(\eta) \sim \sum |\langle \psi_{\text{осн}} | V_{\text{исл}}^{\parallel, \perp} | \psi_{\text{возб}}(\delta_{\text{изл}}) \rangle|^2 |\langle \psi_{\text{возб}}(\delta_{\text{полг}}) | V_{\text{полг}}(\eta) | \psi_{\text{осн}} \rangle|^2, \quad (7)$$

где $\psi_{\text{осн}}$ — волновая функция центра в основном состоянии; $\psi_{\text{возб}}(\delta_{\text{изл}})$, $\psi_{\text{возб}}(\delta_{\text{полг}})$ — волновые функции в возбужденном состоянии, определяемые искажениями центра [параметрами δ_{111} и δ_{110} (δ_{001})] при излучении и поглощении.

Для определения возможных величин параметров расщепления δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) была использована следующая процедура. Задавая δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) при поглощении и аппроксимируя экспериментальную зависимость $\rho(\eta)$ с помощью выражений (4), (6) и (7) при различных значениях Δ_{co} , можно оценить величины δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) при излучении. Повторяя эту аппроксимацию для различных значений δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) при поглощении, ограниченных следующим из экспериментальных данных условием $\delta = (40 \div 90)$ мэВ, и предполагая, что величина Δ_{co} не может сильно превосходить спин-орбитальное расщепление валентной зоны GaAs (т. е. $\Delta_{co} \leq 0.5$ эВ), можно получить наборы величин δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) при поглощении и излучении, для которых расчетные зависимости $\rho(\eta)$ совпадают с экспериментальными для всех исследованных ориентаций кристалла (рис. 3, 4). Пример аппроксимации ПД при одном из наборов параметров центра в модели центра, искаженного вдоль направлений $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, лежащих в плоскости $\{110\}$, приведен на рис. 4. Результаты проделанных расчетов представлены в виде областей возможных значений δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) при поглощении и излучении (рис. 5). Связь между величинами этих параметров при поглощении

и излучении, дающая удовлетворительное описание эксперимента, показана на рис. 5 стрелками.

Кроме того, нами были проведены расчеты для центров, искажения которых являлись суперпозицией искажений вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, не лежащих в плоскости $\{110\}$, и для центров, искаженных вдоль двух осей типа $\langle 111 \rangle$. Для таких моделей не удавалось достичь согласия расчетных ПД с экспериментальными.

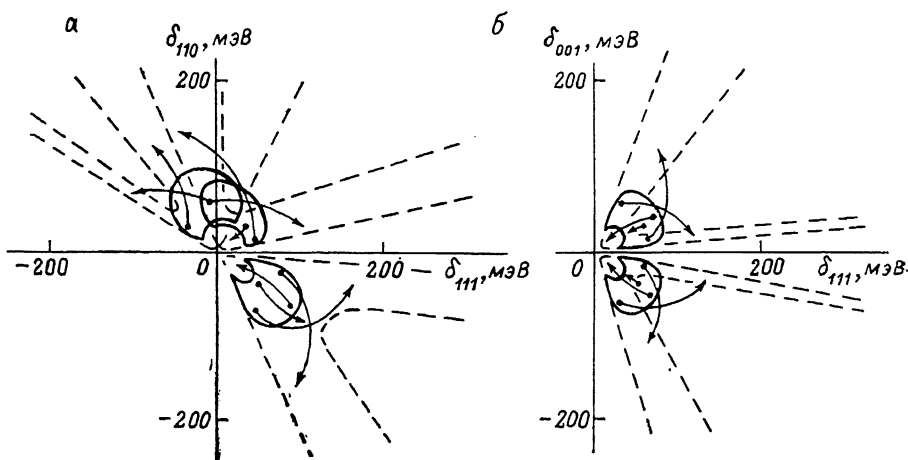


Рис. 5. Области возможных значений δ_{111} и δ_{110} (а), δ_{111} и δ_{001} (б) при поглощении и излучении. Сплошная линия — границы области при поглощении, штриховая — при излучении.

