

©1995 г.

## ФОТОТОК В СТРУКТУРЕ AlGaAs/GaAs С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ОДИНОЧНУЮ КВАНТОВУЮ ЯМУ

С.В. Жозовец, Р. Гольдхан,\* Г. Гобш,\* Н. Штайн,\*  
Д.М. Чемберлен,\*\* Т.С. Ченг,\*\* М. Хенни \*\*

Белорусская государственная политехническая академия,  
220027, Минск, Беларусь

\* Institut f. Physik, TU Ilmenau, PSF 327, D-98684 Ilmenau, FRG

\*\* Physics Dept., Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK

(Получена 17 октября 1994 г. Принята к печати 25 октября 1994 г.)

Изучен фототок в структуре AlGaAs/GaAs с затвором Шоттки, содержащей одиночную квантовую яму шириной 5.1 нм. При больших отрицательных смещениях затвора влияние квантовой ямы обусловлено увеличением коэффициента отражения структуры в области оптических переходов между подзонами дырок и электронов, вследствие чего фототок уменьшается. При небольших положительных смещениях и низких температурах доминирующим механизмом фототока является изменение пространственного заряда. Квантовая яма существенно уменьшает амплитуду и изменяет электрическую фазу фототока вследствие поглощения света и туннелирования носителей заряда в прилегающие области барьеров AlGaAs. При  $T > 200$  К поглощение света квантовой ямой и последующая термическая эмиссия носителей заряда ведут к значительному увеличению фототока. Механизм вертикального транспорта связан с термоэмиссией электронов из квантовой ямы и буферного слоя GaAs в барьеры AlGaAs и наличием в барьерах ловушек типа DX-центров. Приведены данные о влиянии на фототок аккумуляции носителей заряда и интерференции света.

### 1. Введение

Полупроводниковые структуры с двумерными квантовыми ямами, привлекающие много внимания с точки зрения применения в оптоэлектронных приборах, представляют также много возможностей для исследований в области фундаментальной физики. В таких структурах экспериментально наблюдаются явления, обусловленные многочисленными взаимодействиями в плотной плазме квазиравновесных и фотовозбужденных электронов и дырок [1-5]. Спектр электронных состояний легко перестраивается во внешнем электрическом поле [6,7].

Во многих экспериментах используются структуры с затвором Шоттки. Энергетический спектр электронов и дырок исследуется с

помощью различных спектроскопических методов, таких как поглощение, отражение, фотолюминесценция, фототок, изучение спектров возбуждения фотолюминесценции, модуляционная спектроскопия [1-6]. Интерпретация оптических спектров базируется на прямых или косвенных данных о плотности двумерного электронного газа и распределении электрического поля. Однако ряд важных вопросов остается неясным. В частности, это касается механизма вертикального транспорта носителей заряда [8].

В настоящей работе мы исследуем спектры фототока в структуре AlGaAs/GaAs с затвором Шоттки, содержащей одиночную квантовую яму шириной 5.1 нм. На основе анализа спектров амплитуды и электрической фазы фототока в области поглощения GaAs и AlGaAs предложена зонная диаграмма, в рамках которой объясняется механизм фототока и влияние квантовой ямы на его амплитуду и электрическую фазу.

При достаточно больших отрицательных смещениях затвора и энергии фотона, меньшей ширины запрещенной зоны барьеров AlGaAs, фототок обусловлен поглощением света в буферном слое GaAs и области  $n^- - n^+$ -перехода между буферным слоем и подложкой, а также дрейфом фотовозбужденных носителей заряда через структуру. В этой области смещений при всех температурах квантовая яма уменьшает амплитуду фототока из-за увеличения коэффициента отражения структуры вследствие оптических переходов между подзонами дырок и электронов. Поглощение света в квантовой яме не играет существенной роли.

При небольших положительных смещениях затвора область неискривленных «плоских» зон лежит в буферном слое. Основным механизмом фототока при низких температурах является изменение пространственного заряда в структуре при освещении. Квантовая яма существенно уменьшает амплитуду и изменяет электрическую фазу фототока вследствие поглощения света, сопровождающегося туннелированием фотовозбужденных носителей заряда в прилегающие области барьеров AlGaAs и захватом их ловушками. При  $T > 200$  К доминирующим механизмом фототока становится дрейф носителей заряда. Поглощение света квантовой ямой и последующая термическая эмиссия носителей заряда в барьерные слои AlGaAs ведут к значительному увеличению амплитуды фототока. Температурные зависимости показывают, что механизм вертикального транспорта связан с термоэмиссией электронов из квантовой ямы и буферного слоя GaAs в барьеры AlGaAs и наличием в барьерах ловушек типа DX-центров.

Мы приводим также данные, свидетельствующие о существенном влиянии аккумуляции носителей заряда на гетерогранице «буфер GaAs — барьер AlGaAs» и интерференции света вследствие отражения от буферного слоя и затвора.

## 2. Эксперимент

Исследованная структура схематически показана на вставке рис. 1. На  $n^+$ -подложке GaAs, легированного кремнием, молекулярно-лучевой эпитаксией выращены следующие нелегированные слои: буферный слой GaAs толщиной 1 мкм, барьер из  $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$  толщиной 0.8 мкм, тонкий (5.1 нм) слой GaAs, представляющий собой квантовую яму

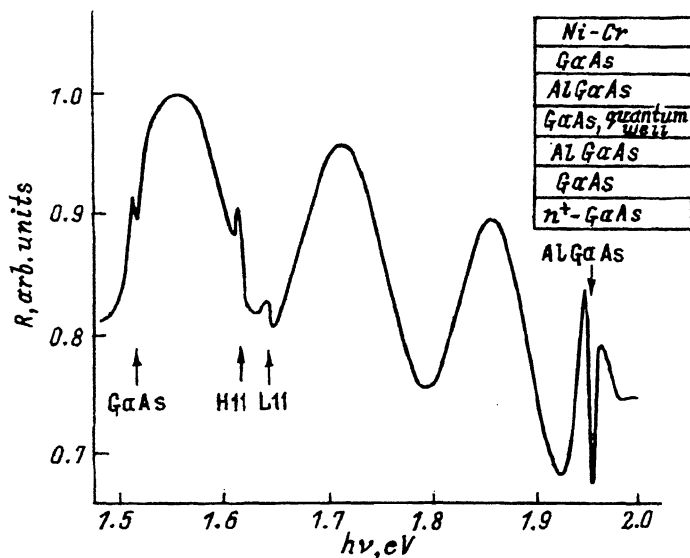


Рис. 1. Спектр отражения  $R$  при 10 К.  $V_G = 0$ .  
 На вставке — схематическое изображение исследованной структуры.

