

ПАРАМЕТРЫ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$

Кохановский С. И., Макушенко Ю. М., Сейсян Р. П.,
Эфрос Ал. Л., Язева Т. В., Абдуллаев М. А.

При $T=2$ К и в магнитном поле до 7.5 Т выполнено исследование осциллирующего магнитопоглощения в эпитаксиальных слоях $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, выращенных на подложке из InP. Измерения, проведенные на напряженных слоях и слоях с удаленной подложкой (свободных), позволили установить эффективные массы электрона и другие параметры зонной структуры слоев, а также рассчитать зависимость m_c^* на дне зоны проводимости от состава (x) и напряжений (e). При этом можно выделить влияние части, обусловленной несоответствием решеток ($\Delta a_{11}/a_{11}$) и однозначно связанной с составом, так же как составляющую, зависящую от остаточных напряжений e_0 и включающую в себя ростовые напряжения и напряжения, связанные с различием в коэффициентах термического расширения.

1. Эпитаксиальные слои $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ на подложках из InP являются предметом широкого научного исследования как ввиду благоприятного сочетания характеристических и зонных параметров применительно к микро- и оптоэлектронике, так и из-за достижения при $x \approx 0.5$ кристаллофизического соответствия с InP, и, следовательно, возможности гетероэпитаксиального выращивания весьма совершенных слоев. Применение таких слоев на практике требует точного знания параметров их энергетических зон.

Однако прецизионное определение зонных параметров здесь затруднено сложностью привязки данных к определенному составу по x или же к ширине запрещенной зоны $\epsilon_g(x)$, так как слои $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$, как правило, напряжены. Механические напряжения возникают даже при относительно слабых отклонениях состава по x от x^* , при котором реализуется полное совпадение периодов решетки слоя и подложки. Другим источником напряжений является различие в коэффициентах термического расширения слоя (α_T^s) и подложки (α_T^p), делающее возможным совпадение решеток только при фиксированной температуре. Кроме того, неконтролируемые напряжения возникают и по причине большей или меньшей неравновесности процессов эпитаксиального роста.

По-видимому, эти причины и предопределили большой разброс данных по такому ключевому параметру этого соединения, как $\epsilon_g(0, x^*)$. Что же касается эффективных масс электронов и дырок или же полной системы зонных параметров ($\epsilon_g, E_p, F, N_1, \gamma_{1, 2, 3}, \bar{k}, q, \Delta_0$), дающей наиболее адекватное описание энергетического спектра вблизи ϵ_g , то существует лишь одна работа [1], в которой они получены из магнитооптического эксперимента для образца $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$, степень деформированности и точный состав которого не зафиксированы. Неопределенность создает также присутствие в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ флуктуаций потенциала, связанных со случайным характером заполнения атомами In и Ga узлов катионной подрешетки.

Спектр осциллирующего магнитопоглощения (ОМП) в [1] интерпретировался как спектр состояний экситона в сильном магнитном поле диамагнитного экситона (ДЭ) [2]. Для установления энергий, связанных с различными взаимодействующими в оптических переходах подзонами Ландау $\epsilon_{lM}(H)$, данные экспе-

римента корректировались на энергии связи экситона $R_{дэ}(l, M, \nu; H)$, где H — напряженность магнитного поля; l, M, ν — квантовые числа (Ландау, магнитное и одномерное кулоновское соответственно). Знание энергий $R_{дэ}$ существенно для расчетов, так как спектр ϵ_{lM} , непосредственно описываемый набором зонных параметров через детерминантные уравнения Пиджена—Брауна (ПБ) [3], не создает особенностей поглощения в экспериментальных оптических спектрах и может рассматриваться только как совокупность краев диссоциации серий диамагнитного экситона.

2. Вопрос о влиянии механических напряжений и рассогласования решеток на положение ϵ_g детально исследован с участием части авторов настоящей работы в [4], где установлены зависимости $\epsilon_g^0(0, x^*) = 815.1$ мэВ при $x^* = 0.4683$, а также ϵ_g от $\Delta x = x - x^*$ и деформации e при $T \approx 0$ К. При помощи известных $\epsilon_g(T)$ и $\alpha_T(T)$ эти результаты могут быть пересчитаны для любых T .

На тех же образцах, что исследовались в [4], выполнен эксперимент в [5] и рассмотрен вопрос о влиянии магнитного поля H на ширину линий экситонного поглощения. Как было показано ранее [6, 7], приложение к полупроводниковому твердому раствору магнитного поля $H > H^*$ должно приводить к разрушению состояний ДЭ вследствие уширения при локализации электронов и дырок на флуктуациях потенциала и в конечном итоге превышения ширины линии Γ над $R_{дэ}$. В [5] обнаружено первоначальное сужение линий ДЭ (возгорание), которое затем сменяется уширением, описываемым теорией двумерной локализации в режиме донороподобного атома [7].

3. Задача вычисления энергий связи ДЭ подробно исследована в [8, 2], где приведены удобные для расчета алмазоподобных полупроводников соотношения, применимые в случае сильного поля, когда $\beta \equiv \hbar\Omega/2R_y^* \gg 1$ (здесь $\Omega = \omega_e^+ + \omega_n^-$ — сумма циклотронных частот электрона и дырки, $R_y^* = e^4\mu/2\hbar^2\epsilon_0^2$ — энергия связи экситона Ванье—Мотта при $H=0$, μ — приведенная масса электрона и дырки, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость). Расчет $R_{дэ}$ для случая «промежуточного» поля, когда $\beta \gtrsim 1$, может быть осуществлен численным решением одномерного уравнения Шредингера при использовании продольных приведенных масс $\mu_{||}$ из [8]. Другой метод сводится к квазиклассике [9]. Применявшиеся в [1] приближенные вычисления $R_{дэ}$, предложенные еще в [10] (помимо необоснованной упрощенности учета зависимости от H и квантового числа l), не учитывают еще и сложной структуры валентной зоны алмазоподобных полупроводников с вырождением при $k=0$ и не чувствительны к выбору квантового числа M .

