

Оценка качества эпитаксиальных слоев GaAs и их интерфейсов посредством анализа спектров экситонного поглощения

© Н.Р. Григорьева*[¶], А.Ю. Егоров*, Д.А. Зайцев⁺, Е.В. Никитина*, Р.П. Сейсян⁺

* Санкт-Петербургский государственный университет,
194034 Санкт-Петербург, Россия

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

[•] Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 октября 2013 г. Принята к печати 1 ноября 2013 г.)

Оптические экситонные спектры чувствительны даже к весьма незначительным изменениям свойств материала. Особенно информативны спектры такой квазичастицы как экситонный поляритон, хотя их спектроскопия и накладывает ограничения по температуре измерений и качеству материала. Параметры экситона, такие как резонансная частота ω_T и коэффициент затухания Γ , могут меняться под действием электрического поля, наличия дефектов, изменения химического состава пленки. Если свойства материала изменяются по толщине пленки, то и резонансная частота, и коэффициент затухания тоже изменяются вдоль пространственной координаты z . Исследовались нелегированные слои GaAs при $T = 1.7$ К, выращенные эпитаксиально на подложке из GaAs. По спектрам экситонного края поглощения выполнены оценки глубин „мертвых“ слоев, электрических полей и концентрации примесей.

1. Введение

Экситонная спектроскопия является одним из самых тонких и точных методов характеристики полупроводниковых кристаллов. Однако, реальный образец для исследования обладает определенной неоднородностью свойств — по крайней мере, границами с окружающей средой. В общем случае решение задачи о влиянии неоднородности образца на оптические свойства в области экситонного резонанса включает в себя нахождение волновых функций экситона, возмущенных присутствием неоднородности. Как показано в работе [1], если неоднородность может быть описана достаточно медленно меняющимся потенциалом, то влияние неоднородности на параметры экситона можно представить в виде зависимости, описывающей изменение резонансной частоты ω_T и коэффициента затухания Γ с пространственной координатой z , нормальной к плоскости образца. В этом случае задача об оптическом отклике среды может быть решена с помощью материального уравнения, дающего связь между экситонной поляризацией (\mathbf{P}) и электрическим полем (\mathbf{E}) вблизи частоты экситонного резонанса ω_T , имеющего следующий вид [1]:

$$\left(-\frac{\hbar\omega}{M} \nabla_R^2 + \omega_T^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma_0 + \frac{2\omega_T}{\hbar} V^*(z) \right) \times P(R, \omega) = \beta_0 \omega_T^2(R, \omega), \quad (1)$$

где M — трансляционная масса экситона; ω_T — резонансная частота экситона; Γ_0 — его диссипативное затухание; $R(x, y, z)$ — координата центра масс экситона. Потенциал $V = V' + iV''$, вообще говоря, —

комплексная функция с вещественной частью $V'(z)$, описывающей зависимость локальной резонансной энергии экситона от координаты, и мнимой частью V'' , определяющей зависящий от z вклад в диссипативное затухание $\Gamma(z) = 2V''(z)/\hbar$, M — трансляционная масса экситона; β_0 — вклад в статическую поляризуемость, обусловленный рассматриваемым экситонным резонансом.

Функцию V называют также экситонным потенциалом. Решение задачи об оптическом отклике может производиться в рамках многослойной аппроксимации неоднородной среды. Неоднородная среда разбивается на ряд элементарных однородных слоев, на внутренних границах которых соблюдаются граничные условия непрерывности для тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей и непрерывности экситонной поляризации, а также для ее нормальной производной. Спектры отражения и пропускания вычисляются методом матриц переноса.