(КЯ), второй барьер из  $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$  толщиной 0.1 мкм и защитный слой GaAs толщиной 20 нм. Для измерения зависимостей от напряжения смещения на защитный слой напылена полупрозрачная пленка Ni-Cr толщиной 7 нм (затвор Шоттки).

При измерении спектров фототока и отражения излучение вольфрамовой лампы модулировалось механическим модулятором с частотой 172 Гц и использовалась стандартная техника синхронного детектирования. Особенностью работы является то, что анализировалась не только амплитуда фототока  $I_{ph}$ , но и его электрическая фаза ( $\varphi$ ), которую обычно не учитывают [8]. Спектральное разрешение монохроматора во всех случаях составляло 0.3 нм. Образец крепился на хладопроводе гелиевого криостата. Измерения проводились в области температур от 10 до 325 К при смещениях на затворе от -9 до +4 В. Приведенные спектры фототока и отражения скорректированы с учетом спектра излучения лампы, оптического пропускания системы и чувствительности фотоприемника. В качестве последнего использовался кремниевый фотодиод.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показан спектр отражения ( $R$ ) структуры при 10 К и нулевом смещении на затворе. Качественно вид спектра сохраняется при всех смещениях от -9 до +4 В. Видны сигналы, соответствующие экситонным переходам в области краев запрещенных зон нелегированных GaAs и  $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$  вблизи 1.52 и 1.95 эВ соответственно. На основании исследования электроотражения и сравнения с расчетами [9] сигналы с энергиями 1.616 и 1.642 эВ идентифицированы нами как экситонные переходы между основными подзонами тяжелых (H11) и легких (L11) дырок и основной подзоной электронов в КЯ. В области ниже

края запрещенной зоны AlGaAs наблюдаются интерференционные максимумы и минимумы отражения. По их энергетическому положению ширина резонатора может быть оценена как  $\sim 1$  мкм, т.е. резонатор образован буферным слоем GaAs и слоем Ni-Cr (см. вставку на рис. 1).

Те же сигналы и интерференционные экстремумы наблюдаются и в спектрах фототока при смещениях на затворе  $-9.0 < V_G < -0.7$  В (рис. 2). Видно, что переходы в КЯ дают отрицательный вклад в амплитуду фототока, а на месте интерференционных максимумов отражения лежат минимумы фототока, и наоборот. При  $-0.7 < V_G < +1.2$  В амплитуда фототока в области ниже края запрещенной зоны AlGaAs сильно уменьшается по сравнению со случаем больших отрицательных смещений, и исчезает эффект интерференции. Вклад переходов в КЯ сложным образом зависит от напряжения на затворе. Он отсутствует при  $V_G = 0$  В, относительно мал и положителен вблизи  $V_G = +0.2$  В и снова становится отрицательным при больших смещениях (рис. 2,

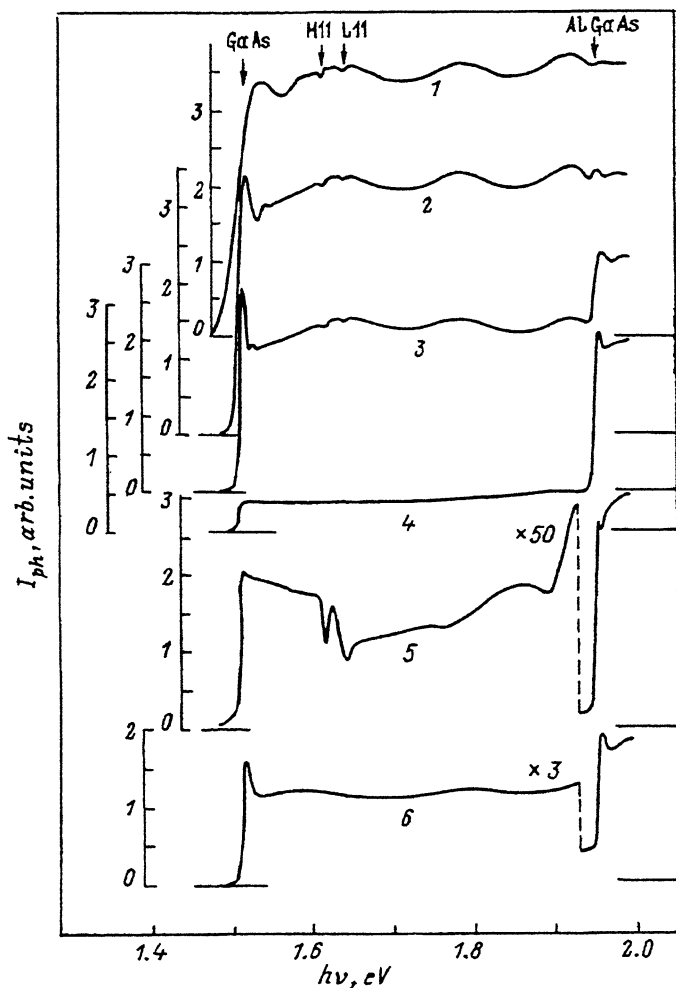


Рис. 2. Спектры фототока  $I_{ph}$  при 10 К. Напряжения смещения на затворе  $V_G$ , В: 1 — (-8.0), 2 — (-2.0), 3 — (-1.0), 4 — 0, 5 — (+0.6), 6 — (+1.7).

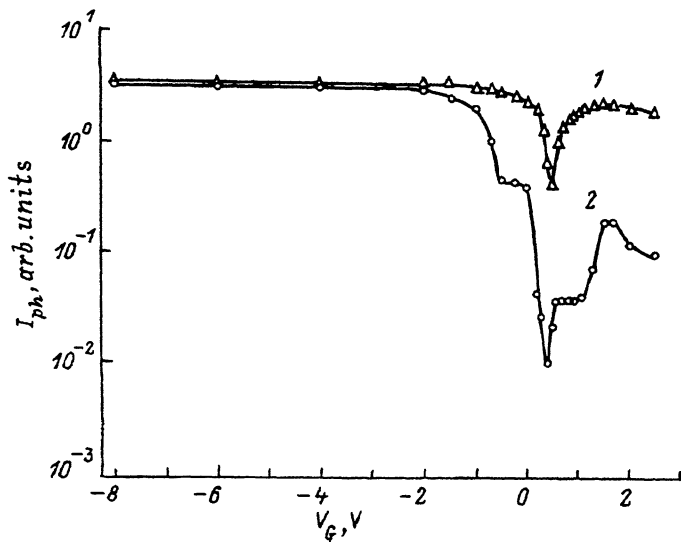


Рис. 3. Амплитуда фототока как функция смещения на затворе при 10 К в спектральной области поглощения AlGaAs (1) и GaAs (2) при энергиях фотона 1.98 и 1.56 эВ соответственно.