Исследование ОМП с использованием результатов [4], а также с последовательным и точным расчетом $R_{дэ}$ позволяет надеяться на получение наиболее надежных сведений о параметрах зонной структуры $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ в окрестностях $x=x^*$, учитывающих, в частности, эффекты напряженного состояния.

4. Экспериментальное исследование ОМП выполнено нами на нескольких типичных образцах $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$, имевших несоответствие решеток «слой—подложка» порядка $(\Delta a_{||}, a_{||}) \approx -10^{-3}$. Подробные сведения об исследованных образцах приводятся в табл. 1 и соответствуют точкам рис. 2 работы [4]. Отметим, что слои были n -типа проводимости и выращивались¹ методом жидкофазной эпитаксии на подложках объемного InP [плоскость (100)] с введением в жид-

Таблица 1
Данные исследуемых образцов

№ образца	x	$e \cdot 10^{-3}$	$\frac{\Delta a_{ }}{a_{ }} \cdot 10^{-3}$	$\epsilon^-, \epsilon^+, \epsilon^{\pm}$, мэВ	Δ_e , мэВ	$\delta\epsilon_g$, мэВ	Концентрация n , см ⁻³
1	0.4756	+0.93, 0	-0.94	813.2, 820.8, 823.8	7.6	6.8	10^{15}
2	0.4770	+0.86, 0	-1.1	813.8, 821.4, 824.1	7.6	6.5	$6 \cdot 10^{14}$

¹ Образцы любезно предоставлены А. Т. Гореленком.

кую фазу в процессе роста или подготовки к росту РЗЭ, способствующих очистке раствора-расплава и, таким образом, эпитаксиального слоя. Качество образцов находилось на уровне лучших известных нам эпитаксиальных слоев $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$ по подвижности носителей заряда, а концентрация не превышала $n_{77} \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Применение методики селективного химического травления позволяло освобождать эпитаксиальный слой от подложки и последовательно изучать одни и те же составы в напряженном и свободном состояниях. Образцы в свободном виде (без приклейки), упакованные в миниатюрный бокс с окнами

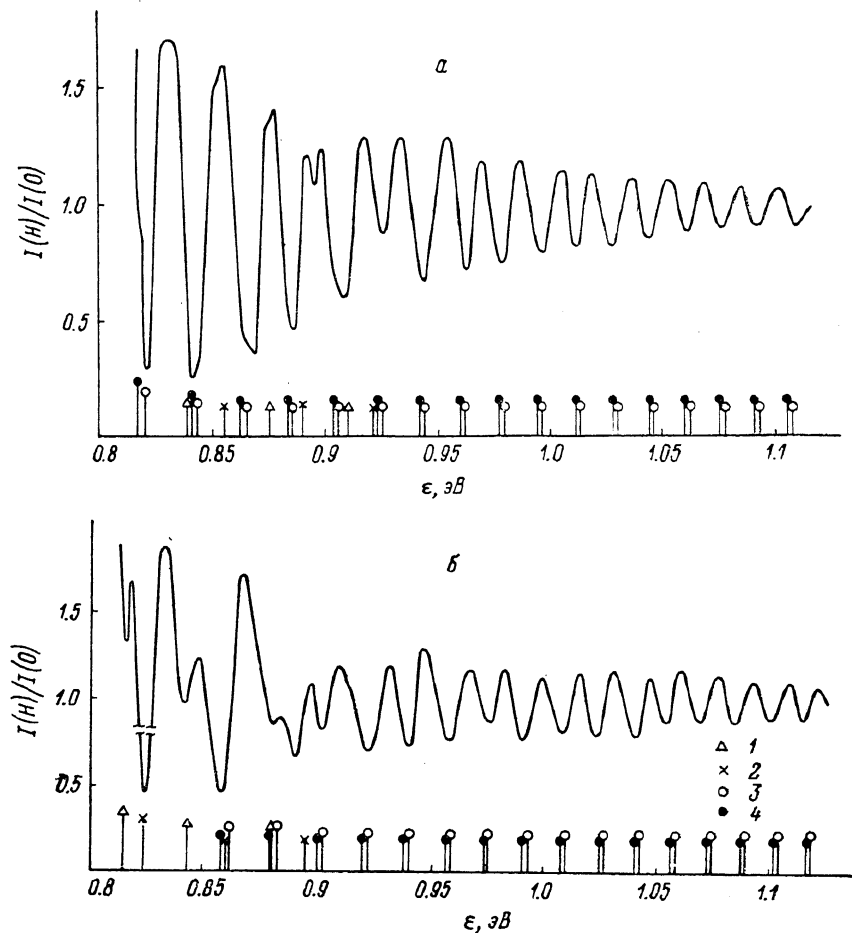


Рис. 1. Спектры осциллирующего магнитопоглощения для напряженного образца $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$.

$x=0.4756$, $e=0.93 \cdot 10^{-3}$, $a - \sigma^+$, $b - \sigma^-$ -поляризации; $T=2 \text{ К}$, $H=7.5 \text{ Т}$. Обозначения переходов: 1 — $a+a^c$, 2 — $b+b^c$, 3 — $a-a^c$, 4 — $b-b^c$.

из покровного стекла, помещались непосредственно в среду жидкого гелия в низкотемпературном криостате. Магнитное поле ($H \leq 7.5 \text{ Т}$) создавалось сверхпроводящим соленоидом, а регистрация спектров велась при помощи светового дифракционного монохроматора.

