

УДК 621.315.592

## КРАЙ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ДЕФОРМАЦИИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$

Абдуллаев М. А., Гореленок А. Т., Кохановский С. И.,  
Макушенко Ю. М., Пуляевский Д. В., Сейсян Р. П.,  
Штенгель К. Э.

При 2 К исследован край поглощения слоев  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ , выращенных жидкофазной эпитаксией на подложках  $\text{InP}$  при  $x \approx 0.47$ . Анализ расщепления экситонной структуры на краю поглощения позволяет разделить вклады в деформацию рассогласования решеток слоя и подложки  $\Delta a_1/a_{\text{п}}$ , изменений состава по  $x$ , различного термического расширения подложки и слоя, и собственно ростовых напряжений. Это дает возможность точно установить значение запрещенного зазора  $e_g^0$  (2 К) =  $815.1 \pm 0.1$  мэВ для состава  $x^* = 0.468$  с совпадающими при 295 К параметрами решеток слоя и подложки, рассчитать величины зазора и деформаций при комнатной температуре при различных составах  $x \approx x^*$ .

1. Тройное полупроводниковое соединение из системы  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  при  $x = 0.47$  хорошо выращивается эпитаксиально на подложках из  $\text{InP}$  из-за совпадения постоянных решетки, обладает краем поглощения, соответствующим  $\lambda \approx 1.5 - 1.7$  мкм, и высокой подвижностью электронов при комнатной температуре. Это делает его перспективным материалом для оптоэлектроники, высокочастотной микроэлектроники и интегральной оптики. Естественно то большое внимание, которое в последнее время уделяется различными авторами изучению фундаментальных свойств этого материала, в частности краевой люминесценции [1-5] и края поглощения [6].

Однако полученные данные весьма неоднозначны, что объясняется применением материала, выращенного различными методами, с различными, часто довольно высокими концентрацией носителей заряда, колебаниями состава по  $x$  и напряжениями, неизбежно возникающими при изготовлении по ряду причин. Возможным является также влияние ряда специфических эффектов, связанных с флуктуациями состава.

2. Нами было выполнено комплексное исследование слоев  $n\text{-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  с толщиной  $d = 2 - 5$  мкм и относительно низкой концентрацией активной примеси:  $N_D - N_A$  составляла  $6 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при  $x$ , близком к 0.47. Подвижность электронов достигала  $\mu \approx 6 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В · с при 77 К, что позволяет отнести исследованные слои к числу наиболее высококачественных среди изучавшихся до настоящего времени. Слои были получены жидкофазной эпитаксией. При изготовлении образцов применялось введение в жидкую фазу различных РЗЭ при концентрациях 0.004 - 0.03 ат%. Рассогласование решеток в направлении нормали к подложке  $\Delta a_1 = a_{\text{InGaAs}} - a_{\text{InP}}$  измерялось при комнатной температуре рентгеновским дифрактометром.

Мы исследовали край поглощения, а также люминесценцию слоев при 2 К, при этом слои либо находились на подложке  $\text{InP}$ , либо стравливались с нее и исследовались в свободном виде. Люминесценция возбуждалась гелий-неоновым лазером при  $\lambda = 1.15$  мкм и твердотельным лазером на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  ( $\lambda = 1.06$  мкм). Поглощение измерялось германиевым фотодетектором при освещении монохроматическим пучком света на выходе дифракционного монохроматора МДР-2.

3. Край поглощения типичного образца  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  изображен на рис. 1, а. Мы видим кривую с двумя максимумами или максимумом и «ступень-

кой», типичную для экситонного края поглощения в одноосно деформированном кристалле [7]. Известно, что в случае алмазоподобных полупроводников деформация, связанная с различным расширением (сжатием) тонкого слоя и подложки, для некоторых кристаллографических осей вполне аналогична случаю одноосной деформации кристалла (см., например, [8]). Соответствующие энергии связи экситона  $R_+$  и  $R_-$  для двух валентных зон, вырождение которых при  $k=0$  снимается деформацией, легко рассчитываются. Сложение энергий