+0.6 В). При  $V_G > +1.2$  В амплитуда фототока, обусловленного поглощением в GaAs, возрастает, а вклад переходов в КЯ не детектируется (рис. 2, +1.7 В). При  $V_G > +2.5$  В измерения фототока затруднены из-за сильного роста полного тока через структуру.

На рис. 3 показана зависимость амплитуды фототока ( $I_{ph}$ ) от напряжения смещения при энергиях фотона несколько выше краев запрещенных зон GaAs и  $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$  (1.56 и 1.98 эВ соответственно). В области отрицательных смещений ( $V_G < -1.0$  В) структура одинаково хорошо реагирует как на свет, поглощающийся только арсенидом галлия, так и на излучение, которое сильно поглощается слоями AlGaAs. При  $V_G > -0.7$  В фототок, обусловленный низкоэнергетическими фотонами, в 20–50 раз меньше, чем фототок, связанный с поглощением в AlGaAs.

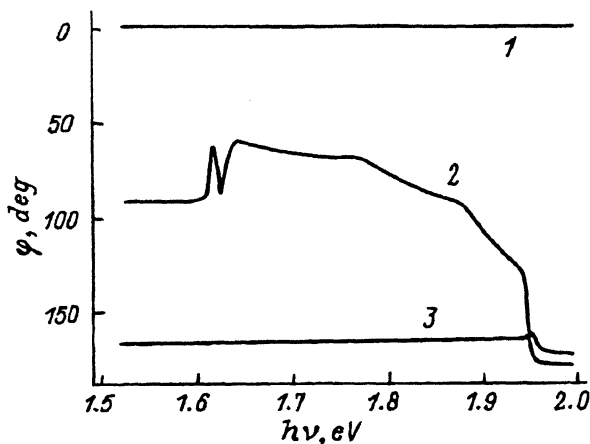


Рис. 4. Зависимость электрической фазы  $\varphi$  фототока от энергии фотона при 10 К.  $V_G$ , В: 1 — (-8.0), 2 — (+0.6), 3 — (+1.7).

Дополнительная информация может быть получена из анализа электрической фазы фототока ( $\varphi$ ). При измерениях фазовый угол синхронного детектора устанавливался на фазу отраженного образцом света (т.е. так, чтобы отраженный образцом свет, детектируемый фотоприемником, давал сигнал максимальной амплитуды). На рис. 4 показана фаза фототока как функция энергии фотона при трех смещениях затвора. При  $V_G = -8$  В фаза близка к  $0^\circ$ , т.е. фазы фототока и возбуждающего света совпадают во всей спектральной области. Для  $V_G = +0.6$  В фазы фототока и возбуждающего света сдвинуты приблизительно на  $90^\circ$  в области поглощения GaAs и на  $180^\circ$  в области поглощения AlGaAs. При  $V_G = +1.7$  В фазы фототока и возбуждающего света различаются приблизительно на  $180^\circ$  во всей спектральной области. Отметим, что при  $V_G = +0.6$  В поглощение, связанное с переходами в КЯ, ведет к дополнительному сдвигу фазы фототока, а при достаточно больших отрицательных и положительных смещениях переходы в КЯ никак не влияют на фазу фототока.

Показанные на рис. 2–4 закономерности изменения фототока при 10 К в области поглощения, обусловленного GaAs и AlGaAs, могут быть объяснены в рамках зонной диаграммы, схематически изображенной на рис. 5. Следует различать три диапазона смещений затвора — достаточно большие отрицательные (а) и положительные (б) смещения и небольшие положительные смещения (в).

*а. Большие отрицательные смещения ( $V_G < -1.5$  В, рис. 5,а).* В этом случае переход  $n^- - n^+$  между буферным слоем и подложкой оказывается обратно смещенным, структура обеднена свободными носителями заряда и имеет большое общее сопротивление. Коэффициент поглощения GaAs и AlGaAs в области края запрещенной зоны имеет величину порядка  $2 \cdot 10^4$  см $^{-1}$  [10], что соответствует глубине проникновения света около 0.5 мкм. Следовательно, свет с энергией фотона выше 1.95 эВ поглощается в основном в барьере AlGaAs, граничащем с буферным слоем, а свет с энергией фотона ниже 1.95 эВ — в буферном слое GaAs и области  $n^- - n^+$ -перехода. Электроны, возникающие в результате освещения в барьере AlGaAs, легко инжектируются в буферный слой (рис. 5,а). Поэтому можно ожидать, что чувствительность структуры к свету будет приблизительно одинаковой во всей спектральной области. Это согласуется с экспериментом (рис. 2,  $-8.0$  В) и означает, что слой GaAs вблизи затвора не оказывает существенного влияния на фототок. В противном случае свет с энергией фотона выше 1.95 эВ вызывал бы большой эффект, поскольку он поглощается вблизи затвора гораздо сильнее, чем низкоэнергетическое излучение.

Из-за отражения света с энергией фотона ниже 1.95 эВ от буферного слоя и затвора в области структуры толщиной  $D$  (рис. 5,а) имеет место интерференция света и возникает экстремум отражения (рис. 1). Поскольку поглощение в этой части структуры мало, то чем больше отражение, тем меньше света проникает в буферный слой. Следовательно, максимумам отражения должны соответствовать минимумы фототока, что и наблюдается экспериментально при отрицательных смещениях затвора (ср. рис. 1 и 2).

*б. Большие положительные смещения ( $V_G > +1.5$  В, рис. 5,б).* При достаточно больших положительных смещениях затвора барьер

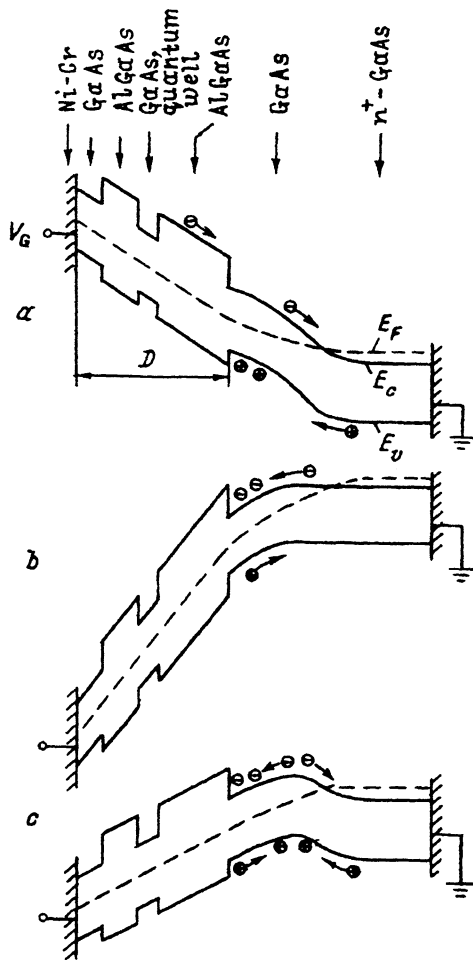


Рис. 5. Зонная диаграмма исследованной структуры при больших отрицательных (а) и положительных (б) смещениях на затворе и при небольших положительных смещениях (с).