Полученные спектры для σ^\pm -поляризаций света приводятся на рис. 1 для напряженных образцов и на рис. 2 для образцов, снятых с подложки и, таким образом, свободных. Можно видеть, что в эксперименте наблюдаются достаточно высококачественные спектры ОМП, дающие надежду на достоверное установление параметров зон. Мы наблюдаем от 13 до 24 максимумов ОМП. Большинство максимумов не имеет структуры, что вполне естественно для магнитооптики твердых растворов, экситонные состояния в которых имеют дополнительное магнито-флуктуационное уширение, притом увеличение магнитного поля не улучшает, а, начиная с некоторого $H > H^*$, ухудшает (см. [5]) разрешение

структуры линий. Различия в спектрах напряженного и свободного образцов наблюдаются главным образом в области трех-четырех наиболее коротковолновых линий.

Рассмотрим для этой области зависимость положений максимумов от H для напряженного образца в круговых циркулярных поляризациях σ^+ и σ^- (рис. 3). На вставке к рис. 3 мы приводим схему расщепления вершины валентной зоны при растяжении образца и переходов в зону проводимости. Из схемы

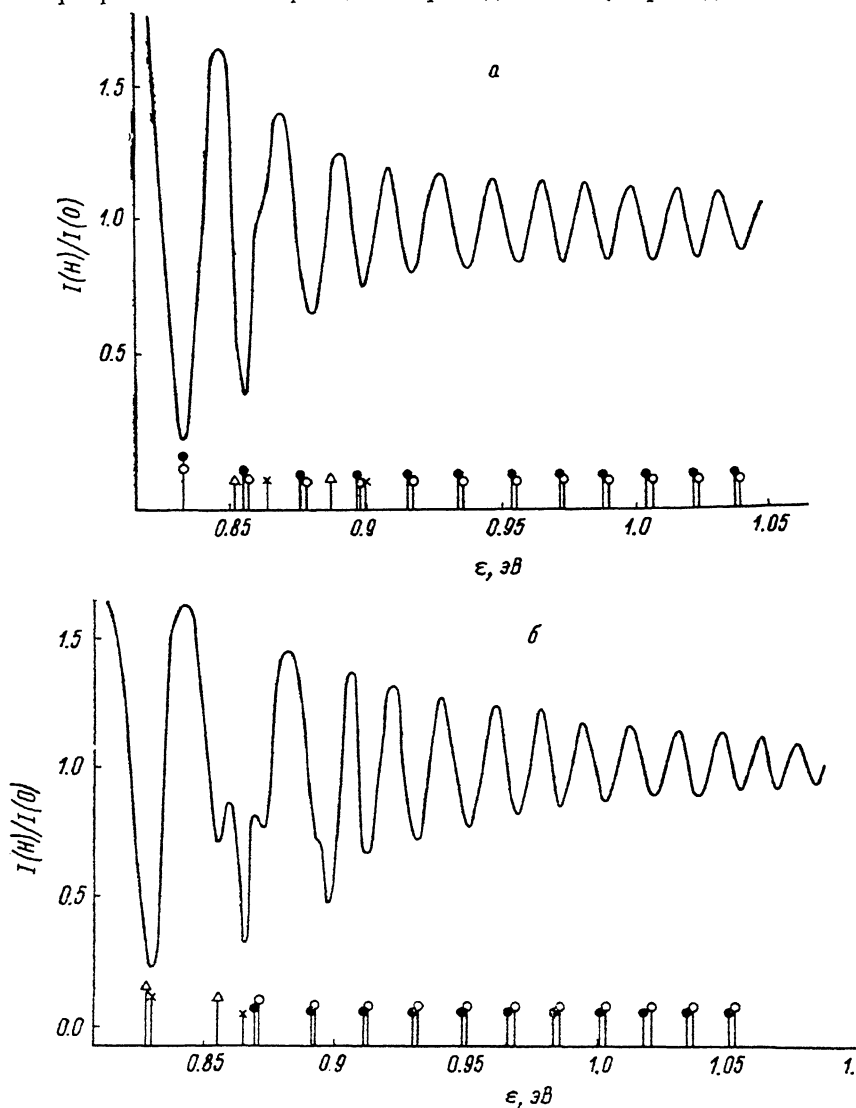


Рис. 2. Спектры осциллирующего магнитопоглощения свободного образца $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$. $x=0.4770$, $e \approx 0$, $T=2$ К, $H=7.5$ Т. Обозначения те же, что на рис. 1.

следует расшифровка наблюдаемых линий. В σ^+ -спектре первый максимум образуется переходом $b_{\frac{1}{2}}^- (1) b_{\frac{1}{2}}^{\pm 1/2} (0)$, второй (смещенный на величину деформационного расщепления Δ_e при $H=0$) — $a_{\frac{1}{2}}^- (1) a_{\frac{1}{2}}^{\pm 1/2} (0)$, третий имеет не разрешаемую в эксперименте триплетную структуру, основной вклад в интенсивность которой дают $a_{\frac{1}{2}}^+ (1) a_{\frac{1}{2}}^{\pm 1/2} (0)$ и $b_{\frac{1}{2}}^- (2) b_{\frac{1}{2}}^{\pm 1/2} (1)$. Здесь a и b — серии уровней, а цифра в скобках — квантовое число Ландау, верхний индекс «-» относится к сериям тяжелых, а «+» — легких дырок, нижний индекс — квантовое число M . Третий максимум при уменьшении магнитного поля стремится к положению «верхней» деформационно отщепленной v -зоны с $M = \pm 1/2$. В σ^- -поляризации первый переход принадлежит состояниям $a_{\frac{1}{2}}^+ (-1) a_{\frac{1}{2}}^{\pm 1/2} (0)$, второй — $b_{\frac{1}{2}}^+ (-1) b_{\frac{1}{2}}^{\pm 1/2} (0)$

и третий — $a_{1/2}^+(0) a_{1/2}^0(1)$. Здесь деформационное расщепление смещает переходы из a^+ , обладающие изначально $M = -1/2$, к меньшим энергиям относительно переходов серии b^+ ($M = -3/2$). При $h\nu \gg \epsilon_p + \Delta_e$ спектр вновь возвращается к структуре, характерной для свободного образца. Дальнейшая идентификация переходов осуществляется при сравнении со спектром переходов для ДЭ в ненапряженном алмазоподобном полупроводнике при правилах отбора $\Delta l = \pm 1$.²

