

Экспериментальное определение толщины „мертвого слоя“ для экситонов в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs

© 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*

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

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

E-mail: loginov_dmitriy@mail.ru

(Поступила в Редакцию 20 ноября 2008 г.
В окончательной редакции 25 декабря 2008 г.)

Выполнено прямое измерение толщины „мертвого слоя“ для материала GaAs в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Проведено сопоставление полученных в эксперименте значений ширины мертвого слоя с ранее найденными значениями для того же материала, граничащего с внешней средой, а также с результатами теоретических предсказаний различных авторов.

Работа поддержана РФФИ и Минобрнауки.

PACS: 71.36.+c, 78.40.Fy, 78.67.De

1. Введение

При анализе экситонных оптических спектров полупроводниковых материалов и гетероструктур на их основе, в которых существенную роль играют гетерограницы, часто приходится учитывать приповерхностную область, свойства которой существенно отличаются от свойств основного объема исследуемого материала. Эта область называется „мертвым слоем“. Впервые понятие мертвого слоя было введено в работе [1] для полубесконечного кристалла, граничащего с вакуумом. Введение этого понятия оправдывалось тем обстоятельством, что даже в кристалле с идеальным структурным совершенством электрон и дырка, из которых образован экситон, вблизи гетерограницы взаимодействуют с зарядом изображения. Вследствие этого взаимодействия по мере приближения к интерфейсу потенциальная энергия начинает резко возрастать, что приводит к серьезному усложнению дополнительных граничных условий, накладываемых на волновую функцию экситона [1]. Однако, как утверждается в работах [2–4], эти сложные граничные условия могут быть аппроксимированы значительно более простым граничным условием, согласно которому волновая функция экситона обращается в нуль не на реальной границе кристалла, а внутри его — на расстоянии порядка боровского радиуса экситона от границы.

В работах [5–7] рассматривался механизм формирования мертвого слоя только за счет ограничения движения электрона и дырки. Авторами указанных работ было установлено, что наличие такого ограничения приводит к существенному росту резонансной частоты экситона при приближении его к границе на расстояние порядка боровского радиуса. Таким образом, этот второй механизм формирования мертвого слоя столь же эффективен, как и взаимодействие с зарядом изображения.

Кроме того, существуют еще и так называемые несобственные механизмы формирования области мертвого слоя [2,3,8]. В реальных полупроводниках, кристаллическая решетка которых далека от совершенства, область мертвого слоя может быть существенно большей за счет наличия вблизи гетерограницы дислокаций, заряженных и нейтральных примесей, концентрация которых обычно увеличивается вблизи интерфейсов, что приводит к изгибу зон и, как следствие, к существенному изменению толщины мертвого слоя [2,3]. В некоторых случаях изгиб зон может приводить к образованию приповерхностной потенциальной ямы для экситона, вследствие чего в оптических спектрах удается наблюдать особенности, обусловленные уровнями энергии размерного квантования центра масс экситона [9].

Следует подчеркнуть, что для границы полупроводника с вакуумом из-за большой разницы фоновой диэлектрической проницаемости кристалла и внешней среды взаимодействие с зарядом изображения является весьма эффективным фактором формирования мертвого слоя даже при отсутствии несобственных механизмов. Согласно теоретическим расчетам толщины мертвого слоя в работе [4], даже без учета несобственных механизмов и механизма ограничения движения электрона и дырки толщина этой области должна быть порядка четырех-пяти боровских радиусов экситона. В частности, для материала GaAs в работе [10] выполнена оценка толщины физического мертвого слоя, обусловленного только собственными механизмами формирования, такими как взаимодействие с зарядом изображения и ограничение движения электрона и дырки. В результате для этой величины было получено значение 60 nm, что примерно соответствует четырем боровским радиусам экситона в GaAs и вполне согласуется с выводами работы [4].

В гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), слой, в котором возбуждаются экситоны, граничит не с вакуумом или внешней средой, а с полупроводниковыми слоями. Такая ситуация зачастую позволяет избежать повышенной концентрации примесей и дефектов вблизи гетерограницы и исключить таким образом влияние несобственных механизмов на формирование области мертвого слоя. Другим важным аспектом исследования проблемы мертвого слоя в гетероструктурах является тот факт, что разница фоновой диэлектрической проницаемости между граничащими гетерослоями структуры составляет всего 10%. Поэтому взаимодействие с зарядом изображения в десятки раз меньше по сравнению со случаем границы полупроводника с внешней средой, в котором диэлектрические проницаемости отличаются более чем в 10 раз. Таким образом, описанные в работах [1–4,8] факторы, которыми обусловлено существование мертвого слоя, играют существенно меньшую роль в гетероструктурах и величина приграничной области должна существенно отличаться от значений, полученных в этих публикациях.

В работах, посвященных теоретическому исследованию экситонных спектров отражения от гетероструктур [11–14], толщина мертвого слоя используется обычно в качестве феноменологического подгоночного параметра. Работа по непосредственному измерению толщины мертвого слоя в многослойных структурах ранее не производилась.

Наша работа посвящена непосредственному определению ширины мертвого слоя в материале GaAs, пространственно ограниченном слоями из AlGaAs с высоким структурным совершенством. Технология МПЭ позволяет получать образцы, содержание примесей в которых так мало, что влиянием несобственных механизмов на толщину мертвого слоя можно пренебречь [15]. В настоящей работе величина мертвого слоя в широкой квантовой яме (КЯ) GaAs/AlGaAs определена путем сопоставления данных электронной микроскопии и результатов анализа экспериментально измеренных спектров отражения.

2. Исследуемые образцы и методы измерения

Исследовалась гетероструктура с широкой (превышающей на порядок боровский радиус экситона) КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Упрощенная схема гетероструктуры представлена на рис. 1.

Для исследования был выбран образец с номинальной шириной квантовой ямы 256 nm, оцененной по данным дифракции быстрых электронов в процессе выращивания гетероструктуры в установке МПЭ.

Значение толщины мертвого слоя было получено путем сравнения толщины слоя GaAs, определенной с помощью просвечивающего электронного микроскопа

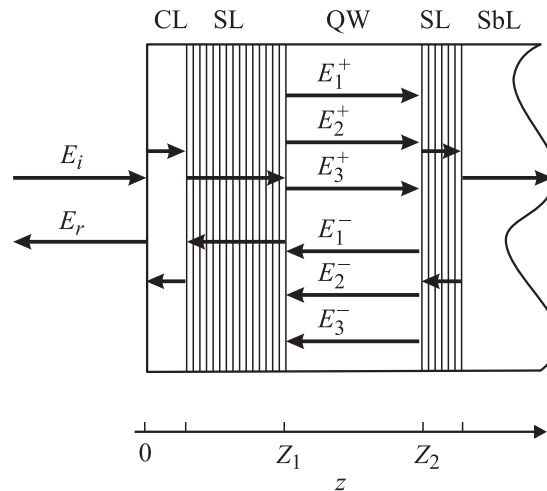


Рис. 1. Схематическое изображение гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs. CL — покрывающий слой GaAs; SL — барьерные слои, представляющие собой сверхрешетки AlAs/GaAs; QW — исследуемая широкая КЯ GaAs; SbL — подложка GaAs, на которой выращена структура. На оси z (ось роста) отмечены координаты Z_1 и Z_2 границ широкой КЯ. Стрелками показаны направления распространения световых и поляритонных волн, возникающих при исследовании отражения света. E_i , E_r — амплитуды электрического поля падающей и отраженной внешних волн, E_j^+ , E_j^- ($j = 1, 2, 3$) — амплитуды электрического поля поляритонных волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси z внутри широкой КЯ.

(ПЭМ), и результатов анализа спектральных осцилляций, наблюдаемых в спектрах отражения и обусловленных интерференцией поляритонных волн [10–14]. Для уменьшения возможных погрешностей, связанных с наличием градиента толщины КЯ, микроскопические и спектральные измерения были проведены в одной и той же точке образца.

