

## „Необычная“ остаточная фотопроводимость в квантовой яме InAs/AlSb

© Ю.Г. Садофьев<sup>†</sup>, A. Ramamoorthy, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang

Department of Electrical Engineering & Center for Solid State Electronics Research,  
Arizona State University, Tempe, AZ 85287-5706, USA

(Получена 1 июня 2004 г. Принята к печати 16 июня 2004 г.)

Продемонстрированы необычные особенности остаточной фотопроводимости в квантовой структуре InAs/AlSb, снабженной обратным затвором. Отрицательная остаточная фотопроводимость позволила уменьшить концентрацию электронов на один полный порядок величины от  $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Это наибольшее изменение концентрации электронов для данного эффекта. В дополнение к сильной остаточной отрицательной фотопроводимости наблюдалась бистабильность релаксации сопротивления структуры при ее освещении квантами из видимой области спектра. Данные явления приписаны влиянию тонкой пленки германия, осажденной на поверхность структуры перед фотолитографией и формирующей область накопления дырок в слое GaSb из последовательности расположенных над квантовой ямой слоев Ge/GaSb/AlSb. Инфракрасное излучение инициирует биения осцилляций Шубникова–де-Гааза в области низких магнитных полей. Мы считаем, что эти биения обусловлены спиновым расщеплением в нулевом магнитном поле за счет асимметрии потенциального профиля квантовой ямы, индуцированной длительным освещением структуры.

Квантовые ямы (КЯ) в системе InAs/AlSb являются привлекательным объектом для изготовления приборов среднего инфракрасного диапазона и сверхбыстродействующих транзисторов. Близость параметров кристаллических решеток InAs и AlSb позволяет получать гладкие границы раздела слоев, вследствие чего рассеяние на шероховатостях микрорельефа невелико. В сочетании с малой эффективной массой электронов в InAs и высоким ( $\sim 1.35 \text{ эВ}$ ) значением потенциального барьера для электронов на границе InAs/AlSb это обуславливает возможность достижения подвижности электронов на уровне  $30\,000$  и  $900\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температурах  $300$  и  $4.2 \text{ К}$  соответственно [1]. Большое значение  $g$ -фактора электронов в монокристаллах InAs ( $-15$ ) позволяет использовать обусловленную спином степень свободы также и для разработки приборов спинтроники.

Известно, что нелегированные квантовые ямы InAs/AlSb имеют довольно высокую концентрацию двумерных электронов ( $\sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ). Одной из специфических особенностей рассматриваемой структуры является биполярность остаточной фотопроводимости при низких температурах [2,3]. В инфракрасной области спектра наблюдается положительная остаточная фотопроводимость (ПОФП) (positive persistent photoconductivity, PPPC). Увеличение концентрации электронов в InAs связывают с ионизацией глубоких доноров, локализованных в барьерных слоях и поставляющих электроны в КЯ. В течение длительного времени после освещения новое значение концентрации двумерных электронов сохраняется практически неизменным.

Кванты с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны AlSb, которая равна  $1.69 \text{ эВ}$ , могут генерировать электронно-дырочные пары в барьерах AlSb. Встроенное электрическое поле гетероструктуры способствует переносу дырок к квантовой

яме. Последующая рекомбинация двумерных электронов КЯ с неравновесными дырками уменьшает концентрацию первых. Это приводит к отрицательной остаточной фотопроводимости (ООФП) (negative persistent photoconductivity, NPPC). Возможна также генерация электронно-дырочных пар в покровном слое GaSb, обычно используемом для предотвращения контакта химически нестабильного AlSb с влагой, содержащейся в воздухе. Пороговая энергия для переноса дырок из GaSb к квантовой яме определяется суммой ширины запрещенной зоны GaSb ( $0.81 \text{ эВ}$ ) и величины разрыва валентной зоны на границе раздела GaSb/AlSb ( $\sim 0.35 \text{ эВ}$ ) [3]. Перезарядка глубоких донорных и акцепторных уровней, локализованных по энергии вблизи первой подзоны размерного квантования для электронов, также может инициировать эффект ООФП [4]. Более детальная информация о спектральных зависимостях остаточной фотопроводимости „обычного“ вида в структурах InAs/AlSb приведена в [5].