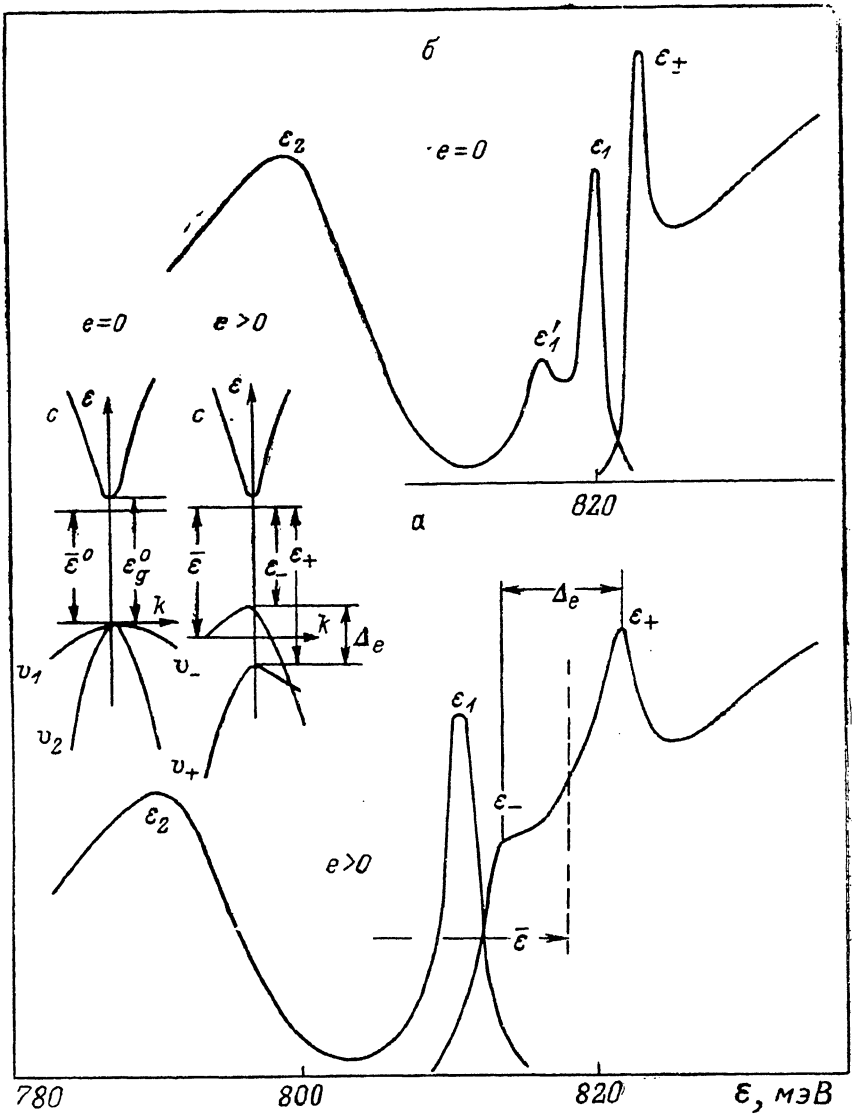


Рис. 1. Вид спектров края поглощения и фотолюминесценции кристаллов  $In_{1-x}Ga_xAs$  при  $x \approx 0.47$  ( $T = 2$  К). а — слой на подложке из InP, б — без подложки. Обозначения — в тексте и на зонной диаграмме (см. вставку).

связи  $R_{\pm}$  с энергией, соответствующей максимумам поглощения  $\epsilon_{\pm}$ , дает энергетические зазоры для деформированного кристалла (см. вставку на рис. 1). Сравнение подложки приводит к виду края поглощения с одним максимумом, соответствующим основному состоянию экситона  $n=1$  (рис. 1, б).

На рис. 1, а, б приведен также спектр низкотемпературной краевой люминесценции (НКЛ), снятый на тех же образцах. Наблюдаются главным образом два максимума НКЛ  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ ; наиболее коротковолновый  $\epsilon_1$  близок к экситонному максимуму поглощения, но смещен к меньшим энергиям. Более длинноволно-

вый отстает от первого на величину  $\sim 20$  мэВ. Принципиальным моментом является непостоянство длинноволнового смещения максимума  $\epsilon_1$  относительно ближайшего экситонного максимума поглощения  $\epsilon_+$ , возможно, связанное с флуктуациями потенциала краев зон; величина  $\delta = \epsilon_- - \epsilon_1$  находится для наших образцов в пределах  $0 \div 5$  мэВ. В некоторых образцах коротковолновая линия довольно узка и не превышает по полуширине  $\Delta\epsilon_{0,5} \approx 2.5$  мэВ. В таких образцах наблюдается еще одна, более слабая линия  $\epsilon'_1$ , обычно возгорающаяся при стравливании подложки.