$n^- - n^+$  исчезает. Чувствительность к свету в области поглощения AlGaAs должна быть гораздо выше, чем в области поглощения GaAs, поскольку для существования тока необходимы свободные носители заряда в барьерах AlGaAs, а в буферный слой GaAs электроны поставляются за счет инжекции из  $n^+$ -подложки. Это соответствует эксперименту (рис. 3).

Анализ осцилляций Франца–Келдыша в спектрах электроотражения вблизи краев запрещенных зон GaAs и AlGaAs показал [9], что для данной структуры при всех смещениях на затворе электрическое поле в AlGaAs больше, чем в GaAs. В рамках предлагаемой зонной диаграммы это можно объяснить накоплением электронов на границе «барьер AlGaAs–буфер GaAs» при положительных смещениях затвора (рис. 5, б) и дырок при отрицательных смещениях (рис. 5, а). В обоих случаях этот эффект должен приводить к уменьшению напряженности электрического поля в буферном слое GaAs по сравнению с барьерами AlGaAs.

Таким образом, при достаточно больших положительных смещениях структура ведет себя как фотоспротивление (барьеры AlGaAs), а при отрицательных — как фотодиод ( $n^- - n^+$ -переход) с последовательным фотоспротивлением (буфер GaAs и барьеры AlGaAs.) В результате при отрицательных смещениях фазы фототока и возбуждающего света совпадают (за счет настройки синхронного детектора на фазу возбуждающего света), а при больших положительных смещениях фаза фототока сдвинута на  $180^\circ$  (рис. 4), поскольку свет снижает сопротивление структуры и вызывает увеличение тока, однако направление тока теперь противоположно тому, которое было при отрицательных смещениях.

*в. Небольшие положительные смещения* ( $V_G \sim +0.6$  В, рис. 5,с). В этом случае приблизительно в середине буферного слоя лежит область неискривленных («плоских») зон, а электрическое поле в структуре мало. Существуют два конкурирующих процесса движения фотовозбужденных электронов в буферном слое — к затвору и к подложке, а дырки скапливаются (рис. 5,с). Электроны могут накапливаться около гетероперехода, что создает дополнительное электрическое поле и делает возможным установление равновесия между конкурирующими процессами движения электронов в некотором интервале приложенного напряжения. В результате фототок может быть очень мал. Это согласуется с экспериментом (рис. 2 и 3), причем оказывается, что фаза фототока в области поглощения GaAs сдвинута приблизительно на  $90^\circ$  относительно фазы возбуждающего света (рис. 4), что указывает на изменение пространственного заряда в структуре под действием света как доминирующий механизм фототока при энергии фотона ниже  $1.95$  эВ.

Освещение высокоэнергетичными фотонами, поглощающимися в барьерах AlGaAs, выводит структуру из равновесия и обуславливает большой фототок (рис. 2 и 3) с фазой  $180^\circ$  (рис. 4). В этой спектральной области структура по-прежнему ведет себя как фотоспротивление.

Отметим, что в интервале напряжений  $-0.7 < V_G < +1.2$  В исчезает экситонный пик на крае поглощения GaAs, хотя край остается резким (рис. 2). Кроме того, в спектре фототока не проявляется интерференция света (рис. 2). По-видимому, причиной этого является конкуренция упомянутых процессов движения электронов в противоположных направлениях в буферном слое, в результате чего фототок обусловлен изменением пространственного заряда и имеет очень малую амплитуду.

Таким образом, зонная диаграмма исследованной структуры, показанная на рис. 5, позволяет объяснить низкотемпературные спектры фототока в области поглощения GaAs и AlGaAs. Далее мы используем эту модель для анализа вклада в фототок оптических переходов в КЯ.

Квантовая яма может влиять на фототок вследствие поглощения света и изменения коэффициента отражения структуры. Форма линий в спектре отражения структур AlGaAs/GaAs определяется интерференционными эффектами [11]. В зависимости от расстояния до поверхности структуры одиночная КЯ может проявляться в спектре отражения в виде положительного или отрицательного пиков, либо давать линию, качественно соответствующую первой производной от положительного или отрицательного пиков [12]. На рис. 6 показаны спектры отражения и фототока в исследованной структуре при смещении затвора  $-8.0$



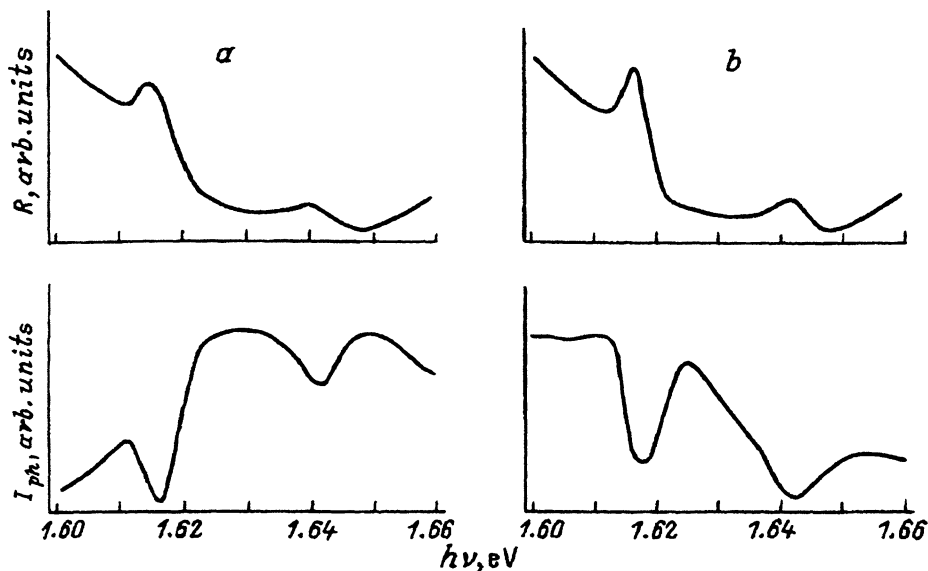


Рис. 6. Спектры отражения ( $R$ ) и фототока ( $I_{ph}$ ) в области оптических переходов между основными состояниями тяжелых и легких дырок и электронов в квантовой яме при 10 К.  $V_G$ , В:  $a$  —  $(-8.0)$ ,  $b$  —  $(+0.6)$ .