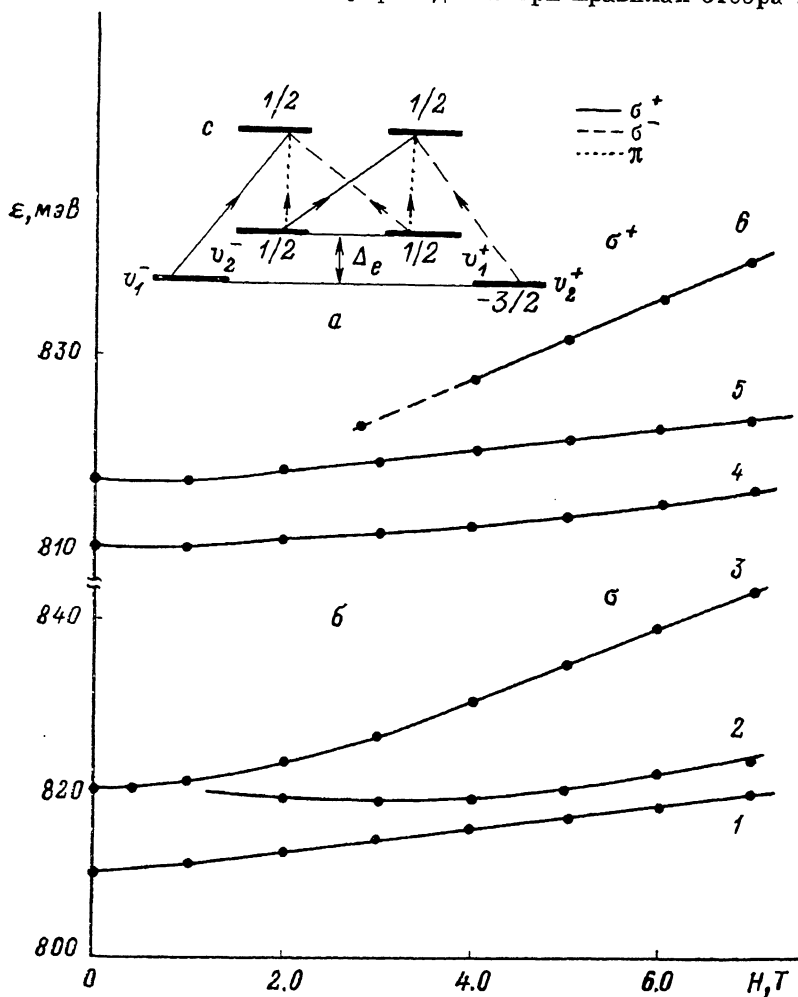


Рис. 3. Длинноволновый участок верхней диаграммы для напряженного образца $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$: $a - \sigma^+$, $b - \sigma^-$ -поляризации.

Переходы: 1 — $a_{1/2}^+(-1) a_{1/2}^0(0)$, 2 — $b_{1/2}^+(-1) b_{1/2}^0(0)$, 3 — $a_{1/2}^+(0) a_{1/2}^0(1)$, 4 — $b_{1/2}^-(1) b_{1/2}^0(0)$, 5 — $a_{1/2}^-(1) a_{1/2}^0(0)$, 6 — $a_{3/2}^+(1) a_{1/2}^0(0)$ и $b_{1/2}^-(2) b_{1/2}^0(1)$.

В нашем эксперименте достигается $\beta \gg 1$. Однако спектр ОМП наблюдается и тогда, когда $\beta \geq 1$ (промежуточное поле). Соответственно энергии связи $R_{\text{ДЭ}}(l, M, \nu, H)$ рассчитывались вариационно и приводятся для $H = 7.5$ Т в табл. 2. В табл. 3 мы приводим также значения продольных (по полю H) масс на подзонах Ландау. Поведение продольной массы типично для алмазоподобных полупроводников (см. [2]), а $R_{\text{ДЭ}}$ достигает 4–7 мэВ, что составляет заметную долю $\hbar\Omega$ даже при максимальном магнитном поле; это делает пренебрежение энергией связи или ее точным вычислением недопустимым. В качестве «затраченных» мы использовали параметры из [1]: $E_p = 25.3$ эВ, $F = -2.3$, $\gamma_1 = 11.01$,

² Уравнения ПБ применялись в редакции, близкой к [11]; правила отбора $\Delta l = \pm 1$ соответствуют номенклатуре уровней, использованной в [11].

Таблица 2

Энергии связи (в мэВ) основного состояния
дипагнитного экситона в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ для $H=7.5 \text{ T}$

l_c	σ^- -Поляризация				σ^+ -Поляризация			
	$b-b^c$	a^-a^c	$a+a^c$	$b+b^c$	$b-b^c$	a^-a^c	$a+a^c$	$b+l^c$
0	3.3	3.6	6.2	6.5	5.7	4.8	4.8	3.4
1	3.1	3.3	4.1	4.1	4.3	3.6	3.6	3.0
2	2.9	3.0	3.3	3.4	3.6	3.1	3.1	2.8
3	2.7	2.8	3.0	3.0	3.2	2.8	2.8	2.6
4	2.6	2.6	2.7	2.8	2.9	2.7	2.7	2.4
5	2.4	2.5	2.6	2.6	2.7	2.5	2.5	2.3
6	2.3	2.4	2.4	2.5	2.6	2.4	2.4	2.2

$\gamma_2=4.18$, $\gamma_3=4.84$, $\bar{k}=3.29$, $q=-0.03$, $N_1=0$, не задаваясь вопросом об их точной привязке к определенному x .