Спектры отражения от образца с широкой КЯ исследовались при нормальном падении света на образец и низкой температуре (10 K). Использовалась типичная установка для измерения отражения. В качестве источника света выступала галогенная лампа, тело спирали которой с помощью объектива фокусировалось на входную щель монохроматора МДР 23. Выделенное монохроматическое излучение фокусировалось на образец в виде узкой полоски (0.5×0.1 mm) в направлении, перпендикулярном градиенту толщины КЯ. Отраженный свет регистрировался кремниевым фотодиодом, сигнал с которого накапливался в автоматизированной системе регистрации спектров. Спектральное разрешение установки составляло 0.2 nm. Относительная величина шумов в исследуемой области спектра не превышала 0.5%.

Далее образец был специальным образом подготовлен для определения реальной толщины слоев гетероструктуры с помощью ПЭМ. Исследования производились в геометрии поперечного сечения, для чего образец был расколот на две одинаковые части, причем раскол

проходил через точку, в которой проводилось измерение спектра. Затем эти части были склеены лицевыми поверхностями друг к другу. После этого центральная часть образца была утонена до величины менее 100 Å с помощью механической шлифовки и последующего ионного травления. Ошибка в определении координаты точки образца для микроскопических исследований не превышала 0.3 nm, что соответствует ошибке приблизительно в 1 nm в толщине изучаемого слоя, градиент которого составлял приблизительно 3 nm.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В спектрах отражения наблюдается пик большой амплитуды, соответствующий энергии основного оптического перехода экситона в широкой КЯ. В более высокоэнергетической области спектра наблюдаются квазипериодические осцилляции малой амплитуды (рис. 2, жирная кривая). Поведение этих осцилляций анализировалось в рамках модели интерференции поляритонных волн [11–14]. Как было показано ранее [14], осцилляции выше основной спектральной особенности соответствуют поляритонным модам, для которых выполняются условия конструктивной интерференции. Эти условия определяются дисперсионными зависимостями для поляритонных волн и дополнительными граничными условиями Пекара [16–18].

Дисперсионные зависимости можно найти из дисперсионного уравнения нормальных волн [19]

$$\varepsilon(\omega, K) = (cK/\omega)^2 \tag{1}$$

с учетом конкретного вида диэлектрической функции $\varepsilon(\omega, K)$ рассматриваемого полупроводникового матери-

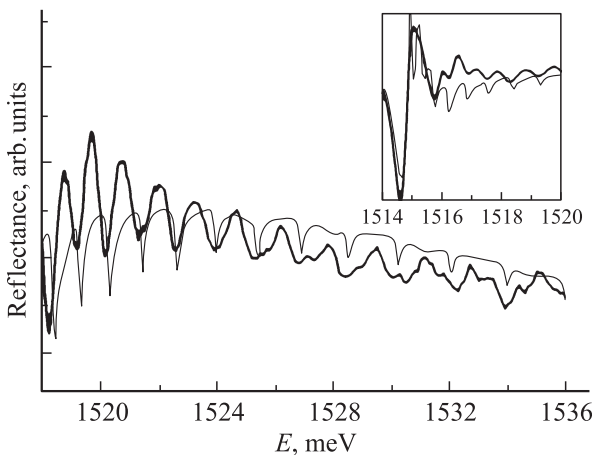


Рис. 2. Экспериментальный (жирная кривая) и теоретический (тонкая кривая) спектры отражения. Теоретический спектр рассчитан в рамках модели интерференции объемных поляритонных мод для эффективной толщины КЯ $L_{QW}^* = 237$ nm. На вставке представлены расчетный и экспериментальный спектры в области основного оптического перехода.

ала в окрестности экситонных резонансов. Поскольку экситонная зона GaAs состоит из подзон экситона легкой и тяжелой дырки, диэлектрическая функция определяется выражением [9,12,13]

$$\varepsilon(\omega, K) = \varepsilon_0 + p^h(\omega, K) + p^l(\omega, K), \tag{2}$$

где

$$p^h(\omega, K) = \frac{(3/4)\omega_{LT}\varepsilon_0}{\omega_0^h + \hbar K^2/2M_h - i\Gamma_h/2 - \omega},$$

$$p^l(\omega, K) = \frac{(1/4)\omega_{LT}\varepsilon_0}{\omega_0^l + \hbar K^2/2M_l - i\Gamma_l/2 - \omega} \tag{3}$$

описывают резонансные вклады в диэлектрическую проницаемость от тяжелых (h) и легких (l) экситонов; ω_{LT} — частота продольно-поперечного расщепления, ω_0^h и ω_0^l — частота основного перехода тяжелого и легкого экситонов соответственно, $\Gamma_h/2$ и $\Gamma_l/2$ — соответствующие обратные времена жизни рассматриваемых экситонов, M_h и M_l — трансляционные массы экситонов, ω — частота падающего света. Различие множителей, стоящих в числителях выражений для p^h и p^l (3/4 и 1/4), учитывает различие сил осциллятора оптических переходов в состояниях тяжелых и легких экситонов.