и  $+0.6$  В в области энергий, соответствующих переходам  $H11$  и  $L11$ . В обоих случаях переходы видны как положительные пики в спектрах отражения и отрицательные в спектрах фототока. Именно такое соотношение между коэффициентом отражения и амплитудой фототока наблюдается в интерференционных экстремумах при  $V_G < -0.7$  В (рис. 1 и 2). Это говорит в пользу определяющей роли отражения света в механизме влияния КЯ на фототок при отрицательных смещениях. Однако следует отметить, что полного совпадения формы линий отражения и фототока не наблюдается (рис. 6). Для  $V_G = -8.0$  В это может быть связано с поглощением света квантовой ямой. Оно должно уменьшать амплитуду фототока, обусловленного фотовозбуждением электронов и дырок в буферном слое, поскольку туннелирование носителей заряда из КЯ через толстые барьеры AlGaAs невозможно, а термическая эмиссия при низких температурах незначительна. Однако следует иметь в виду, что влияние оптического поглощения на фототок может быть ослаблено из-за большой вероятности излучательных переходов в КЯ и дальнейшего поглощения испущенных фотонов в глубине структуры [13]. В связи с изложенным отметим, что интенсивность, энергетическое положение и полуширина линии фотолюминесценции также зависят от напряжения на затворе [9].

При  $V_G = +0.6$  В интерференционные экстремумы отражения не проявляются в спектре фототока (рис. 2). Поэтому пики отражения, соответствующие переходам  $H11$  и  $L11$ , не могут быть непосредственно связаны с провалами в спектре фототока (рис. 6,  $+0.6$  В). Подчеркнем, что различия энергетического положения и относительной интенсивности линий  $H11$  и  $L11$  в спектрах отражения и фототока при  $V_G = +0.6$  В гораздо сильнее, чем при  $V_G = -8.0$  В. Так, при

$V_G = -8.0$  В относительный вклад перехода  $H11$  в отражение и фототок составляет 3.3 и 2.7 % соответственно, тогда как при  $V_G = +0.6$  В эти вклады равны 5.3 и 35 % (рис. 1 и 2). При  $-8.0$  В линии  $H11$  в спектрах отражения и фототока сдвинуты на 0.8 эВ, а при  $+0.6$  В — на 2 мэВ (рис. 6). Следующее важное обстоятельство состоит в том, что при  $V_G = -8.0$  В переходы  $H11$  и  $L11$  не влияют на электрическую фазу фототока, а при  $V_G = +0.6$  В приводят к существенным ее изменениям (рис. 4).

Мы полагаем, что механизм влияния квантовой ямы на фототок при  $V_G = +0.6$  В связан с поглощением света, туннелированием фотовозбужденных электронов и дырок из КЯ в прилегающие области барьеров  $\text{AlGaAs}$  на небольшие расстояния и захватом их ловушками, расположенными в барьерных слоях вблизи или на границе раздела с КЯ. Этот процесс ведет к изменению зарядового состояния ловушек, которое происходит в фазе с возбуждающим светом. Как обсуждалось выше, при небольших положительных смещениях затвора фототок в области поглощения  $\text{GaAs}$  обусловлен изменением пространственного заряда в структуре и сдвинут по фазе приблизительно на  $90^\circ$  по отношению к возбуждающему свету. Поэтому поглощение света квантовой ямой должно приводить к изменению как амплитуды, так и фазы фототока.

При  $V_G = -8.0$  В туннелирование носителей заряда из КЯ может происходить эффективнее и на большие расстояния. Однако при отрицательных смещениях структура ведет себя как фотодиод с последовательным фотосопротивлением и имеет малую электрическую емкость, которая ограничивается емкостью обратно смещенного перехода буфер/подложка. Поэтому поглощение квантовой ямой может лишь препятствовать прохождению света в глубь структуры, что приводит к уменьшению амплитуды фототока, но не влияет на его фазу.

На рис. 7 показаны спектры фототока при  $V_G = +0.6$  В при различных температурах. С ростом температуры влияние КЯ на фототок уменьшается и при 70 К исчезает (вклад в электрическую фазу ведет себя аналогично). Поскольку термическая ионизация глубоких центров в барьерах  $\text{AlGaAs}$  в этой области температур не может быть значительной, то это означает, что с ростом температуры уменьшается вероятность туннелирования электронов и дырок из КЯ в прилегающие области барьеров. Этот вывод согласуется с результатами работы [8], в которой наблюдалось уменьшение фототока при увеличении температуры от 10 до 100 К в сверхрешетке  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  с тонкими барьерами. Авторы объясняют этот эффект уменьшением вероятности нерезонансного туннелирования, связанного с рассеянием на ионизованных примесях. В двумерном случае сечение этого процесса изменяется как  $T^{-1/2}$  [8].

В области температур от 80 до 200 К при  $V_G = +0.6$  В вклад КЯ в фототок не детектируется (рис. 7). При 220 К появляется положительный вклад в амплитуду фототока, который быстро растет с ростом температуры (рис. 7). Это свидетельствует о термоактивационном механизме вклада оптических переходов в КЯ в фототок. При достаточно высокой температуре фотовозбужденные носители заряда, образовавшиеся в результате поглощения света, термически выбрасываются из КЯ, что приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда в барьерах  $\text{AlGaAs}$  и росту фототока.