5. Существует несколько методов обработки экспериментальных данных с целью получения параметров зонной структуры кристалла. Среди них наиболее универсальным и прямым можно считать прием, названный в [12] методом квазициклотронного резонанса (КЦР). Сравнивая спектры ОМП σ^+ - и σ^- -поляризаций (правила отбора $\Delta l=-1$ и $\Delta l=1$ соответственно) в хорошо разрешаемом спектре ОМП, всегда можно отсбавить пары максимумов, связанные с переходами из одного и того же дырочного уровня на два уровня электронных, различающихся на $\Delta l_c=2$, или же с двух уровней легкой и тяжелой дырки, различающихся на $\Delta l_c^{\pm}=2$, на один электронный уровень. Разность энергий даст соответственно сумму двух циклотронных частот электрона и легкой или тяжелой дырки, приходящуюся на определенный интервал энергий в s - или v -зоне. Построение зависимости циклотронной массы от l_c или l_c^{\pm} позволяет получать экспериментально закон дисперсии в зонах и экстраполяцией устанавливать значения масс в экстремумах.

Так, для зоны проводимости традиционная обработка результатов сводится к построению графика, соответствующего зависимости

$$[\varepsilon(l_c) - \varepsilon(l_c - 2)]/2 = m_0/m_c^*(0) - p_c \hbar \omega_0 (2l_c - 1). \quad (1)$$

Здесь p_c — коэффициент непараболичности, который можно определить как множитель при члене разложения с k^4 в законе дисперсии электрона (пренебрегается остальными более высокими членами); $\omega_0 = eH/m_0c$.

График, соответствующий выражению (1), в основном носит линейный характер со слабыми отклонениями от линейности в области $(2l_c - 1) \rightarrow 0$. Существуют, однако, соображения, позволяющие считать такую обработку для получения значений массы недостаточно точной, чтобы сделать разрешимыми эффекты напряженного состояния. Особенно явно наблюдались отклонения от линейности, связанные с членами разложения более высокого порядка по k , чем k^4 , в узкощелевых материалах, таких как InSb ($\varepsilon_0^0 = 0.2368 \text{ эВ}$) [2]. Они при-

Таблица 3

Значения продольных (по полю $H \parallel z$) масс
на подзонах Ландау $m_{l, M}^{\pm}(z)/m_0$ при $k_x=0$ и при k_z^m

Уров- ни дырки	m_1^+	m_2^+	m_1^-	m_2^-	$m(k_z^m)$
-1	0.377	0.530	—	—	—
0	0.050	0.102	—	—	—
1	0.045	0.048	0.107	-0.053	0.450
2	0.044	0.045	0.051	-0.029	0.474
3	0.044	0.044	0.030	-0.018	0.485

водят к незначительным, но превышающим изменению массы, связанные напряжениями, завышению m_c^* и занижению p_c и в нашем случае.

Если мы воспользуемся для оценки эффектов напряженного состояния или эффектов изменения x зависимостью эффективной массы от ε_g (а именно эта зависимость является определяющей), то из известного выражения для эффективной массы электрона в рамках модели Кейна следует

$$\delta \left(\frac{m_0}{m_c^*} \right) = - \frac{2E_p}{3\varepsilon_g} \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_g + \Delta_0} \right)^2 \right) \frac{\delta \varepsilon_g}{\varepsilon_g}. \quad (2)$$

Отсюда, считая $\delta \varepsilon_g = \bar{\varepsilon}(e, x) - \varepsilon_g(0, x)$ и пренебрегая остаточной деформацией e_0 образца, снятого с подложки, из данных табл. 1 получим, что масса электрона в деформированном (растянутом) образце должна быть меньше массы свободного электрона на $\sim 4 \cdot 10^{-4} m_0$.

Существенно точнее оказывается в таком случае обработка данных для циклотронной массы $m_n^*(\varepsilon)$ в зависимости от энергии ε_c без разложения в ряд:

$$m_n^*(\varepsilon_c) = m_c^*(0) (2\varepsilon_c + \varepsilon_g) / \varepsilon_g, \quad (3)$$

требующая выполнения условия $\varepsilon_c \ll \varepsilon_g + \Delta_0$, хорошо соблюдающегося в нашем случае.

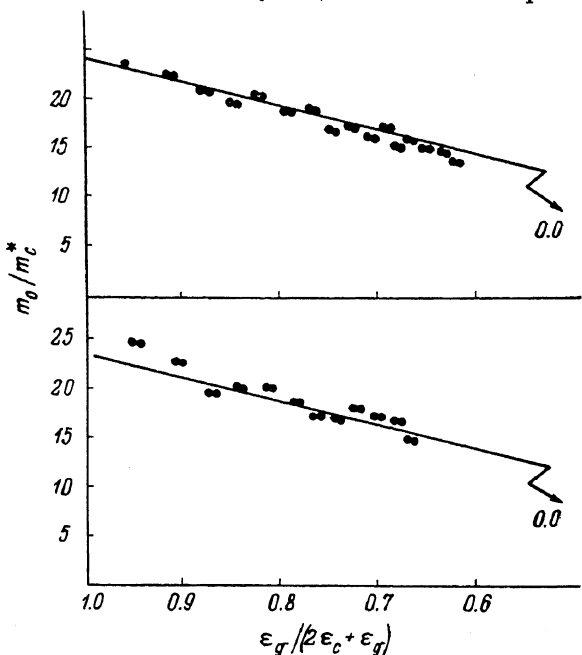


Рис. 4. Обратные циклотронные массы в зависимости от $\varepsilon_g / (2\varepsilon_c + \varepsilon_g)$.

Прямая проведена из начала координат «0, 0», энергия ε_c отсчитывается от дна зоны проводимости; верхняя прямая — напряженный образец, $x=0.4756$, $e = 0.93 \cdot 10^{-3}$, нижняя — свободный образец, $x=0.4756$, $e=0$.