С помощью уравнений (1), (2) можно построить дисперсионные кривые для трех поляритонных мод: светоподобной и двух экситоноподобных, характеризующихся преимущественным вкладом либо экситона тяжелой, либо легкой дырки. На рис. 1 эти три волны изображены стрелками в слое исследуемой КЯ, обозначенной как QW.

Дополнительные граничные условия используются для того, чтобы однозначно связать между собой амплитуды всех поляритонных волн, участвующих в процессах отражения от передней (Z_1) и задней (Z_2) границ КЯ (рис. 1). Мы использовали дополнительные граничные условия Пекара, которые были усовершенствованы в работе [1]. Эти условия соответствуют нулевому экситонному вкладу в полную поляризацию от каждого экситона (легкого (l) и тяжелого (h)) на рассматриваемых границах [16–18]

$$\sum_{j=1}^3 p^{h(l)}(\omega, K_j) \left(E_j^+ e^{iK_j Z_{1,2}} + E_j^- e^{-iK_j Z_{1,2}} \right) = 0, \tag{4}$$

где E_j^+ и E_j^- — амплитуды электрического поля поляритонных волн, распространяющихся внутри КЯ вдоль оси z в положительном и отрицательном направлениях соответственно. Значения индекса $j = 1, 2, 3$ соответствуют светоподобной и двум экситоноподобным модам соответственно. Волновые векторы поляритонных мод K_j являются корнями дисперсионного уравнения (1).

В расчетах, представленных в настоящей работе, были использованы следующие значения параметров, входящих в (2), (3): $\varepsilon_0 = 12.56$, $\hbar\omega_{LT} = 0.08$ meV [20].

Значения эффективной массы тяжелых и легких экситонов, приведенные в ряде независимых работ (например, [21,22]), несколько различаются в зависимости от методов определения. В расчетах, представленных в настоящей работе, было использовано значение эффективных масс тяжелого и легкого экситонов $M_h = (0.53 \pm 0.01)m_0$ и $M_l = (0.15 \pm 0.005)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Эти значения были выбраны как средние от приведенных в работах [23,24], попадающие в область пересечения погрешностей измерения. Следует отметить, что в исследуемой гетероструктуре величины энергий оптического перехода, как и обратные времена жизни тяжелого и легкого экситонов, несколько отличаются от своих значений в объемном материале и по этой причине являются подгоночными параметрами. Эти характеристики экситона зависят от качества гетероструктуры и наличия одноосного механического напряжения вдоль оси роста, обусловленного разницей постоянных решетчатых материалов ямы и барьеров. Наилучших результатов при расчетах удавалось достичь при использовании следующих величин для этих параметров: $\hbar\omega_0^h = 1.5147$ eV и $\hbar\omega_0^l = 1.51595$ eV, а также значений $\hbar\Gamma_h = 0.1$ meV и $\hbar\Gamma_l = 0.35$ meV.

На рис. 2 теоретический спектр отражения представлен тонкой кривой. При расчете расстояние $L_{QW}^* = Z_1 - Z_2$ варьировалось как подгоночный параметр. Как можно видеть, осцилляции отражения в расчетном и экспериментальном спектрах совпадают как по положению на шкале энергии, так и по форме контура. Эффективная толщина слоя КЯ, полученная в ходе такой подгонки, оказалась равной $L_{QW}^* = 237 \pm 1$ nm. Она должна быть меньше физической толщины КЯ на двойную величину мертвого слоя.