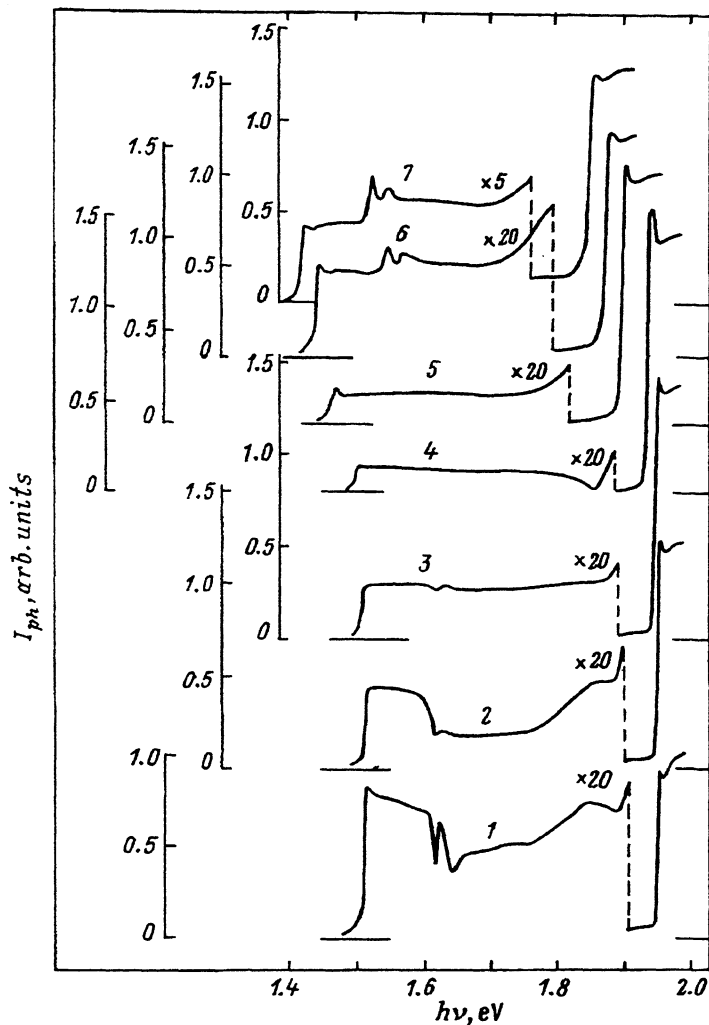


Рис. 7. Спектры фототока при  $V_G = +0.6$  В. Температура  $T$ , К: 1 — 10; 2 — 30, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 200, 6 — 250, 7 — 300.

На рис. 8 показаны спектры фототока при 300 К. Как и при 10 К, видны три области смещений затвора, в которых спектры существенно различаются. При отрицательных смещениях ( $V_G < -0.2$  В) чувствительность структуры к свету, поглощающемуся в GaAs и AlGaAs, приблизительно одинакова, а переходы в КЯ дают отрицательный вклад (рис. 8). Интерференционные экстремумы фототока наблюдаются при  $V_G < 0$  В и  $V_G > +0.8$  В. При  $V_G > +0.9$  В измерения фототока затруднены из-за большого полного тока через структуру. Диапазон  $-0.2 < V_G < +0.8$  В характеризуется слабой чувствительностью структуры в области поглощения GaAs из-за конкуренции процессов движения фотовозбужденных электронов в буферном слое в противоположных направлениях (рис. 5,с), вследствие чего вклад оптических переходов в КЯ оказывается относительно большим. В частности, при  $V_G = +0.5$  В (рис. 8) амплитуда фототока, обусловленного поглощени-

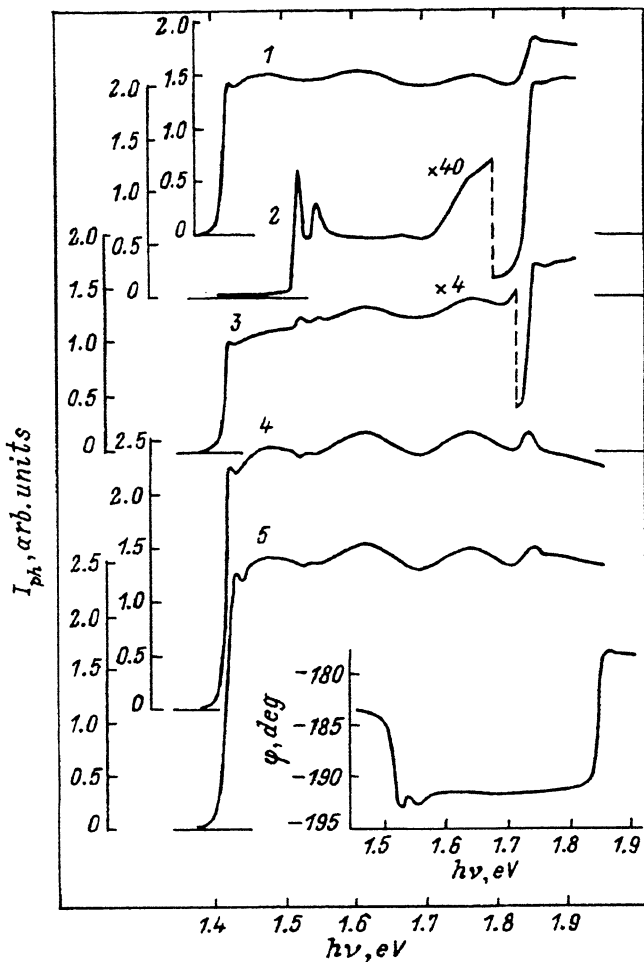


Рис. 8. Спектры фототока  $I_{ph}$  при 300 К.  $V_G$ , В: 1 — (+0.9), 2 — (+0.5), 3 — 0, 4 — (-0.5), 5 — (-2.0). На вставке — спектральная зависимость электрической фазы  $\varphi$  фототока при 300 К для  $V_G = +0.6$  В.

ем света в GaAs, близка к нулю, и фототок определяется поглощением света в КЯ и в слоях AlGaAs. Подчеркнем, что интервал напряжений на затворе, при которых чувствительность структуры в области поглощения GaAs мала, при 300 К значительно уже, чем при 10 К. Это можно объяснить термической эмиссией, вследствие чего в структуре аккумулируется меньший пространственный заряд.

В связи с изложенным отметим, что для  $T \geq 250$  К электрическая фаза фототока при  $V_G = +0.6$  В в области поглощения GaAs близка к  $-180^\circ$  (см. вставку на рис. 8). Оптические переходы в КЯ изменяют ее менее чем на  $8^\circ$ , хотя их вклад в амплитуду фототока при  $V_G = +0.6$  В достигает 40 % (рис. 7). Таким образом, в области поглощения GaAs при высоких температурах в отличие от низких структура действует преимущественно как фотосопротивление, в том числе и в режиме небольших смещений затвора.

Далее мы обсудим механизм термической активации фототока. Считая, что отношение разрывов зон на гетерогранице равно 65:35, и учитывая энергетическое положение краев подзон электронов (80 мэВ) и тяжелых дырок (19 мэВ) в яме шириной 5.1 нм относительно краев зоны проводимости и валентной зоны GaAs [9], энергетические барьеры для эмиссии электронов и дырок из КЯ можно оценить как 0.2 и 0.13 эВ соответственно. Как показывает эксперимент, при небольших положительных смещениях затвора КЯ не проявляется в фототоке в диапазоне 80 ÷ 200 К (рис. 7). При  $T > 220$  К ее вклад быстро растет. Одновременно растет и амплитуда фототока, обусловленного поглощением в буферном слое GaAs (рис. 7). Последнее можно объяснить термической эмиссией электронов, скапливающихся на гетерогранице AlGaAs/GaAs-буфер, в барьерный слой AlGaAs (рис. 5,с). Однако энергетический барьер для эмиссии электронов из буферного слоя в барьер AlGaAs приблизительно равен разрыву зон и составляет 0.29 эВ. Эта величина заметно (на 0.1 эВ) превышает энергетический барьер для электронов в КЯ, в то время как температурные зависимости фототока, связанного с переходами в КЯ, и фототока, обусловленного поглощением в GaAs, одинаковы.