В данной работе будут рассмотрены некоторые необычные для структур данного типа особенности биполярной остаточной фотопроводимости, обнаруженные нами в структуре с КЯ InAs/AlSb, выращенной на подложке  $n^+$ -GaAs ориентации (100). Цель эксперимента заключалась в использовании  $n^+$ -GaAs в качестве обратного затвора, позволяющего управлять концентрацией электронов в КЯ и не препятствующего проникновению квантов излучения в активную часть структуры.

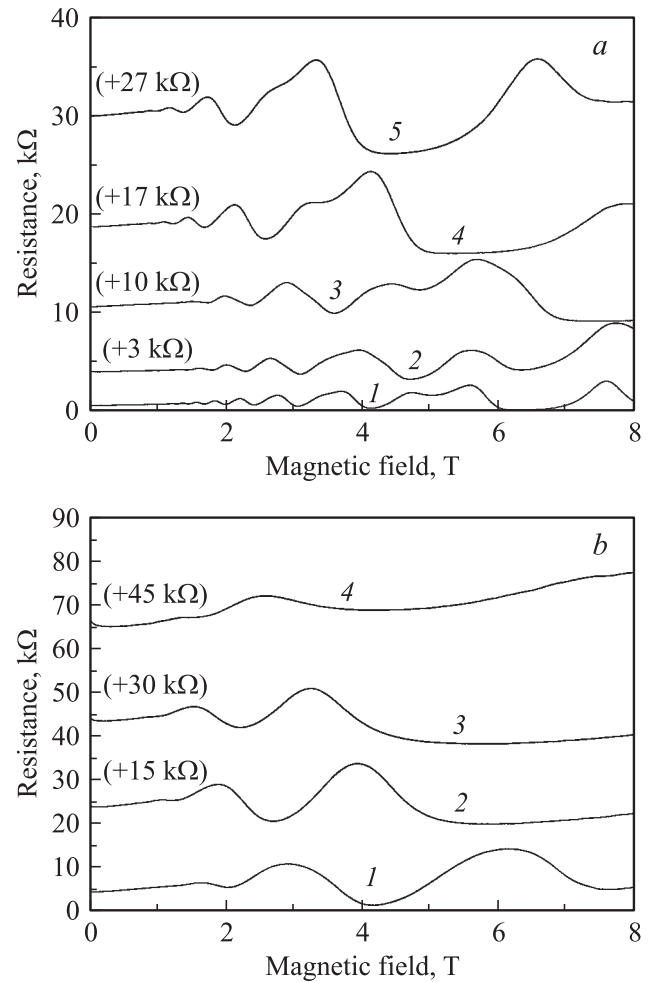
На подложке методом эпитаксии из молекулярных пучков была выращена составная буферная область, включающая в себя  $0.5 \text{ мкм AlAs}$ ,  $2.5 \text{ мкм AlSb}$  и  $25$  периодов сверхрешетки AlSb ( $2.5 \text{ нм}$ )/GaSb ( $1.5 \text{ нм}$ ). Комбинация слоев выбрана для снижения шероховатости поверхности и плотности протяженных дефектов структуры, обусловленных существенным различием периодов кристаллических решеток арсенидов индия и галлия.