Чтобы оценить величину мертвого слоя в исследуемой гетероструктуре, физическая ширина КЯ (включающая толщину мертвого слоя) была измерена с помощью ПЭМ описанным выше методом. На рис. 3 представлены результаты измерений. Слои гетероструктуры различаются плотностью и химическим составом (барьерные слои содержат алюминий), поэтому интенсивности прошедших электронных пучков различны. На рис. 3, *a* показана зависимость интенсивности прошедшего пучка ПЭМ от пространственной координаты вдоль оси роста структуры. Интенсивность пучка изображена с помощью контрастных полосок: чем ярче полоска, тем больше интенсивность. При этом более светлые полосы соответствуют слоям AlAs и AlGaAs, а более темные — слою GaAs.

На рис. 3, *b* показан результат обработки снимка. По вертикали отложена интенсивность пучка, а по горизонтали — координата в направлении поперек слоев. В левой части рисунка в области 0–225 nm по оси абсцисс наблюдаются периодические изменения интенсивности, которые обусловлены наличием в этом месте гетероструктуры двух сверхрешеток GaAs/AlAs. При этом видимая на снимке часть первой сверхрешетки находится в области 0–155 nm. Вторая сверхрешетка с

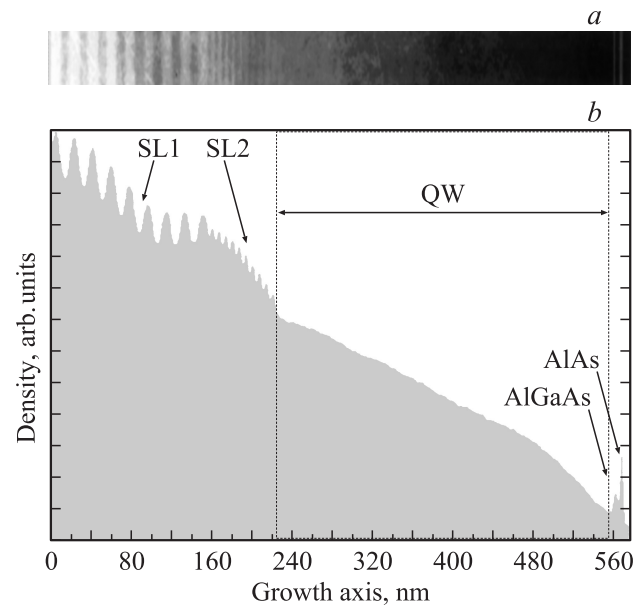


Рис. 3. *a*) Денситограмма исследуемой гетероструктуры, демонстрирующая зависимость интенсивности просвечивающего пучка ПЭМ от координаты вдоль оси роста структуры. *b*) Обработка денситограммы, представляющая собой график зависимости контрастности изображения от координаты вдоль оси роста исследуемой структуры.

меньшим периодом находится в области 155–225 nm. Далее на рис. 3 следует сравнительно длинная область монотонного убывания интенсивности прошедшего пучка, которая обусловлена интересующей нас КЯ. За КЯ следуют тонкие слои технологической сверхрешетки, которая выращена для защиты эпитаксиальной структуры от дефектов подложки, прежде всего от дислокаций. На денситограмме видны первые два слоя этой сверхрешетки.

Отметим, что даже тонкие слои хорошо видны на денситограмме: узкий провал в интенсивности соответствует слою GaAs шириной 3.2 nm, за ним следует слой AlAs шириной 1.8 nm, которому на рисунке соответствует светлая полоса в области 567 nm по оси абсцисс. Градиент яркости снимка обусловлен неравномерным травлением, в результате которого срез образца от поверхности до подложки имеет форму клина.

Полученная таким образом зависимость интенсивности прошедшего электронного пучка от пространственной координаты z (ось роста структуры) позволяет с хорошей точностью установить физическую ширину L_{QW} слоя КЯ. Согласно полученным данным, $L_{QW} = 275 \pm 1$ nm.