Форма экситонной линии в спектрах отражения и пропускания очень чувствительна к виду и параметрам экситонного потенциала V . Рассмотрим неоднородность, обусловленную наличием однородно распределенных заряженных примесных центров. Ненулевая плотность заряда создает электрическое поле, которое линейно растет от центра к поверхностям пленки. Изменения ω_T и Γ под действием электрического поля можно учесть, пользуясь расчетами, проведенными для атома водорода [2]. На рис. 1 приведены контуры экситонных линий пропускания, рассчитанные для пленок с разным уровнем легирования. Произведя сопоставление экспериментальных и расчетных спектров, можно получить информацию об изменениях параметров экситона вдоль толщины пленки. По параметрам экситонного потенци-

[¶] E-mail: nrg_uni@yahoo.com

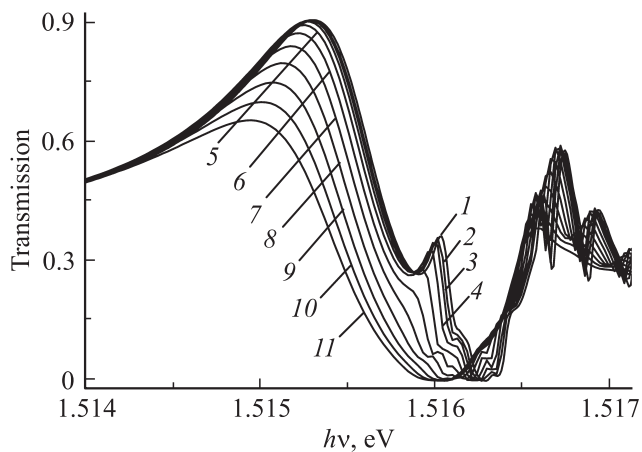


Рис. 1. Спектры пропускания основного экситонного состояния $n_0 = 1$ GaAs: расчет по [1] для образца толщиной 1 мкм при $T = 1.7$ К; „мертвый слой“ (z_{dl}) = 27 нм, $\Gamma = 0.05$ мэВ, и для различных концентраций, см^{-3} : 1 — 0, 2 — $3 \cdot 10^{14}$, 3 — $4 \cdot 10^{14}$, 4 — $5 \cdot 10^{14}$, 5 — $6 \cdot 10^{14}$, 6 — $7 \cdot 10^{14}$, 7 — $8 \cdot 10^{14}$, 8 — $9 \cdot 10^{14}$, 9 — $1 \cdot 10^{15}$, 10 — $1.1 \cdot 10^{15}$, 11 — $1.2 \cdot 10^{15}$.

ала можно определить величину поля на поверхности образца, и концентрацию заряженной примеси (поверхностную плотность заряда) в образце.

Одним из методов определения параметров экситона может служить анализ зависимости интегрального коэффициента экситонного поглощения (K) от параметра затухания. Для полубесконечного кристалла в классическом случае выполняется закон Бугера:

$$I = (1 - R)I_0 \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

где R — коэффициент отражения, а α — коэффициент поглощения. В случае однородной пленки для области экситонного резонанса коэффициент поглощения определяется точно через спектры отражения и пропускания. Для достаточно толстой пленки, когда можно пренебречь многократным отражением, коэффициент поглощения может быть извлечен из (2). Тогда интегральное поглощение K по экситонной линии поглощения можно определить как

$$K(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0, \gamma), \quad (3)$$

где фактор диссипативного затухания обозначен как $\gamma \equiv \Gamma/\hbar$. Зависимость $K(\Gamma)$ определяется параметрами экситонной системы. При $\Gamma = 0$ $K(\Gamma) = 0$. Далее с увеличением Γ наблюдается практически линейный рост K , но при некотором значении Γ_{cr} характер поведения зависимости меняется, она практически перестает зависеть от Γ , т.е. ведет себя как интегральный коэффициент поглощения для классического осциллятора. Зная значение Γ_{cr} можно определить такие параметры экситона, как силу осциллятора и продольно-поперечное расщепление ω_{LT} [3].