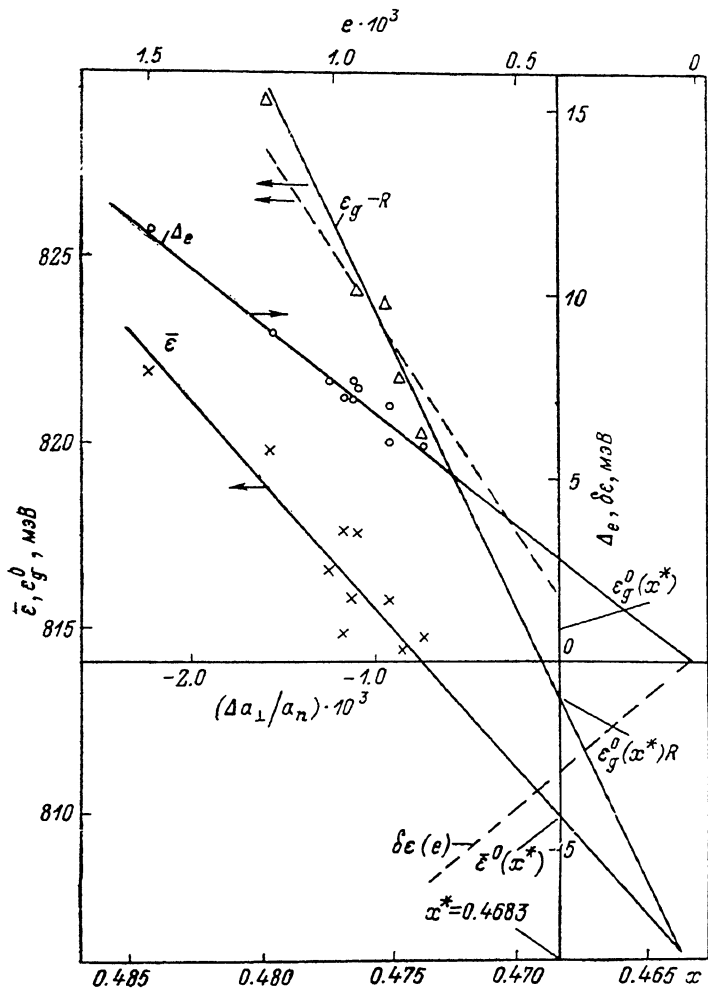


Рис. 2. Зависимости  $\Delta\epsilon$ ,  $\bar{\epsilon}$  и  $\epsilon_g - R$  от  $\Delta a_{\perp}/a_n$ ,  $e$  и  $x$  для  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  ( $x \approx 0.47$ ,  $T = 2$  К).

Экспериментальные точки:  $\Delta$  —  $\epsilon_g - R$  для слоев, снятых с подложки ( $c \approx 0$ ),  $\circ$  и  $\times$  — для расщепления  $\Delta_0$  и средней энергии  $\bar{\epsilon}$  экситонных максимумов слоя на подложке соответственно. Штриховая прямая — расчет по (11), пунктир — теоретическая зависимость для  $\delta\epsilon(e)$  при  $D_0^2 - D_g^2 = -7.88$  эВ [1]. Прямые для  $\Delta_0$  и  $\epsilon_g - R$  проведены по методу наименьших квадратов, прямая для  $\bar{\epsilon}$  вычислена по экспериментальным данным (см. текст). Шкалы по  $e$  и  $x$  пологнаны к шкале  $\Delta a_{\perp}/a_n$  с использованием (5)–(7).