<sup>†</sup> E-mail: sadofyev@hotmail.com

Слой арсенида алюминия создает потенциальный барьер для переноса дырок, что позволяет понизить ток утечки обратного затвора. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 25 нм, КЯ InAs шириной 15 нм, верхнего барьера AlSb и защитного слоя GaSb с толщинами 40 и 6 нм соответственно. На обратную сторону подложки после эпитаксии напыляли композицию металлов AuGe/Ni/Au для формирования омического контакта. На лицевой стороне структуры с помощью фотолитографии и травления мезы формировали двойные холловские кресты для последующих измерений магнетосопротивления и эффекта Холла. В геометрии, используемой для измерения поперечного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$ , отношение длины образца между потенциальными зондами  $l$  к его ширине  $w$  было равно 5 при  $w = 70$  мкм. Боковые стороны и периферия мезы были покрыты пленкой нитрида кремния, осажденной при температуре 50°C химическим парофазным осаждением в плазме радиочастотного разряда. Невсплавленные омические контакты к контактным площадкам холловского креста получали термическим напылением комбинации металлов Cr/Au непосредственно на поверхность слоя квантовой ямы после селективного травления расположенных выше слоев.

Используемые при фотолитографии проявители активно травят антимониды галлия и алюминия. Поэтому перед нанесением фоторезиста на поверхность структуры термическим испарением в вакууме напыляли пленку аморфного германия толщиной 10 нм. Эта пленка эффективно препятствовала травлению расположенных ниже слоев проявителем. При температуре жидкого гелия, использованной для исследования транспортных свойств образца, электрическое сопротивление слоя Ge много больше сопротивления квантовой ямы, и какие-либо проявления шунтирования активной части структуры отсутствуют. Пленку германия удаляли с незащищенных фоторезистом участков структуры неселективным травителем на основе фосфорной кислоты, применяемым для формирования мезы. Различие скоростей травления AlSb и GaSb позволяло использовать сверхрешетку в качестве стабильного дна мезы.

Контактные площадки холловского креста соединяли ультразвуковой сваркой с выводами стандартного держателя кристалла интегральной схемы. Рядом с полученным прибором располагали светодиоды, излучающие в красной, голубой и инфракрасной (длина волны  $\lambda = 0.97$  мкм) областях спектра. Исследование транспортных свойств двумерного газа электронов в КЯ проводили в магнитных полях от 0 до 8 Тл. Интенсивность освещения структуры устанавливали с помощью прецизионного источника питания, позволяющего фиксировать заданный уровень тока через светодиод. Напряжения смещения на обратном затворе выбирали так, чтобы ток утечки через структуру не превышал 10 нА. Этот уровень тока затвора не вносил искажений в результаты измерений.



**Рис. 1.** Влияние импульсного освещения красным (а) и голубым (б) светодиодами на магнетосопротивление квантовой ямы InAs/AlSb при температуре 4.2 К и нулевом напряжении на обратном затворе. а: 1 — исходная кривая; (2–5) — величина тока через красный светодиод 0.5, 1.3, 30 и 100 мкА соответственно. б: 1–4 — величина тока через голубой светодиод 0.1, 0.15, 5 и 50 мкА соответственно. В скобках указаны значения, на которые кривые смещены по оси ординат.

После охлаждения структуры до температуры 4.2 К подвижность электронов в КЯ была равна  $\mu = 110\,000$  см<sup>2</sup>/В·с при слоевой концентрации  $n_s = 6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Глубина модуляции слоевой концентрации за счет эффекта поля при ненулевом напряжении на затворе составляла  $\sim 25\%$  от первоначального значения. Приложенный к обратному затвору отрицательный потенциал ( $V_G$ ) приводил к обеднению квантовой ямы электронами. Противоположный эффект имел место при смене знака потенциала затвора. Кратковременное (несколько десятков секунд) освещение структуры квантами из видимой области спектра приводило к росту электрического сопротивления образца и уменьшению концентрации двумерных электронов. На рис. 1 представлено изменение магнетосопротивления образца при различных интенсивностях освещения