2. Образцы и техника их приготовления

Особенностью образцов, используемых для изучения деталей экситонного поглощения, является их экстремально малая толщина d , такая, чтобы ad существенно не превышала единицы, $ad < 1$, и это вместе со стремлением экспериментировать на свободных ненапряженных образцах создает трудности. Относительно легко они преодолеваются при использовании молекулярно-пучковой эпитаксии, когда исследуемый слой снабжается ограничивающими гетеропереходами к оптически прозрачному в интересующей нас области материалу, который одновременно может послужить так называемым „стоп-слоем“, останавливающим химическое растворение при травлении слоя от толстой подложки. В противном случае необходимо прецизионное механическое утончение толстого образца, и его изготовление превращается в искусство. Здесь трудно избежать неконтролируемых деформаций образца, искажающих спектры, и образования высокой плотности поверхностных состояний, создающих сильные приповерхностные электрические поля и являющихся встроенными центрами безызлучательной рекомбинации. Кроме того, изготовленные таким образом образцы подвержены влиянию окружающей среды и нестабильны во времени. Во избежание этого изготовленная тонкая полупроводниковая пластинка GaAs в наших экспериментах проходила термообработку в атмосфере очищенного водорода, которая уменьшала плотность поверхностных состояний и стабилизировала оптические свойства образца. Далее она помещалась в специальный бокс из покровных стекол и помещалась в гелиевый криостат непосредственно в среду жидкого гелия, находящегося под откачкой. Техника спектроскопического изучения таких образцов из различных материалов неоднократно описана (например, [5,6]). Технология отжига образцов GaAs, представлявших собой сверхтонкие свободные монокристаллические пластины, была впервые успешно применена еще в [7] и позволила пронаблюдать спектры диамагнитного экситона (ДЭ), насыщенные многими деталями, в то время как до применения этой технологии все детали, включая элементы дискретной экситонной структуры, оказывались полностью размытыми. В дальнейшем эта технология широко применялась при изучении спектров ДЭ не только в GaAs, но и в других полупроводниковых кристаллах (например, [5,6]). Так что естественно было ее применить и исследовать и в нашем случае. С применением технологии отжига в водороде были изготовлены образцы F235-A и F247-B, исходный эпитаксиальный слой которых выращен методом ГФЭ и R1488, исходный эпитаксиальный слой которого изготовлен методом МПЭ, но образец не был снабжен стоп-слоями. Образцы R1519-1,2 и R1520-1 были также изготовлены методом МПЭ, но имели стоп-слои. При этом R1519-2 прошел дальнейшую термообработку в водороде с целью снятия

Таблица 1. Исходные данные исследуемых образцов

R1488-1	$(1-2) \cdot 10^{14}$	Эффективная толщина ~ 2.1 мкм	МПЭ	5 мкм GaAs на подложке из GaAs	Травление, отжиг в водороде при 550°C
R1519-1	$(1-2) \cdot 10^{14}$	1 мкм	МПЭ	GaAs подложка, GaAs буфер 200 нм, $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 30 нм, GaAs 1 мкм, $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 30 нм, GaAs 10 нм	Травление до стоп-слоя
R1519-2	$(1-2) \cdot 10^{14}$	1 мкм	МПЭ	GaAs подложка, GaAs буфер 200 нм, $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 30 нм, GaAs 1 мкм, $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 30 нм, GaAs 10 нм	Травление до стоп-слоя, отжиг в водороде при 550°C
R1520-1	$(1-2) \cdot 10^{14}$	0.2 мкм	МПЭ	GaAs подложка, GaAs буфер 200 нм, $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 30 нм, GaAs 200 нм, $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ 30 нм, GaAs 10 нм	Образец протравлен до 70 мкм, наклеен на стекло цианоакрилатным клеем, затем дотравлен до стоп-слоя
F247-B	$8 \cdot 10^{15}$	Эффективная толщина ~ 2.7 мкм	ГФЭ	GaAs на подложке из GaAs	Травление, отжиг в водороде при 550°C
F235-A	$10^{12}-10^{14}$	4 мкм	ГФЭ	GaAs на подложке из GaAs	Травление, отжиг в водороде при 550°C

остаточных механических напряжений. При относительно большой толщине (от 2 до 4 мкм) экситонный спектр имеет вполне привычный вид и может включать в себя, помимо основного состояния экситона ($n_0 = 1$), еще и возбужденные ($n_0 = 2 \dots$) состояния. При этом узкие экситонные линии и наблюдение возбужденных состояний уже можно считать признаком вполне высокого совершенства эпитаксиального слоя.