На рис. 2 приведена зависимость расщепления  $\Delta_0 = \epsilon_+ - \epsilon_-$  и средней энергии максимумов поглощения  $\bar{\epsilon} = (\epsilon_+ + \epsilon_-)/2$  от относительного рассогласования решеток слоя и подложки  $\Delta a_{\perp}/a_n$ , ( $a_n \equiv a_{\text{InP}}$ ). Точки, относящиеся к различным образцам, для  $\Delta_0$  и  $\bar{\epsilon}$  ложатся в подобные зависимости; эти величины практически линейно растут с увеличением  $|\Delta a_{\perp}/a_n|$ , однако для  $\bar{\epsilon}$  характерен больший разброс точек. На снятых с подложки образцах не видно следов значительной деформации, расщепление в спектрах отсутствует. Небольшой прогиб, наблюдающийся на отдельных образцах, соответствует радиусу изгиба  $r = 10 - 15$  мм.

4. Интерпретация края поглощения вполне однозначна. Мы наблюдаем экситоны, связанные с двумя валентными подзонами, вырожденными при  $k=0$  в отсутствие деформации. Их спектр описывается следующим выражением [8]:

$$\varepsilon^{\max} = \varepsilon_g^0(x, T) + (D_u^c - D_u^v) \sum_i e_{ii} \pm \pm (3/4) \sqrt{(D_u^c/2) \sum_{ij} (e_{ii} - e_{ij})^2 + 3D_u^v \sum_{ij} e_{ij}^2 - R_{\pm}(e)}. \quad (1)$$

Здесь  $D_u^c, D_u, D_u'$  — константы деформационного потенциала ( $D_u^c - D_u^v = -a$ ,  $D_u = -3b/2$  и  $D_u' = -d\sqrt{3}/2$  в обозначениях Бира и Пикуса [9]),  $e_{ij}$  — компоненты тензора деформации. Энергии связи  $R_{\pm}(e)$  для экситонов, связанных с валентными зонами  $v_+$  и  $v_-$ , представляющими собой сплюснутый и вытянутый эллипсоиды вращения, определяются в первом приближении приведенными эффективными массами  $3(\mu_{\text{экс}}^{\pm})^{-1} = (\mu_{\parallel}^{\pm})^{-1} + 2(\mu_{\perp}^{\pm})^{-1}$ , где  $\mu_{\parallel, \perp}^{\pm}$  — продольная и поперечная приведенные эффективные массы:  $(\mu_{\parallel, \perp}^{\pm})^{-1} = m_c^{*-1} + (m_{\parallel, \perp}^{\pm})^{-1}$ . В свою очередь, продольная и поперечная дырочные массы даются для деформации вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$  как [9]  $m/m_{\parallel}^* = \gamma_1 \mp 2\gamma_2$  и  $m/m_{\perp}^* = \gamma_1 \pm \gamma_2$ . Выполняя расчеты, нетрудно убедиться в том, что в этом приближении энергии связи равны  $R_+ \approx R_-$  и не зависят от деформации  $e$ :

$$R_{\pm} = e^4/2\hbar^2\alpha_0^2 (m_c^{*-1} + \gamma_1/m). \quad (2)$$

Для параметров  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  из [10] энергия связи составит  $R_{\pm} = 2.05$  мэВ. В случае отсутствия деформаций в образовании экситона участвуют легкая ( $m_{hh}^*$ ) и тяжелая ( $m_{lh}^*$ ) дырки одновременно. Энергия связи, согласно [8], составит

$$R_0 \approx (e^4/2\hbar^2\alpha_0^2) (4\mu_{lh} + 5\mu_l/9). \quad (3)$$

Здесь  $\mu_{l,h}$  — приведенные массы электрона с тяжелой ( $h$ ) и легкой ( $l$ ) дырками. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_0 = 13.7$  для расчетов энергий связи определена как среднее между  $\text{InAs}$  ( $\varepsilon_0 = 14.74$ ) и  $\text{GaAs}$  ( $\varepsilon_0 = 12.56$ ). Применяя  $m/m_c^* = 0.041$ ,  $m/m_{hh}^* = 0.47$ ,  $m/m_{lh}^* = 0.05$  [10], получаем  $R_0 = 2.11$  мэВ. Полный учет реальной структуры зон в рамках теории возмущений приведет к добавке  $\delta R_0$ , которая не превысит  $\delta R_0/R_0 \leq 2\%$  (см. [8]). Таким образом, с достаточной для наших целей точностью можно считать  $R_0 = R_{\pm} = 2.1$  мэВ.