Как следует из рис. 4, где такое построение выполнено, массы свободного образца ложатся на прямую, выходящую из начала координат, и $m_c^*(0)$ составляет $(0.0411 \pm 0.0003) m_0$. Такой график обладает тем замечательным свойством, что $m_n^*(0) = m_c^*(0)$ при $\varepsilon_g / (2\varepsilon_c + \varepsilon_g) = 1$, а наклон прямой также определяется $m_c^*(0)$. Для напряженного образца масса электрона составляет $m_c^*(0, e) = (0.0404 \pm 0.0003) m_0$, что находится в согласии с обсуждавшейся выше теоретической оценкой изменения массы при деформации. Именно эти массы мы и будем считать в дальнейшем соответствующими реальности.

На рис. 5 приводится полученная методом КЦР эффективная масса тяжелой дырки в зависимости от l_v^- . Масса практически постоянна для $l_v^- = 3-12$. Разброс данных в этой области значителен, что вполне естественно, так как циклотронная энергия тяжелой дырки (2 мэВ при 75 кЭ) составляет величину, меньшую, чем ширина максимума. Из приведенных данных имеем $m_{hh}^{*(100)} = (0.435 \pm \pm 0.035) m_0$. Точки, отнесенные к уровню $l_v^- = 2$, оказываются существенно меньше по величине, чем при $l_v^- \geq 3$; здесь $m_{hh}^* \approx 0.2 m_0$, что является следствием вырождения при $k=0$ и его снятия при включении H . Что же касается легких дырок, то мы, к сожалению, имеем слишком мало максимумов, которые могут быть к ним отнесены при идентификации спектров. Для легкой дырки, которую можно отнести к $l_v^+ = 0$, мы получаем $m_{lh}^* = 0.064 m_0$, что является разумной величиной. Эффекты непараболичности правильнее учитывает пятизонная модель, пользуясь которой, можно записать параметры s -зоны как

$$\frac{m_0}{m_c^*(0)} - 1 = \frac{E_p}{3} \left(\frac{2}{\varepsilon_g} + \frac{1}{\varepsilon_g + \Delta_0} \right) + 2F, \quad (4)$$

$$\frac{g_c^*(0)}{2} - 1 = -\frac{E_p}{3} \left(\frac{1}{\varepsilon_g} - \frac{1}{\varepsilon_g + \Delta_0} \right) + 2N_1, \quad (5)$$

а в выражение для p_c войдет $m_0/m_c^*(0)$, поправленная на $2F$: $p_c \simeq A [m_0/m_c^*(0) - 1 - 2F]^2/\varepsilon_g$. Здесь $2F = -E'_p [2/(\varepsilon_1 + \Delta_1) + 1/\varepsilon_1]/3 + c$, $2N_1 = -E'_p (1/\varepsilon_1 - 1/(\varepsilon_1 + \Delta_1))/3 + c'$, $\varepsilon_1 = \varepsilon(\Gamma_7^c) - \varepsilon_g$, а $\Delta_1 = \varepsilon(\Gamma_8^c) - \varepsilon(\Gamma_7^c)$. Параметры c и c' , учитывающие полный вклад остальных зон, принято считать равными [13]: $c = -2$, $c' = -2 \times 10^{-2}$, E'_p — характеристическая энергия «взаимодействия» зоны проводимости Γ_6^c с Γ_7^c и Γ_8^c . Энергии, соответствующие различным зонам в InAs и GaAs вблизи $k=0$, приводятся в табл. 4.

Очевидно [13], что характерной особенностью (4) и (5) является существенно меньшая зависимость от высших зон проводимости величины g -фактора по сравнению с $m_c^*(0)$. Это делает возможным использование экспериментальной величины g -фактора для точного определения E_p . При использовании $g_c^* = -5.2 \pm \pm 0.3$ [14] мы получим $E_p = 28.2$ эВ и далее, исходя из экспериментально опре-

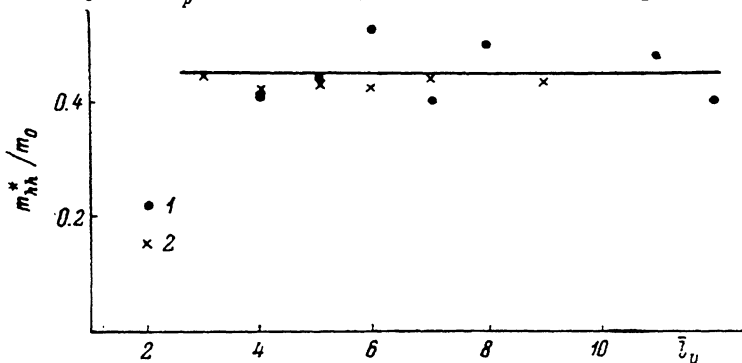


Рис. 5. Зависимость тяжелой дырочной массы на уровнях Ландау от квантового числа Ландау—Латтинжера.

Образцы: 1 — напряженный, 2 — свободный.

деленного $m_c^*(0) = 0.0411 m_0$, вычислим $2F = -7.1$, что маловероятно, так как потребует $E'_p \simeq 20$ эВ.

Этот результат свидетельствует (помимо возможной завышенности результата [14]) о недопустимости в случае твердых растворов сопоставления данных различных экспериментов без точного их приведения к одним и тем же x и e .

Вычисление методом минимизации суммы среднеквадратичных ошибок при одновременной подгонке всей совокупности параметров на ЭВМ (см., например, [15]) позволило нам отдать предпочтение $E_p = 25.5$ эВ, практически совпадающему с оценкой при линейной интерполяции или же с результатами [1] (см. п. 4). При этом в первом приближении со среднеквадратичной ошибкой, не превышающей 1 мэВ, мы можем констатировать применимость других параметров [1] к нашим и свободному, и напряженному образцам: $F = -2.3$, $\gamma_2 = 4.2$, $\gamma_3 = 4.8$ [большая точность здесь лишена смысла и для ее повышения необходима прецизионная привязка к $\varepsilon_g(x, e)$ для исследуемого образца]. Несколько меньшую среднеквадратичную точность обеспечивают слегка измененные $\gamma_1 = 10.8$ и $k = 3.7$.