В образцах толщиной 1 мкм и меньше экситонный спектр заметно усложняется интерференцией экситонного поляритона. Начало интерференционных процессов проявляет себя на фоне континуума состояний ($h\nu > E_g$) в виде слабых регулярных осцилляций. Как было показано в работе [8], (см. также [9]), интерференционная структура в диапазоне толщин 150–1000 нм образуется в результате квантования центра масс экситона, тогда как интерференционную структуру при толщинах меньше 150 нм следует рассматривать уже как результат квантования электронов и дырок по отдельности (см., например, [5]). Представления о чувствительности спектра основного состояния экситона к изменениям концентрации легирующей примеси может дать приводимый на рис. 1 теоретический спектр края поглощения при толщине образца 1000 нм ($\Gamma = 0.05$ мэВ). Данные об исследованных образцах мы приводим в табл. 1.

3. Экспериментальные результаты

Выполнены измерения спектров края поглощения различных образцов GaAs. Типичные спектры края поглощения относительно толстого образца (порядка 2.1 мкм) приводятся на рис. 2. Здесь отчетливо просматриваются основное и первое возбужденные состояния. Особенностью спектра является большая глубина провала за максимумом основного состояния и возможность

практически полного отделения контура ($n_0 = 1$) дискретного состояния от континуума с аппроксимацией его контуром Лоренца. Рассматриваемый спектр типичен для случая, когда интерференция поляритонных мод уже намечается, но еще не доминирует, оставляя мало искаженной структуру основного ($n_0 = 1$) экситонного состояния. Образцы толщиной 1 и 0.2 мкм имеют более сложный спектр. Но и они в большинстве случаев позволяют отделить контур пропускания основного состояния экситона для дальнейшего анализа. В настоящей работе мы не будем останавливаться на эффектах квантования экситонного центра масс, или же электрона и дырки по

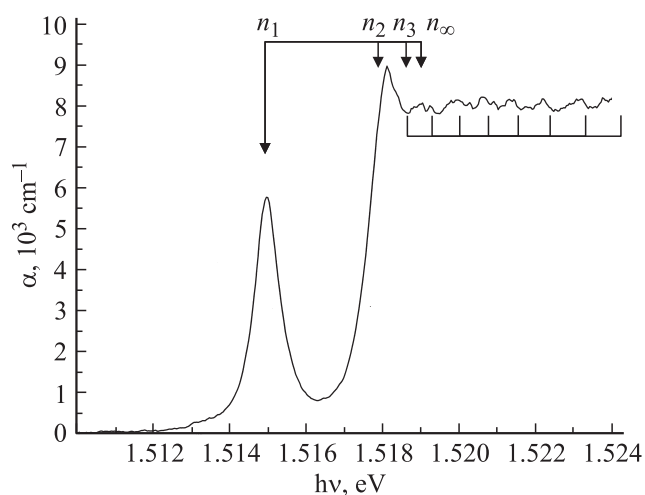


Рис. 2. Экспериментальный край поглощения образца GaAs R1488-1, $T = 1.7$ К. Верхняя скоба: теоретическое расположение членов экситонной серии: $n_1, n_2, n_3 \dots n_{\infty}$, нижняя — положения предполагаемых минимумов интерференции центра масс экситонного поляритона (ЭП), $dE \approx E_{n1} + 2.5 \cdot 10^{-5}(n + 12)^2$, $n = 0, 1, \dots$ эВ.

Таблица 2. Основные результаты анализа и оценки параметров тонких слоев GaAs

№ образца	Технологическая толщина, нм	Концентрация примесей, см ⁻³	Резонансная $h\nu_0$, эВ	Z_{exc} , нм	Z_{dl} , нм	$Z_{exc} + 2Z_{dl}$	Γ , мэВ	K , эВ/см	Γ_K , мэВ
R1488-1	~ 2100	$2 \cdot 10^{14}$	1.51532	546	227(12a)	1000	0.85	7.9	0.019
R1519-1	1000	$2 \cdot 10^{14}$	1.5159	746	127(6.7a)	1000	0.8		
R1519-2	1000	$2 \cdot 10^{14}$	1.5158	346	325(17a)	996	0.77		
R1520-1	200	$2 \cdot 10^{14}$	1.51766	150	38(2a)	226	0.4		
F247-B	~ 2700	$8 \cdot 10^{15}$	1.51505	2500	35(1.9a)	2570	1.6	21.9	0.053
F235-A	4000	$10^{12} - 10^{14}$	1.5143	318	338	994	2.1	6.8	0.016

отдельности. В качестве примера для последнего случая см., например, [5], но сосредоточим внимание на анализе контура пропускания образцов в рамках теории экситонного потенциала [1] с целью определения параметров экситонного слоя и его интерфейсов в тонком образце, необходимым для исследования процессов оптического пропускания в области экситонных резонансов.