В большинстве работ [1-5] главным образом анализировались данные люминесценции. Однако обнаруженные нами непостоянство сдвига коротковолнового максимума НКЛ относительно края поглощения, а также отсутствие в спектрах второго максимума НКЛ, соответствующего зоне  $v_+$ , вынуждают нас обращаться исключительно к спектрам края поглощения. Отметим лишь, что положения коротковолнового максимума НКЛ, измеренные с лицевой и тыльной сторон образца (через подложку), различались только в отдельных случаях, но не более чем на 1 мэВ. Это соответствует неоднородности состава  $\Delta x < 10^{-3}$ .

При вычислении расщепления  $\Delta_e$  и «среднего» запрещенного зазора  $\bar{\varepsilon}(e)$  из данных по поглощению учтем, что при растяжении слоя в плоскости (100) деформированную кубическую решетку характеризуют  $e_{xx} = e_{yy} = e$ ,  $e_{zz} = -\lambda e$ ,  $e_{xy} = e_{xz} = e_{yz} = 0$ . Параметр  $\lambda_{100} = 2c_{12}/c_{11}$ , где  $c_{ij}$  — компоненты тензора упругой жесткости. Тогда из (1) следует

$$\varepsilon_{(100)}^{\max} = \varepsilon_g^0(x, T) + (D_u^c - D_u^v) (2 - \lambda) e \pm (2/3) |D_u| |e| (1 + \lambda) - R_0 \approx \varepsilon_g^0(x^*, T) - R_0 + \delta\varepsilon(x - x^*) + \delta\varepsilon(e) \pm \Delta_e/2. \quad (4)$$

Здесь  $x^* = 0.4683$  соответствует точному составу, при котором, согласно закону Вегарда, при росте на  $\text{InP}$  реализуется полное совпадение периодов идентичности и деформация отсутствует.<sup>1</sup> При отклонениях от  $x^*$  упругая деформация описывается как  $e = -\Delta a/a$ :

$$\Delta a/a \approx \Delta a/a_{\text{II}} = 6.901 \cdot 10^{-2} (0.4683 - x). \quad (5)$$

<sup>1</sup> Для вычисления  $x^*$  использованы справочные данные для комнатной температуры (спр. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. М.: Наука, 1979).

Первые три члена в (4) от деформации не зависят. В то же время два последних члена практически (в пределах зависимости от  $x$  констант деформационного потенциала и компонент тензора упругой жесткости) не зависят от состава. В интересующей нас области  $|(x-x^*)/x^*| \leq 10^{-2}$  отсутствует зависимость энергии связи  $R_0$  и от состава, и от деформации. Таким образом, если энергетический вклад деформации в значение  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_g^0(x^*, T) - R_0 + \delta\varepsilon(x-x^*) + \delta\varepsilon(e)$  независимо экспериментально не выделяется, то  $\Delta_e$  вполне резонно считать мерой реально действующей упругой деформации.

Учтем при этом, что используемая нами величина  $\Delta a_{\perp}^{295\text{K}}$  связана с  $\Delta a/a_{\perp}$  для свободного кристалла как

$$\Delta a/a_{\perp} = (\Delta a_{\perp}/a_{\perp}) (1 + \lambda)^{-1}. \quad (6)$$

Для  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  в плоскости (100), применяя значения  $c_{ij}$  [11], мы получим  $\lambda_{(001)} = 1.002$ , откуда следует  $(\Delta a/a_{\perp}) \approx 0.5 (\Delta a_{\perp}/a_{\perp})$ . Приведенные на рис. 2 данные для  $\Delta_e$  хорошо аппроксимируются линейной зависимостью

$$\Delta_e = - (7.7 \pm 0.6) [0.5 (\Delta a_{\perp}/a_{\perp}) - (3.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}]. \quad (7)$$

Величину в квадратных скобках можно рассматривать как действующую деформацию  $e = 0.5 (\Delta a_{\perp}/a_{\perp}) - (3.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ . Не зависящий от  $\Delta a_{\perp}$  член в выражении для  $e$  следует отнести к дополнительным деформациям, связанным с неоднородностями и дефектами слоя, вносимыми в процессе роста,  $e_p$ , а также к деформациям  $e_T$ , возникающим при охлаждении из-за различия коэффициентов термического расширения слоя ( $\alpha_T^{\text{сл}}$ ) и подложки ( $\alpha_T^{\text{пл}}$ ).