7. Пользуясь линейным приближением, мы сводим реальную физическую картину явлений к приближению виртуального кристалла (ПВК) и никак не учитываем эффекты беспорядка и взаимодействий. Для твердых растворов соединений $A^{III}B^V$ для масс и ε_g , как правило, наблюдаются отрицательные отклонения от ПВК или же прогиб «вниз». Его можно описывать в первом приближении при помощи коэффициента s при члене, пропорциональном x^2 , дополняющем линейную зависимость от x .

При анализе экспериментальных данных по зависимостям зонных параметров для различных твердых растворов $A^{III}B^V$ от x в [13] предпринималась попытка установления единой корреляции между $\varepsilon_g(x)$, $E_p(x)$ и другими параметрами.

Энергетические параметры, эффективные массы электронов и g -факторы арсенидов индия и галлия, а также $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{InP}$, полученные в приближении виртуального кристалла и экспериментально [F и N_1 для GaAs и InAs сосчитаны по формулам (4), (5)]

Параметр	Кристалл			
	InAs	GaAs	$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}, x = x^*$	
			ПВК	эксперимент
$\epsilon_g, \text{эВ}$	0.418 ^а	1.5191 ^б	0.937	0.8151 ^в , *
$\Delta_0, \text{эВ}$	0.38 ^г	0.341 ^д	0.36	(0.36)
$\epsilon(\Gamma_5^2), \text{эВ}$	4.58 ^е	4.66 ^ж	4.62	(4.62)
$\epsilon(\Gamma_5^1), \text{эВ}$	4.39 ^е	4.49 ^ж	4.44	(4.44)
$\Delta_1, \text{эВ}$	0.19 ^е	0.17 ^ж	0.18	(0.18)
$E_p, \text{эВ}$	22.2 ^з	27.8 ^з	24.7	25.3 ^к , 25.4*
$E_p^*, \text{эВ}$	0.3 ^и	3.2 ^и	1.7	(9.7) ^к , *
$\epsilon_c^*(0)$	-15.6 ^а	-0.44 ^з	-7.5	-4.5 ^к , -5.2 ^и , (-4.4)*
$m_c^*(0)/m_0$	0.0239 ^а	0.06600 ^и	0.0436	0.041 ^к , 0.0407*
F	-1.04	-1.35	-1.2	-2.3 ^к , *
N_1	-0.01	-0.023	-0.016	0.0 ^к

Примечание. а - [16], б - [19], в - [1], г - [20], д - [21], е - [22], ж - [23], з - [24], и - [25], к - [1] (для неизвестных $x \approx x^*$ и е), * - настоящая работа, л - [14].

Полученную в [13] корреляцию нельзя, однако, считать вполне удовлетворительной. Попытка установления связи между зависимостями от x зонных параметров $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ предпринималась также в [16].

Наши данные по m_c^* , полученные вблизи x^* , можно удовлетворительно описать в рамках зависимости

$$m^{-1}m_c^*(x) = 0.0239 + 0.0305x + 0.0116x^2. \quad (6)$$

Нетрудно убедиться, что коэффициент при x^2 в (6), если учесть (2), с точностью не хуже 20 % согласуется с данными для $\epsilon_g(x)$, полученными в [4]. Однако следует учесть, что выражение из [4] требует для более точного описания либо добавления еще и кубического члена по x , либо аппроксимации выражением

$$\epsilon_g(x) = 0.8151 + 1.384\Delta x, \quad (7)$$

обеспечивающим в узкой области $x = x^* \pm 0.02$ более высокую точность. Отметим, что здесь коэффициент при Δx заметно превышает величину 1.1, получаемую в рамках ПВК. Что же касается учета зависимости от механических напряжений (e), то здесь (в окрестностях x^*) мы можем представить эффективную массу электрона как

$$m_c^*(e, x) = m_c^*(0, x^*) + \frac{\partial m_c^*}{\partial x} \Big|_{x^*} x + \frac{\partial m_c^*}{\partial e} \Big|_{x^*} e. \quad (8)$$

Учитывая (6) и равенство $\delta \epsilon_g = (D_a^c - D_a^v)(2 - \lambda)e$, справедливое [4] для слоя $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ на (100) плоскости подложки из InP, а также принимая $(D_a^c - D_a^v) = -7.88$ эВ [17], а $\lambda = 1.002$ [4], для малых Δx получим

$$m_0^{-1}m_c^*(e, x) = 0.0407 + 0.04\Delta x - 0.4e \quad (9)$$

(в случае образца с независимо измеренными x и e). Однако для слоя, находящегося на подложке из InP, состав по x уже предопределяет значительную часть деформаций, а именно деформации несоответствия, которые можно связать с $\Delta a_1/a_n$, измеряемым, например, рентген-дифракционным методом. Тогда воспользуемся $\bar{\epsilon}$ из [4]:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_g(0, x^*) + \left[(D_a^c - D_a^v) \frac{2 - \lambda}{1 + \lambda} - 7.327 \frac{\partial \epsilon_g}{\partial x} \Big|_{x^*} \right] \frac{\Delta a_1}{a_n} + (D_a^c - D_a^v)(2 - \lambda)e_0. \quad (10)$$

Здесь $e_0 = e_p + e_T$ — сумма дополнительных составляющих деформации, не зависящая от рассогласования подложки и слоя: e_p — ростовые деформации, связанные со степенью неравномерности процесса наращивания слоя, e_T — деформации, вызванные рассогласованием термических коэффициентов расширения слоя ($\alpha_T^{\text{сл}}$) и подложки ($\alpha_T^{\text{пл}}$), $e_T \approx \Delta T (\alpha_T^{\text{сл}} - \alpha_T^{\text{пл}})$ в области независимости α_T от температуры, ΔT — интервал температур от температуры замера Δa_{\perp} до температуры, при которой производятся измерения. Пользуясь (10) и учитывая (см. [4]), что $(\Delta a_{\perp}/a_n)(1+\lambda)^{-1} = 6.901 \cdot 10^{-1} (0.4683 - x)$, получим

$$m_0^{-1} m_c^*(e_0, \Delta a_{\perp}) = 0.0407 - 0.1 \Delta a_{\perp}/a_n + 0.4 e_0. \quad (11)$$

Для наших образцов в [4] было получено $e_0 = -3.9 \cdot 10^{-4}$, откуда следует $m_c^* \approx 0.0403 m_0$, что уже вполне согласуется с эффективной массой, полученной из спектров ДЭ (рис. 5). Для ненапряженного образца ($e=0$) с $x=x^*$ мы получаем массу электрона $m_c^*(0, x^*) = 0.0407 m_0$, практически совпадающую с массой [1].