Моделирование спектров пропускания, проведенное при широком варьировании параметров, показало, что на полуширину линии и минимальное значение пропускания в экситонном резонансе влияет оптическая плотность слоя, содержащего экситон (коэффициент затухания и толщина этой области). Величину коэффициента затухания в таком случае определяют: конечная температура (взаимодействие с фононами), легирование пленки заряженной примесью, которая вызывает образование равномерного электрического поля внутри образца, поверхностный слой заряда, создаваемый, например, слоем атомов мышьяка, образовавшимся в результате термообработки, а также приповерхностные состояния. Поле, присутствующее в образце, может приводить как к изменению резонансной частоты и коэффициента затухания экситона, так и к его ионизации. В соответствии с этим при моделировании в образце были выделены два типа областей. На роль приповерхностного поля в спектроскопии ДЭ, когда оно приводит к появлению новых переходов в магнитооптическом спектре, стимулированных, например, скрещенными электрическим и магнитным полями, обращалось внимание еще в работе [9]. Но в нашем случае мы ограничимся его влиянием на ионизацию и диссипативное затухание экситонов. Выделим область, в которой возможно существование экситона (z_{exc}), и область, где экситон ионизирован (z_{dl}). В первой области изменение параметров экситона под действием поля описывается через введение экситонного потенциала. Промежуточная область, в которой действует электрическое поле, но еще не приводит к ионизации экситона, описывается экситонным эффектом Штарка (см. [6]). Он приводит к спектральному смещению положений уровней экситонных состояний, квадратичному — для основного, и линейному — для возбужденных. Здесь этот эффект нами не рассматривается ввиду относительно малой протяженности соответствующих областей.

4. Анализ результатов и оценка параметров тонких пластин GaAs

Обработка спектров края экситонного поглощения сводилась к подгонке резонансного максимума поглощения в рамках теоретической модели. Рис. 3 демонстрирует результаты подгонки минимумов пропускания различных изучаемых образцов к теоретической модели.

Величину коэффициента затухания определяют: конечная температура (взаимодействие с фононами), легирование пленки заряженной примесью, поверхностный слой заряда. Поле, которое возникает при этом в образце, может приводить как к изменению резонансной частоты и коэффициента затухания экситона, так и к его ионизации. В соответствии с этим при моделировании в образце были выделены два типа областей. Область 1, в которой возможно существование экситона (z_{exc}), и область 2 (z_{dl}), где экситон ионизирован (рис. 3, табл. 2). В первой области изменение параметров экситона под действием поля описывалось через введение экситонного потенциала. Для областей, где экситон ионизирован, была выбрана простейшая модель несобственного мертвого слоя.

Коэффициент затухания в области существования экситона складывается из трех значений:

$$\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_N + \Gamma_S, \quad (4)$$

где Γ_0 — коэффициент затухания, определяемый температурой и взаимодействием с фононами; Γ_N — коэффициент затухания, обусловленный легированием образца; Γ_S — коэффициент затухания, возникающий благодаря наличию поверхностных состояний.

Рассмотрим, к примеру, экспериментальные данные по образцу R1488-1. Здесь наилучшее описание оказалось возможным при следующих параметрах (рис. 3): $\Gamma = 0.85$ мэВ, $z_{exc} = 546$ нм, $z_{dl} = 277$ нм. При расчете экситонного потенциала, согласно известным данным, использовалось значение концентрации легирующей примеси $N = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Оценим значения составляющих его компонент Γ_0 , Γ_N , Γ_S . Согласно [8,9], величина Γ_0 при $T = 1.7$ К определяется взаимодействием с акустическими фононами и имеет значение 0.024 мэВ. Если для определения значения Γ_N воспользоваться данными