Ростовые напряжения могут оказаться, в частности, следствием вкрапления соединений РЗЭ, присутствующих в жидкой фазе. Независимо от природы они соответствуют изгибу образца после снятия с подложки  $e_p \approx (d/2r)$  и для наших образцов составляют  $e_p \approx -0.1 \cdot 10^{-3}$ .

Температурные деформации  $e_T$  можно оценить как

$$e_T = \int_{T_1}^{T_2} [\alpha_T^{\text{сл}}(T) - \alpha_T^{\text{пл}}(T)] dT \approx \Delta T \Delta \alpha_T, \quad (8)$$

где  $\Delta T = T_2 - T_1$  — интервал температур,  $\Delta \alpha_T$  — разность коэффициентов, которую можно применить в (8), если в исследуемом интервале эта разность остается постоянной. Последнее справедливо для интервала 77–900 К [12, 13]. Несколько завышая результат, воспользуемся  $\Delta \alpha_T$  ( $\alpha_T^{\text{пл}} = 4.67 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $\alpha_T^{\text{сл}} = 5.66 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [12]) для всего интервала — от температуры наших оптических измерений  $T_{\text{опт}}$  (2 К) до температуры синтеза  $T_c$  (913 К). Тогда  $e_T$  составит  $e_T' \approx -6 \cdot 10^{-4}$  для интервалов  $T_c - 295 \text{ K}$  и  $e_T'' = -3 \cdot 10^{-4}$  для 295 К —  $T_{\text{опт}}$ . Сравнивая с экспериментальным  $e_0 = -(3.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ , мы видим, что  $e_0 \approx e_p + e_T''$ .

Коэффициент в (7) должен соответствовать  $-2 (2/3) D_{\perp} (1 + \lambda)$ , что дает возможность получить из эксперимента сдвиговую константу деформационного потенциала  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$   $D_{\perp} = 2.9 \pm 0.2 \text{ эВ}$ . Это значение несколько превышает величину 2.62 эВ, полученную линейной интерполяцией в [11]. Использование других констант деформационного потенциала  $D_d^c - D_d^v = 7.88 \text{ эВ}$  [11], полученных аналогично, приводит к зависимости  $\delta\varepsilon(e)$ , обратной наблюдаемой экспериментально (рис. 2):  $\bar{\varepsilon}(e)$  не растет, а уменьшается с увеличением  $e$ . Это означает, что имеет место существенно более крутая падающая зависимость  $\varepsilon_g$  от состава  $x$ , соответствующего измеренным  $\Delta a_{\perp}$ . Пользуясь (5) для выражения  $x$  через  $\Delta a_{\perp}$ , запишем  $\bar{\varepsilon}$  в виде

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_g(x^*, 0) - R_0 + \left[ (D_d^c - D_d^v) \frac{2 - \lambda}{1 + \lambda} - 7.237 \frac{\partial \varepsilon_g^0}{\partial x} \right]_{x^*} \frac{\Delta a_{\perp}}{a_{\perp}} + (D_d^c - D_d^v) (2 - \lambda) e_0. \quad (9)$$

Зависимость  $\varepsilon_g^0(x)$  принято искать как

$$\varepsilon_g^0(x) = \varepsilon_g^0 \text{InAs} + (\varepsilon_g^0 \text{GaAs} - \varepsilon_g^0 \text{InAs}) x - c(1 - x)x. \quad (10)$$

Используя наиболее точные значения  $\varepsilon_g^0 \text{InAs} = 0.418$  и  $\varepsilon_g^0 \text{GaAs} = 1.5191$  эВ из [8] и вычислив коэффициент  $c = 0.466$  по экспериментальным данным снятых с подложки образцов ( $e \approx 0$ ), получим

$$\varepsilon_g^0(x) = 0.418 + 0.635x + 0.466x^2. \quad (11)$$

Кривую по (11) приводим на рис. 2 наряду с экспериментальными точками. Видно, что в окрестностях  $x = x^*$  вполне оправдано линейное приближение  $\varepsilon_g^0(x)$ , однако экспериментальный наклон  $\partial \varepsilon_g / \partial x$  здесь более пологий, чем наклон, определенный по (10), (11). Это значит, что параболическое приближение типа (10) недопустимо, и для получения точных значений  $\varepsilon_g^0(x^*)$  или же интерполяций в более широких пределах необходимы члены более высокого порядка по  $x$ . Полученный результат свидетельствует о необходимости осторожного использования линейно интерполированных значений энергетических констант.