Сопоставление эффективной толщины L_{QW}^* и физической толщины L_{QW} позволяет определить величину мертвого слоя L_D

$$L_D = 1/2(L_{QW} - L_{QW}^*). \quad (5)$$

Толщина мертвого слоя, полученная в ходе наших измерений, составила $L_D = (275 - 237)/2 = 19 \pm 2$ nm

$\approx 1.8a_B$ ($a_B \approx 10.6$ nm — боровский радиус экситона, вычисленный по формуле $a_B = \epsilon_0 \hbar^2 / e^2 \mu$, где e — заряд электрона, $\mu = m_h m_e / m_h + m_e$ — приведенная масса, $m_e = 0.067m_0$, $m_h = 0.46m_0$ — масса электрона и дырки соответственно). Как отмечалось во Введении, это значение обусловлено преимущественно вкладом от ограничения движения экситонов и дырок, поскольку благодаря высокому качеству интерфейсов взаимодействие с зарядом изображения и несобственные механизмы становятся несущественными. Насколько нам известно, в подобных условиях толщина мертвого слоя не измерялась ранее.

Прямое сопоставление полученного нами значения ширины мертвого слоя со значениями, найденными в работах [1–3], некорректно, поскольку факторы, определяющие толщину мертвого слоя, в указанных работах сильно отличаются от факторов, имевших место в нашем эксперименте. В указанных работах исследовался мертвый слой на границе объемного кристалла с внешней средой. Как отмечалось во Введении, из-за большой разности величин диэлектрической проницаемости внешней среды и кристалла вблизи границы возникает взаимодействие электрона и дырки с зарядом изображения, которое и является причиной появления мертвого слоя. Толщина этой области в работе [2,3] определялась путем сопоставления экспериментальных спектров отражения и электроотражения основного $1s$ -экситонного состояния с расчетами, в которых эта величина использовалась как подгоночный параметр. Изменение этого параметра приводило к изменению формы контура спектральной особенности отражения, а также к появлению дополнительных спектральных особенностей типа спайка. В результате таких вычислений было получено значение $L_D = 34$ nm. Наше значение примерно в 1.8 раза меньше, что объясняется принципиально иными условиями, в которых формируется мертвый слой в нашем эксперименте. Не совпадает наше значение и с оценкой, представленной в [8] ($L_D = 60$ nm). Таким образом, сопоставление наших результатов с результатами работ [2–3,8] демонстрирует, насколько существенно отличаются условия, в которых находится экситон в полупроводниковом слое, непосредственно граничащем с вакуумом, и в слое, граничащем с другим полупроводником. Измеренное в настоящей работе значение толщины мертвого слоя ($1.8a_B$) хорошо согласуется с данными работы [1], в которой эта толщина оценивается как $2a_B$ для всех полупроводников. Причина, по которой эти два значения оказываются столь близкими по величине, представляется авторам настоящей работы не очевидной, поскольку механизм формирования мертвого слоя, описанный в работе [1], малоэффективен для КЯ. Для объяснения столь точного соответствия двух этих значений толщины мертвого слоя необходимы дополнительные исследования.

Для более полного обсуждения представленных в настоящей работе результатов следует сравнить полученные нами значения ширины безэкситонной области

со значениями, опубликованными в теоретических работах [25–27]. Авторами этих работ были выполнены вычисления мертвого слоя, обусловленного только ограничением движения электрона и дырки на гетерогранице. Расчеты были выполнены в рамках двух приближений: адиабатической волновой функции, полученной с помощью расширения адиабатического приближения [7], а также неадиабатической волновой функции. В частности, во втором методе эффект взаимодействия с зарядом изображения в работе [25] считался незначительным и не учитывался. Но даже в этом случае центр масс экситона не мог приблизиться к границе полупроводника ближе, чем на расстояние порядка боровского радиуса экситона. Отметим, что при этом толщина мертвого слоя зависит от отношения масс дырки m_h и электрона m_e , причем при увеличении этого отношения толщина мертвого слоя увеличивается. В частности, согласно работе [25], при увеличении отношения в интервале $1 \leq m_h/m_e \leq 5$ мертвый слой изменяется от $0.55a_B$ до $0.9a_B$.

В частности, в [25] для материала ZnTe, для которого $m_h/m_e = 5$, значение $L_D = 0.9a_B$. В то же время в этой работе выполнены теоретические расчеты для гипотетического материала, для которого отношение $m_h/m_e = 100$. Толщина мертвого слоя в этом случае оказалась $L_D = 2a_B$. Для GaAs, для которого $m_h/m_e = 6.7$ и, следовательно, имеет промежуточное значение, величина L_D , полученная в наших измерениях ($L_D = 1.8a_B$), находится между значениями $0.9a_B$ и $2a_B$, вычисленными для материалов с отношением масс m_h/m_e , равным 5 и 100 соответственно. Таким образом, полученное нами значение толщины мертвого слоя не противоречит теоретическим предсказаниям, сделанным в работах [25,26].