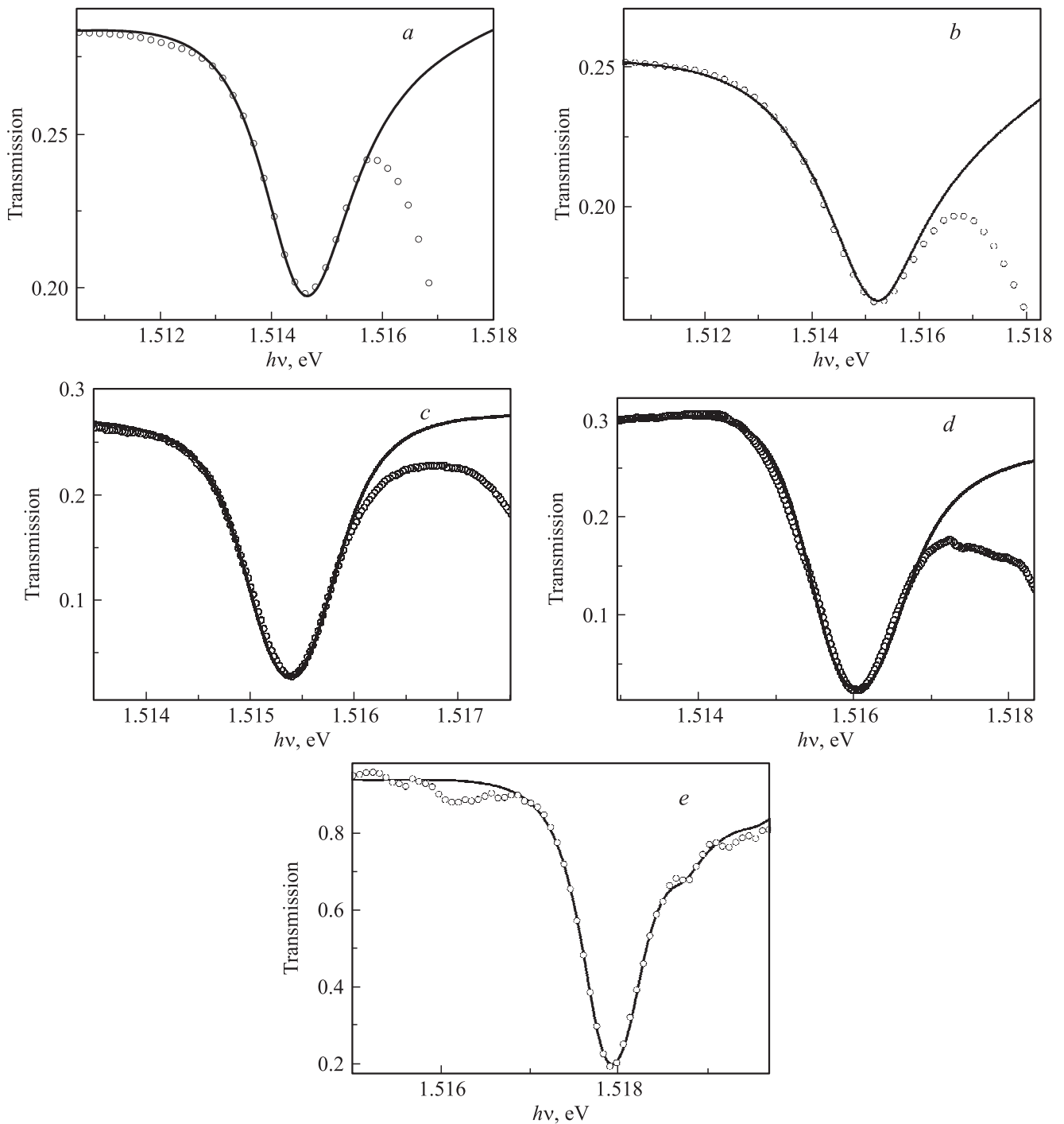


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных (круглые пустые точки) и расчетных (сплошная линия) спектров пропускания исследованных образцов. *a* — F235-A, *b* — F247-B, *c* — R1488-1, *d* — R1519-1, *e* — R1520-1.