В связи с изложенным отметим, что температура, при которой начинается заметный рост фототока (220 К), лежит в интервале, где наблюдается интенсивная термическая эмиссия электронов из так называемых  $DX$ -центров в  $Al_xGa_{1-x}As$ . Для  $x \simeq 0.3$  это происходит в области 180 ÷ 230 К [14–16], а кинетика эмиссии соответствует энергии активации около 0.3 эВ [14]. Известно, что концентрация  $DX$ -центров того же порядка, что и концентрации доноров  $N_D$  [14,17]. Если считать, что в нелегированном AlGaAs  $N_D = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , то концентрация  $DX$ -центров в расчете на  $1 \text{ см}^2$  будет  $2.4 \cdot 10^{10}$  и  $3 \cdot 10^{19}$  в барьерных слоях AlGaAs толщиной 800 и 100 нм соответственно. В [9] по сдвигу Стокса между сигналами электроотражения и фотолюминесценции мы нашли, что слоевая концентрация электронов в КЯ уменьшается с уменьшением положительного смещения затвора и равна  $3.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  при  $V_G = +1.4$  В. Можно ожидать, что при небольших положительных смещениях, когда КЯ заполнена слабо, количество равновесных электронов в КЯ или превышает его. В этом случае электроны, термически эмитированные из буферного слоя AlGaAs, с большой вероятностью будут захватываться  $DX$ -центрами и смогут достичь затвора (рис. 5,с) только после термической эмиссии из  $DX$ -центров. Энергетический барьер при эмиссии электрона из буферного слоя в слой AlGaAs приблизительно такой же, как и для эмиссии из  $DX$ -центра, а из КЯ — меньше, чем из  $DX$ -центра. Поэтому энергия термической активации фототока, обусловленного движением электронов, должна определяться термоэмиссией из  $DX$ -центров, что согласуется с экспериментально наблюдаемой характерной температурой (220 К).

Энергетические барьеры для дырок значительно ниже. Они составляют 0.15 эВ на гетерогранице с защитным слоем GaAs и 0.13 эВ при эмиссии из КЯ. Поэтому термическая эмиссия дырок должна начинаться при температуре  $\sim 100$  К. Такую температурную зависимость, обусловленную термической эмиссией тяжелых дырок, наблюдали [8] в структуре GaAs/ $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ , состоящей из 25 пар асимметричных

квантовых ям с шириной 15.8 и 7.9 нм и барьером между ними толщиной 1.7 нм. Пары ям были разделены барьером AlGaAs толщиной 15.3 нм. В исследованной нами структуре в диапазоне температур от 100 до 200 К при  $V_G = +0.6$  В оптические переходы в КЯ не дают вклада в фототок (рис. 7), хотя и наблюдается очень слабый рост амплитуды фототока в области поглощения GaAs. Следовательно, термическая эмиссия дырок не играет существенной роли. Вероятно, это обусловлено большой толщиной барьеров. Однако электрическая фаза фототока в этом температурном интервале постепенно приближается к  $-180^\circ$ . Последнее означает, что происходит изменение механизма фототока от перераспределения пространственного заряда в структуре к дрейфу фотовозбужденных носителей заряда через структуру.

Таким образом, наши данные показывают, что при  $T > 200$  К в структурах AlGaAs/GaAs с толстыми барьерными слоями механизм вертикального транспорта связан с термоэмиссией электронов из буферного слоя GaAs и квантовых ям в барьеры AlGaAs и наличием в барьерах электронных ловушек типа  $DX$ -центров. При  $T < 80$  К время изменения зарядного состояния  $DX$ -центров путем захвата или эмиссии электронов является очень большим [8]. По этой причине, а также ввиду малой концентрации  $DX$ -центров в нелегированном AlGaAs, они не оказывают влияния на характеристики исследований структуры при низких температурах.

### Заключение

Мы исследовали фототок в нелегированной структуре AlGaAs/GaAs с полупрозрачным затвором Шоттки из Ni-Cr, выращенной на  $n^+$ -подложке GaAs. Структура содержит тонкую (5.1 нм) одиночную КЯ, расположенную между двумя барьерами  $Al_{0.32}Ga_{0.68}As$  толщиной 800 и 100 нм. При энергии фотона, меньшей ширины запрещенной зоны барьеров AlGaAs, амплитуда и электрическая фаза фототока определяются следующими процессами: 1) поглощением света в буферном слое GaAs и  $n^- - n^+$ -переходе между буферным слоем и подложкой, 2) изменением коэффициента отражения структуры и поглощения света вследствие оптических переходов между подзонами дырок и электронов в КЯ, 3) интерференцией света, обусловленной отражением от буферного слоя и затвора, и 4) накоплением носителей заряда на гетерогранице «буфер GaAs-барьерный слой AlGaAs». Мы проанализировали относительные вклады этих процессов и делаем выводы о механизме фототока как функции температуры при больших отрицательных и небольших положительных смещениях затвора. В этих областях спектры амплитуды и электрической фазы фототока существенно различны.

При больших отрицательных смещениях затвора напряженность электрического поля велика и имеет одинаковый знак во всех частях структуры. Буферный слой и область  $n^- - n^+$ -перехода обеднены свободными носителями заряда, вследствие чего структура обладает высокой фоточувствительностью. Электрическая фаза фототока совпадает с фазой возбуждающего света. Фототок обусловлен дрейфом свободных носителей заряда между подложкой и затвором. Структура действует как фотодиод ( $n^- - n^+$ -переход) с последовательным фотоспротивлением (буферный слой). Интерференция света ведет к ос-

дилляциям коэффициента отражения структуры. Вследствие этого количество света, проникающего в буферный слой, также осциллирует. Это приводит к появлению экстремумов в спектре фототока, причем максимумам отражения соответствуют минимумы фототока, и наоборот. Оптические переходы между подзонами тяжелых и легких дырок и электронов в КЯ уменьшают амплитуду фототока, но не изменяют его электрическую фазу. Механизм влияния оптических переходов в КЯ на фототок при отрицательных напряжениях на затворе аналогичен эффекту интерференции. В исследованной структуре провалы в спектре фототока в области переходов  $H11$  и  $L11$  связаны с соответствующими пиками в спектре отражения структуры. Однако следует отметить, что полное совпадение формы линий отражения и фототока отсутствует.