4. Заключение

Полученное нами значение толщины мертвого слоя L_D для широкой квантовой ямы GaAs в гетероструктуре GaAs/AlGaAs не совпадает со значениями L_D , найденными ранее в работах [1–3] для слоя, граничащего с внешней средой. Этот результат ясно демонстрирует тот факт, что силы взаимодействия с зарядом изображения в случае интерфейса между двумя полупроводниками являются гораздо менее значимыми факторами формирования безэкситонной области по сравнению со случаем открытой поверхности. Этот вывод подтверждается также тем, что теоретические предсказания, сделанные в работе [25] без учета взаимодействия с зарядом изображения, подтверждаются данными нашего эксперимента на качественном уровне.

Список литературы

- [1] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. Phys. Rev. **132**, 563 (1963).
- [2] F. Evangelisti, A. Frova, F. Patella. Phys. Rev. B **10**, 4253 (1974).
- [3] F. Evangelisti, J.U. Fishbach, A. Frova. Phys. Rev. B **9**, 1517 (1974).

- [4] М.Ф. Дейген, М.Д. Глинчук. ФТТ **5**, *11*, 3250 (1963).
- [5] P.G. Harper, J.A. Hilder. Phys. Status Solidi **26**, 69 (1968).
- [6] J. Gollardo, D. Mattis. Phys. Status Solidi B **93**, 975 (1984).
- [7] S. Satpathy. Phys. Rev. B **28**, 4585 (1983).
- [8] Н.Н. Ахмедиев, М.И. Сажин, А.В. Селькин. ЖЭТФ **96**, 720 (1989).
- [9] H. Azucena-Coyotecatl, N.R. Grigorieva, V.A. Kazennov, J. Madrigal-Melchor, V.V. Novikov, F.L. Perez-Rodriguez, A.V. Sel'kin. Thin Solid Films **373**, 227 (2000).
- [10] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чердниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Изд-во СПбГУ, СПб (2003). С. 79.
- [11] В.А. Киселев, И.В. Макаренко, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. ФТТ **19**, *5*, 1348 (1977).
- [12] A. Tredicucci, Y. Chen, F. Bassani, J. Massies, C. Deparis, G. Neu. Phys. Rev. B **47**, 10 352 (1993).
- [13] С.А. Марков, Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин. ФТП **38**, 230 (2004).
- [14] 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**, 1979 (2006).
- [15] E. Ubyivovk, Yu.K. Dolgikh, Yu.P. Efimov, S.A. Eliseev, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev, V.V. Petrov, V.V. Ovsyankin. J. Lumin. **102-103**, 751 (2003).
- [16] С.И. Пекар. Кристаллооптика и добавочные световые волны. Наук. думка, Киев (1982). С. 179.
- [17] С.И. Пекар. ЖЭТФ **34**, 1176 (1958).
- [18] С.И. Пекар. ЖЭТФ **33**, 1022 (1957).
- [19] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1965). С. 58.
- [20] R.G. Ulbrich, C. Weisbuch. Phys. Rev. Lett. **38**, 865 (1977).
- [21] S. Adachi. GaAs and related materials: bulk semiconducting and superlattice properties. World Scientific, Singapore (1994).
- [22] R.M. Hannak, W.W. Ruhle. Phys. Rev. B **50**, 15 445 (1994).
- [23] R. Romestain, C. Weisbuch. Phys. Rev. Lett. **45**, 2067 (1980).
- [24] M.S. Skolnick, A.K. Jain, R. Stradling, J. Leotin, J.C. Ousset, S. Ashkenazy. J. Phys. C **9**, 2809 (1976).
- [25] A. D'Andrea, R. Del Sople. Phys. Rev. B **32**, 2337 (1985).
- [26] A. D'Andrea, R. Del Sople. Phys. Rev. B **25**, 3714 (1982).
- [27] E.A. Muljarov, R. Zimmermann. Phys. Rev. B **66**, 235 319 (2002).