Заметим, что в наших данных фигурирует высокочастотная эффективная масса $m_{c, \infty}^*$, коррелирующая с параметрами зонной структуры, в то время как в большинстве экспериментов пользуются массой низкочастотной (поляронной), которая связана с $m_{c, \infty}^*$ через фреilihовскую константу α_F : $m_{c, 0}^* = m_{c, \infty}^* (1 + \alpha_F/6 + \dots)$. Пользуясь $\alpha_F = 0.09$, полученной для $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ ($x=x^*$) в рамках ПКК, имеем $m_{c, 0}^*(x^*) = 0.0413 m_0$.

8. Таким образом, в результате выполненного экспериментального исследования осциллирующего магнитопоглощения в $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с обработкой результатов как спектров диамагнитного экситона нам удалось связать значения эффективной массы электрона на две зоны проводимости и другие зонные параметры с конкретным составом по x и напряжениями, вносимыми как рассогласованием слоя с подложкой, так и другими причинами. Полученные результаты пригодны для описания зонных параметров слоя, выращенного на подложке InP с x , меняющимся в окрестностях x^* . Не составляет труда из полученных данных пересчитать в квадратичном приближении $E_p(x)$, $F(x)$, $g_c^*(x)$ и другие зонные параметры. Как результат, можно рекомендовать для $x \approx x^*$ следующий набор параметров: $\varepsilon_g = 0.8151$ эВ, $E_p = 25.4$ эВ, $F = -2.3$, $\gamma_1 = 10.8$, $\gamma_2 = 4.2$, $\gamma_3 = 4.8$, $k = 3.7$, $q = 0$, откуда $m_{c, 0}^*(0, x^*) = 0.0413 m_0$ и $g_c^* = -4.4$.

Список литературы

- [1] Alavi K., Aggarval R. L., Groves S. H. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 3. P. 1311—1315.
- [2] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. 272 с.
- [3] Pidgeon C. R., Brown R. N. // Phys. Rev. 1966. V. 146. N 2. P. 575—583.
- [4] Абдуллаев М. А., Гореленок А. Т., Кохановский С. И., Макушенко Ю. М., Пуляевский Д. В., Сейсян Р. П., Штенгель К. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 201—206.
- [5] Кохановский С. И., Макушенко Ю. М., Сейсян Р. П., Эфрос Ал. Л. // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 4. С. 999—1006.
- [6] Ivanov-Omskii V. I., Kokhanovskii S. I., Seisyan R. P., Smirnov V. A., Yukish V. A., Yuldashev S. U., Efros Al. L. // Sol. St. Commun. 1983. V. 46. N 1. P. 25—28.
- [7] Райх М. Э., Эфрос Ал. Л. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 6. С. 1708—1716.
- [8] Гельмонт Б. Л., Сейсян Р. П., Эфрос Ал. Л., Варфоломеев А. В. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 1. С. 238—248.
- [9] Гантмахер В. Ф., Гельмонт Б. Л., Зверев В. Н., Эфрос Ал. Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 3. С. 1129—1139.
- [10] Vrehen Q. H. // J. Phys. Chem. Sol. 1968. V. 29. N 1. P. 129—131.
- [11] Weiler M. H., Aggarval R. L., Lax B. // Phys. Rev. 1978. V. 17. N 8. P. 3269—3283.
- [12] Kanskaya L. M., Kokhanovskii S. I., Seisyan R. P., Efros Al. L. // Phys. St. Sol. 1983. V. B118. N 2. P. 447—452.
- [13] Hermann C., Weisbush C. Optical orientation. Amsterdam, 1984. 541 p.
- [14] Kana'ah A. A., Jonson G. R., Cavenett B. C., Skolnick M. S., Bass S. J. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 2. P. 1303—1305.
- [15] Efros Al. L., Kanskaya L. M., Kokhanovskii S. I., Seisyan R. P. // Phys. St. Sol. 1982. V. B114. N 1. P. 373—378.
- [16] Hrivnak L. // Phys. St. Sol. 1989. V. A116. N 2. P. K73—K76.
- [17] Zielinski E., Scheizen H., Straubel K., Elsele H., Weimann G. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 6. P. 1631—1636.
- [18] Канская Л. М., Кохановский С. И., Сейсян Р. П. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 718—720.

- [19] Никитин Л. П., Русанов И. Б., Сейсян Р. П., Язева Т. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 11. С. 3453—3456.
- [20] Pidgeon C., Groves S., Feinleib J. // Sol. St. Commun. 1967. V. 5. N 2. P. 677—689.
- [21] Reine M., Aggarval R., Lax B. // Sol. St. Commun. 1970. V. 5. N 1. P. 35—39.
- [22] Ehrenreich H., Philipp H. R., Phillips J. C. // Phys. Lett. 1962. V. 8. N 1. P. 59—63.
- [23] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. 1973. V. 57. N 9. P. 4605—4609.
- [24] Hermann C., Weisbuch C. // Phys. Rev. 1977. V. B15. N 2. P. 823—826.
- [25] Hopkins M. A., Nicholas R. J., Pfeffer P., Zavadzki W., Gauthier D., Portal J. C., Di-Forte-Poisson M. A. // Semicond. Sci. Techn. 1987. V. 2. N 3. P. 568—577.

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

Получена 13.11.1990
Принята к печати 15.11.1990