Прямая, соответствующая экспериментальным точкам для  $\varepsilon^0(x) = \varepsilon_g^0(x) - R_0$ , имеет параметры

$$\varepsilon^0(x)|_{x^*} = 813 \pm 1 - (10.3 \pm 0.7) \Delta a_{\perp} / a_{\pi} = 813 \pm 1 - (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^3 (x - x^*) \text{ мэВ}. \quad (12)$$

Линейно экстраполированное по (12) значение  $\varepsilon_g^0(x^*) = 815.4 \pm 1$  мэВ заметно отличается от известных  $\varepsilon_g^0(x^*)$  (811 [2], 818 [4], 821.5 [6], 822 мэВ [14]). Отсечка для  $\bar{\varepsilon}$  должна проходить ниже на  $(D_a^c - D_g^0)(2 - \lambda)e_0$ , что для констант деформационного потенциала из [11] составит  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  эВ. Определив таким образом точку  $\bar{\varepsilon}(x^*) = 810$  мэВ, проведем через нее прямую, пересекающуюся с  $\varepsilon^0(x^*) - R$  при  $e \approx 0$ . Такая прямая хорошо проходит через экспериментальные точки для  $\bar{\varepsilon}$  и имеет наклон, менее чем на 20% превышающий следующий из (12) и констант деформационного потенциала из [11]. Точка пересечения при  $e \approx 0$  соответствует  $\varepsilon^0(x) \approx 806$  мэВ и реализуется, если  $(\Delta a_{\perp} / a_{\pi}) = 7 \cdot 10^{-4}$  или  $x = 0.4635$ . Для комнатной температуры это произойдет, по-видимому, для  $(\Delta a_{\perp} / a_{\pi}) \approx 2 \times 10^{-4}$  или  $x = 0.4668$ . Учитывая зависимость  $\varepsilon_g(T)$  [6], для  $e \approx 0$  нетрудно получить  $\varepsilon_g(295 \text{ K}) \approx 744.5$  мэВ, а при  $x = x^*$   $\varepsilon_g = 746.5$ ,  $\bar{\varepsilon} = 745.7$ ,  $\Delta_c = 0.8$  мэВ.

Выполненное нами разделение вкладов различных источников деформации, а также использование данных о положении максимума экситонного поглощения, а не люминесценции, дают основание считать полученные данные наиболее достоверными.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Chen Y. S., Kim O. K. // J. Appl. Phys. 1984. V. 52. N 12. P. 7392—7396.
- [2] Goetz K.-H., Bimberg D., Jurgensen H., Selders J., Solomonov A. V., Glinskii G. F., Razeghi M. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 8. P. 4543—4552.
- [3] Baltacharya P. K., Rao M. V., Tsai M.-J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 9. P. 5096—5102.
- [4] Penna A. F. S., Shah J., Giovanni A. E., Dentai A. G. // Sol. St. Commun. 1984. V. 51. N 4. P. 217—220.
- [5] Swaminathan V., Stall R. A., Macrander A. T., Wunder R. J. // J. Vac. Techn. 1985. V. B3. N 6. P. 1631—1636.
- [6] Zielinski E., Schweizer H., Straubel K., Eisele H., Weimann G. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 6. P. 1631—1636.
- [7] Абдуллаев М. А., Агекян В. Т., Сейсян Р. П. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 11. С. 2217—2224.
- [8] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. 272 с.
- [9] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные дефекты в полупроводниках. М., 1973. 584 с.
- [10] Alavi K., Aggarvall R. L., Groves S. H. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 3. P. 1314—1315.
- [11] Kuo C. P., Vong S. K., Cohen R. M., Stringfellow G. B. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 12. P. 5428—5432.
- [12] Bisaro R., Merenda P., Pearsall T. R. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. N 1. P. 100—102.
- [13] Берг Н. А., Гореленок А. Т., Конников С. Г., Уманский В. Е., Усиков А. С. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 5. С. 1018—1020.
- [14] Towe E. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 7. P. 5136—5139.