При небольших положительных смещениях электрическое поле в структуре мало и меняет знак в буферном слое. Имеется конкуренция процессов движения фотовозбужденных электронов в противоположных направлениях — к затвору и к подложке. Накопление электронов на границе «буфер GaAs– барьер AlGaAs» способствует установлению равновесия между конкурирующими процессами движения электронов в некотором интервале напряжений на затворе. В результате при всех температурах чувствительность структуры к свету в области поглощения GaAs оказывается малой. Кроме того, при низкой температуре электрическая фаза фототока сдвинута приблизительно на  $90^\circ$  по отношению к фазе возбуждающего света. Это означает, что фототок связан с изменением пространственного заряда в структуре под действием света. Низкая фоточувствительность структуры в области поглощения GaAs ведет к тому, что вклад оптических переходов в КЯ может стать преобладающим. Так, при 10 К оптические переходы в КЯ существенно уменьшают амплитуду фототока и изменяют его электрическую фазу. Мы связываем это с поглощением света, после чего фотовозбужденные электроны и дырки туннелируют из КЯ в прилегающие области барьеров AlGaAs на относительно небольшие расстояния и захватываются ловушками, расположенными в барьерных слоях вблизи или на границе раздела с КЯ. С ростом температуры вклад оптических переходов в КЯ в фототок уменьшается при 70 К и исчезает. Это может быть объяснено уменьшением вероятности нерезонансного туннелирования, связанного с рассеянием на ионизованных примесях [8]. При  $T > 220$  К оптические переходы в КЯ дают положительный вклад в амплитуду фототока, быстро растущий с ростом температуры. Одновременно наблюдаются термическая активация фототока, обусловленного поглощением GaAs, и изменение его электрической фазы, свидетельствующее о преобладании дрейфа носителей заряда при высоких температурах. Наблюдаемые температурные зависимости показывают, что механизм вертикального транспорта связан с термоэмиссией электронов из КЯ и буферного слоя GaAs в барьеры AlGaAs и наличием в барьерах ловушек типа  $DX$ -центров.

В заключение С.В. Жоховец и Р. Гольдхан благодарят за финансовую поддержку, оказанную DAAD и BMFT (ФРГ) в рамках программы «Deutsche Akademie der Naturforscher Leopoldina». Настоящая работа частично финансирована SERC (Соединенное Королевство) в рамках программы NUMBERS, выполняемой университетом г. Ноттингем.

- [1] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, D.A.B. Miller. *Adv. Phys.*, **38**, 89 (1989).
- [2] G. Livescu, D.A.B. Miller, D.S. Chemla, M. Ramaswamy, T.Y. Chang, N. Sauer, A.C. Gossard, J.H. English. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-24**, 1677 (1988).
- [3] S.R. Andrews, A.S. Plaut, R.T. Harley, T.M. Kerr. *Phys. Rev. B*, **41**, 5040 (1990).
- [4] T.A. Fischer, P.E. Simmonds, M.S. Skolnick, R.S. Smith. *Phys. Rev. B*, **48**, 14253 (1993).
- [5] G. Gumbs, D. Huang, Y. Yin, H. Qiang, D. Yan, F.H. Pollak, T.F. Noble. *Phys. Rev. B*, **48**, 18328 (1993).
- [6] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wigmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. *Phys. Rev. B*, **32**, 1043 (1985).
- [7] W. Chen, T.G. Andersson. *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, 828 (1992).
- [8] A.M. Fox, R.G. Ispasoiu, C.T. Foxon, J.F. Cunningham, W.Y. Jan. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2917 (1993).
- [9] R. Goldhahn, G. Gobsch, S. Shokhovets, J.M. Chamberlain, T.S. Cheng, M. Henini. *Proc. SPIE*, **2139**, 2 (1994).
- [10] D.E. Aspnes, S.M. Kelso, R.A. Logan, R. Bhat. *J. Appl. Phys.*, **60**, 754 (1986).
- [11] A.J. Shields, P.C. Klipstein. *Phys. Rev. B*, **43**, 9118 (1991).
- [12] X.L. Zheng, D. Heiman, B. Lax, F.A. Chambers. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 287 (1988).
- [13] D. Boffety, J. Leymarie, A. Vasson, A.-M. Vasson, C.A. Bates, J.M. Chamberlain, J.L. Dunn, M. Henini, O.H. Hughes. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1408 (1993).
- [14] D.V. Lang, R.A. Logan, M. Jaros. *Phys. Rev. B*, **19**, 1015 (1979).
- [15] J.Y. Chi, R.P. Holstrom, J.P. Salerno. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **EDL-5**, 381 (1984).
- [16] J. Klem, W.T. Masselink, D. Arnold, R. Fischer, T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, M.S. Shur. *J. Appl. Phys.*, **54**, 5214 (1983).
- [17] D.J. Chadi, K.J. Chang. *Phys. Rev. B*, **39**, 10063 (1989).
- [18] A.J. Valois, G.Y. Robinson, K. Lee, M.S. Shur. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **1**, 190 (1983).

Редактор Л.В. Шаронова

## Photocurrent in a Schottky-gated AlGaAs/GaAs single quantum well structure

*S.V. Zhokhovets, R. Goldhahn\*, G.Gobsch\*, N. Stein\*, J.M. Chamberlain\*\*, T.S. Cheng\*\*, M. Henini\*\**

Belarussian State Polytechnical Academy, 220027 Minsk, Belarus

\*Institut f. Physik, TU Ilmenau, PSF 327, D-98684 Ilmenau, FRG

\*\*Physics Dept., Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK

Photocurrent study of a Schottky-gated AlGaAs/GaAs structure containing a single quantum well of 5.1 nm width has been carried out. At large negative biases the effect of the quantum well is caused by increasing reflectivity of the structure in the region of optical transitions between hole and electron subbands which results in decreasing photocurrent. At small negative biases changing space charge is found to be a dominant photocurrent mechanism in low temperature range. There are substantial magnitude reduction and electrical phase variations of the photocurrent due to light absorption in the quantum well and charge carrier tunneling into adjacent regions of AlGaAs barriers. Light absorption by the quantum well and subsequent thermal emission of charge carriers lead to significant increase of photocurrent at  $T > 200\text{K}$ . The vertical transport mechanism is related to the thermal emission of electrons out of the quantum well and GaAs buffer into AlGaAs barriers and the presence of traps like DX-centers in the barriers. Charge carrier accumulation and light interference are shown to influence the photocurrent as well.