о концентрации легирующей примеси $N = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, увеличение Γ_N электрическим полем, создаваемым заряженной примесью данной концентрации, согласно [1,2], ничтожно мало. Тогда на вклад в коэффициент затухания, который дают поверхностные состояния, останется $\Gamma_S = 0.826 \text{ мэВ}$. Такое значение Γ_S соответствует напряженности поля $E_s = 1080 \text{ В/см}$ (здесь мы воспользовались таблицами величин, приводимыми в [1,2]). Да-

лее можно оценить концентрацию заряженных центров на поверхности образца как $n_s = 2\epsilon_0 E_s / e$, что дает $n_{ss} = 7.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Рассмотрим далее возможность оценки по экситонным спектрам концентрации примесей N . Рис. 1, где изображена теоретическая зависимость спектра пропускания основного экситонного состояния от концентрации заряженных примесных центров N , демонстри-

рует существенную чувствительность формы спектров пропускания к уменьшению концентрации вплоть до $N = (3-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, далее чувствительность практически отсутствует. То же можно обнаружить, рассматривая форму экситонного потенциала, который при низких концентрациях „вырождается“ [1]. Тем не менее можно рассмотреть возможность оценки достаточно низких концентраций локальных заряженных центров, пользуясь измеренным значением интегрального поглощения, которому через зависимость $K(\Gamma)$ (см., например, [3]) соответствует определенный коэффициент затухания (Γ). Для этого воспользуемся данными образца F247-B, в котором измеренная (до утонения) „холловская“ концентрация составила $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а глубина „мертвых слоев“ не превысила двух a_B при толщине экситонного слоя $z_{\text{exc}} = 2500 \text{ nm}$, т.е. 80% полной физической толщины образца. Это дает основания отнести практически все измеренное через интегральное поглощение экситонное затухание за вычетом рассеяния на фононах $\Gamma = 0.029 \text{ мэВ}$ на взаимодействие экситона с примесными центрами. Отсюда для $\Gamma_N = \sigma N$ следует коэффициент $\sigma = 3.6 \cdot 10^{-21} \text{ эВ} \cdot \text{см}^3$, который можно распространить на все соответствующие случаи, как $N = \Gamma_N / \sigma$. Обращает на себя внимание гигантская разница между Γ , полученным интегрированием спектральной линии, и Γ , полученным подгонкой. Различие происходит потому, что интегральное поглощение чувствует только истинное затухание экситона, тогда как в „подгонке“ участвует форма линии, включающая в себя неомогенное уширение, существенно превышающее гомогенную компоненту.

5. Заключение

Выполненное исследование можно рассматривать как предварительный опыт последовательного анализа свойств тонких свободных эпитаксиальных пластин GaAs, изначально полученных МПЭ и ГФЭ и снабженных интерфейсами различного рода в процессе отделения от подложки и подготовки к измерениям. Слои, изготовленные методом МПЭ на установке RIBER MBE 49, обладают не только высоким кристаллофизическим совершенством, но обеспечены весьма низким остаточным фоновым легированием. Что же касается термообработки в водороде с целью стабилизации свойств и уменьшения плотности поверхностных состояний, то она приводит к значительному увеличению „мертвого“ безэкситонного слоя — до 12–18 a_B . Альтернативным вариантом объяснения могло бы служить образование в результате термообработки промежуточного сильно легированного слоя. В то же время гетерограница с $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ обеспечивает минимальность „мертвого“ слоя размером в один-два боровских радиуса, но термообработка в водороде значительно его увеличивает, практически возвращая к случаю отсутствия гетерограницы. Такая же гетерограница в слоях толщи-

ной 200 нм обеспечивает относительно тонкий „мертвый слой“ до 38 нм, т.е. в $2a_B$ толщиной (будем считать a_B равным 19 нм — как в [11]). Величина интегрального поглощения K также может быть оценена из такого анализа, или же измерена „прямо“ интегрированием площади линии $n_0 = 1$ на относительно толстых слоях. При этом величина K максимальна в слоях, изготовленных ГФЭ, и в случае образцов, изначально легированных до 10^{15} см^{-3} , вполне соответствует концентрациям, следующим прямо из спектральных измерений. Понятно, что для прямой оценки концентрации через величину K следует предварительно оценить и исключить компоненты, связанные с поверхностью образца.