4. Обсуждение результатов

Проведенный анализ показывает, что ПД исследуемой полосы ФЛ могут быть объяснены в модели локального центра моноклинной симметрии. При этом равновесные искажения центра [т. е. величины δ_{111} и δ_{110} (δ_{001}) при поглощении и излучении] могут как совпадать, так и различаться. Последнее представляет собой более общий случай двухдипольного приближения и в рассмотренной нами модели является следствием релаксации решетки при возбуждении центра, происходящей из-за взаимодействия возбужденного состояния с внутренними неполносимметричными (относительно решетки) колебаниями. Следует отметить, что рассмотрение в этой модели переходов на верхний подуровень возбужденного состояния с последующей релаксацией системы на нижний подуровень и оптическим переходом с него в основное состояние дает ФЛ, для которой знак $\Delta\rho$ противоположен знаку, наблюдавшемуся для возбуждения на нижний подуровень. Это согласуется с данными эксперимента (рис. 3).

Существенной особенностью поведения поляризованной ФЛ исследуемого центра является практическое постоянство величин $\Delta\rho$, $\rho(0)$ и $\rho(90)$ в широком исследованном интервале энергий фотонов $\hbar\omega_n = (1.15 \div 1.30)$ эВ, охватывающем большую часть полосы ФЛ (рис. 2, б). Подобный факт может быть следствием доминирующего вклада в ширину полосы ФЛ полносимметричных нулевых колебаний центра, не меняющих его искажения. Однако результаты пьезоспектроскопических исследований ФЛ [6] показывают, что заметный вклад в ширину полосы ФЛ дают также и неполносимметричные колебания. В этом случае постоянство по спектру ФЛ накладывает некоторые ограничения на изменения искажений центра в возбужденном состоянии при нулевых колебаниях. В частности, при $\Delta_{co} = 0$ и при $\Delta_{co} \rightarrow \infty$ области искажений, приводящих к одним и тем же ρ , лежат на диаграмме рис. 5 на прямых, проходящих через начало координат. Конечность величины Δ_{co} приводит к трансформации этих прямых в отрезки некоторых кривых, размеры которых зависят от требований к постоянству величины ρ при изменении $\hbar\omega_n$ и от вклада полносимметричных колебаний в ширину полосы ФЛ. Соотношение вкладов в ширину полосы ФЛ от полно- и неполносимметричных колебаний, обеспечивающее постоянство ρ

в указанном диапазоне спектра излучения, будет рассмотрено в следующей работе [6].

Следует отметить, что предположение об s -типе симметрии основного состояния центра не является обязательным. Оно необходимо лишь для объяснения оптических переходов с определенной поляризацией, что может быть достигнуто подмешиванием к функции s -типа p -функции. Очевидно, что поляризационные характеристики при этом не изменятся, так как переходы между p -состояниями запрещены в дипольном приближении.

Рассмотренная модель центра является феноменологической, т. е. не базируется на микроскопическом описании. Однако, основываясь на интерпретации других экспериментальных данных [6], можно предположить, что причиной моноклинной симметрии комплекса является ассоциация парой $V_{Ga}Te_{As}$ еще одного дефекта. Тип и положение в решетке этого дефекта, по данным [5], могут быть различными. Однако различий в ПД для исследованных нами монокристаллов n -GaAs: Te не наблюдалось. Другой возможностью понижения симметрии может быть эффект Яна—Теллера в тригональном комплексе.

Список литературы

- [1] Williams E. W. // Phys. Rev. 1968. V. 168. N 3. P. 922—928.
- [2] Hwang C. J. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 11. P. 4584—4590.
- [3] Guislain H. J., De Wolf L., Clauws P. // J. of Electron. Mat. 1978. V. 7. N 1. P. 83—108.
- [4] Буянова И. А., Остапенко С. С., Шейнкман М. К. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 3. С. 748—755.
- [5] Вовненко В. И., Глинчук К. Д., Прохорович А. В. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 6. С. 1097—1100.
- [6] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Рещиков М. А., Седов В. Е., Сосновский В. Р. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 1. С. 58—66.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 7.08.1990
Принята к печати 17.08.1990