Одним из существенных результатов работы можно считать демонстрацию недостатков технологии стабилизации поверхности путем отжига в среде водорода. Интерфейсы, образующиеся в результате такой обработки поверхности, обладают „гигантским“ безэкситонным „мертвым слоем“. Отметим при этом, что рассматриваемая термообработка в водороде ранее сыграла весьма положительную роль, позволив впервые наблюдать „тонкую структуру“ спектров диамагнитного экситона GaAs, тогда как необработанные образцы никаких особенностей магнитопоглощения не обнаруживали (см. [8,9]).

Гетеропереходная граница при относительно тонком слое AlGaAs спасает положение отчасти. Поле, индуцированное поверхностными состояниями внешней поверхности твердого раствора, проникая на большую глубину в высокоомный полупроводник, по-видимому, вызывает существенное расширение „мертвого слоя“. Выходом из положения могло бы стать создание гетеропереходной границы с относительно толстым слоем твердого раствора или же применение технологии нитридной пассивации поверхности GaAs [12,13].

Список литературы

- [1] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. *Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников*. (СПб. Изд-во СПб. ун-та, 2003).
- [2] В.В. Колосов. Автореф. канд. дис. (Л., 1978); R.G. Damburg, V.V. Kolosov. *J. Phys. B*, **9** 3358 (1976).
- [3] Н.Н. Ахмедиев. *ЖЭТФ*, **79** (4(10)), 1534 (1980).
- [4] С.А. Ваганов, Р.П. Сейсян. Письма в *ЖТФ*, **39**, **38** (2012).
- [5] Р.П. Сейсян, М.А. Абдуллаев, Б.П. Захарченя. *ФТП*, **7**, 958 (1973).
- [6] Д.К. Логинов, Е.В. Убийвовк, Ю.П. Ефимов, В.В. Петров, С.А. Елисеев, Ю.К. Долгих, И.В. Игнатъев, В.П. Кочерешко, А.В. Селькин. *ФТТ*, **48** (11), 1979 (2006).
- [7] A. Tredicucci, Y. Chen, F. Bassani, J. Massies, C. Deparis, G. Neu. *Phys. Rev. B*, **47** (16), 10 348 (1993).
- [8] R. Seisyan. *Semicond. Sci. Technol.* **27** 053 001 (2012).
- [9] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [10] G.N. Aliev, N.V. Lukyanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, H. Gibbs, G. Khitrova. *Phys. Status. Solidi A*, **164**, 193 (1997).

- [11] Е.В. Убийвовк, Д.К. Логинов, И.Я. Герловин, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов, С.А. Елисеев, В.В. Петров, О.Ф. Вывенко, А.А. Ситникова, Д.А. Кириленко. ФТП, **51**, (9), 1818 (2009).
- [12] В.Л. Берковиц, Т.В. Львова, В.П. Улин. ФТП, **45** (12), 1637 (2011).
- [13] М. Маркосов, Р.П. Сейсян. ФТП, **42** (3), 656 (2009).

Редактор Т.А. Полянская

GaAs epitaxial layers and their interfaces quality estimation by means of the exciton absorption spectra analysis

N.R. Grigorieva*, A.Yu. Egorov[•], D.A. Zaitsev⁺,
E.V. Nikitina[•], R.P. Seisyan⁺

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

* Saint-Petersburg State University,
199034 St. Petersburg, Russian

[•] St Petersburg Academic University —
Nanotechnology Research and Education Centre
of the Russian Academy of Sciences
(the Academic University),
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Exciton optical spectra are sensitive to even slightest changes in the properties of the material. Spectra of a quasi-particle such as an exciton polariton can be particularly informative, although their spectroscopy imposes restrictions on the temperature and the quality of the material. Exciton parameters such as resonant frequency ω_r and the damping coefficient Γ may change under the influence of an electric field, the presence of defects, changes in the chemical composition of the film. If the properties of the material vary through the layer, so do the resonant frequency and the damping coefficient. We investigated the undoped GaAs layers epitaxially grown on a substrate of GaAs at $T = 1.7$ K. Using the spectra of the excitonic absorption edge we have estimated depth of „dead“ layers, electric fields and the concentration of impurities.