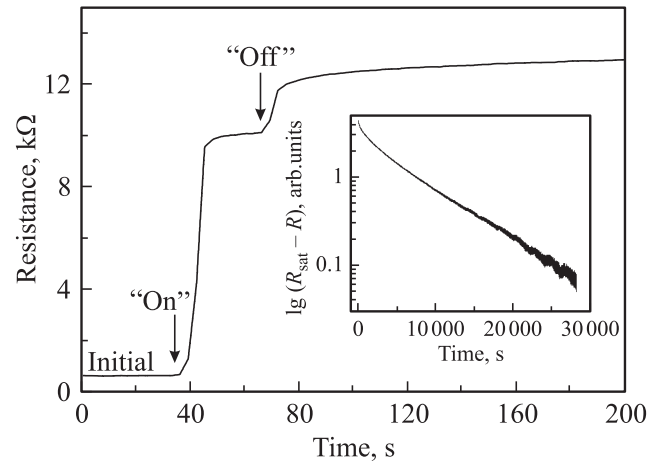
структуры красным и голубым светодиодами. Кривые были измерены спустя  $\sim 30$  мин после освещения, когда релаксация уже не меняла заметным образом свойства структуры в процессе измерения. Слойевая концентрация электронов  $n_s$  может быть определена из периода осцилляций Шубникова–де-Гааза (ШдГ) в обратном магнитном поле.

Из рис. 1, *a* следует, что освещение квантами из красной области спектра, соответствующими непрямой запрещенной зоне барьерных слоев AlSb, позволяет уменьшить слойевую концентрацию электронов в КЯ InAs за счет ООФП в 3 раза от первоначального значения. Дальнейшее увеличение интенсивности освещения (величины электрического тока через светодиод) не приводит к усилению ООФП для данной энергии квантов.

Эффект ООФП существенно усиливается при освещении структуры квантами из голубой области спектра (рис. 1, *b*), энергия которых превышает ширину прямой запрещенной зоны AlSb ( $E_G^I = 2.35$  эВ [6]). Причиной этого является резкое различие величин коэффициента поглощения (и эффективности генерации электронно-дырочных пар) для квантов с энергиями, соответствующими непрямой или прямой запрещенным зонам материала барьеров. Максимальное насыщенное значение ООФП достигается при токе через голубой светодиод на уровне 50 мкА. При этом величина  $n_s$  составляет  $6 \cdot 10^{10}$  см $^{-2}$ , что на порядок ниже исходного значения слойевой концентрации. Насколько нам известно, это максимальное изменение концентрации электронов, связанное с ООФП, в квантовых ямах такого типа. Для КЯ InAs/AlSb типичная величина коэффициента понижения слойевой концентрации электронов за счет ООФП близка к 2 [2], а максимальное из достигнутых ранее значений равно 5 [7].

Данные, приведенные на рис. 1, получены при нулевом напряжении на затворе. При приложении внешнего напряжения характер влияния знака потенциала на затворе на концентрацию электронов в КЯ был тем же, что и до освещения структуры.

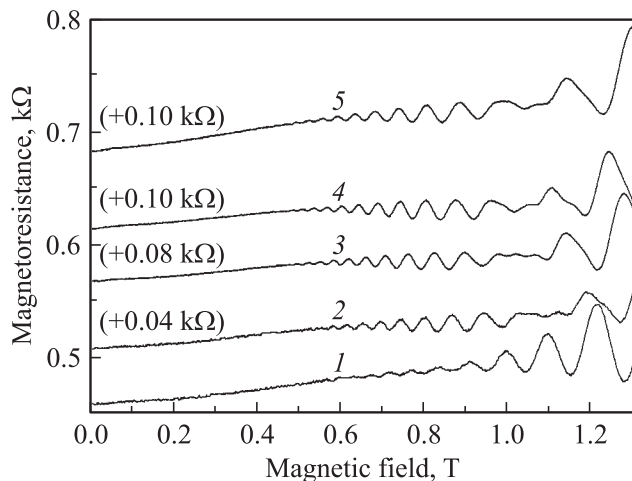
Особый интерес представляет необычный характер релаксации сопротивления образца в нулевом магнитном поле после выключения светодиода. Как показано на рис. 2, в процессе освещения сопротивление достигает некоторого характерного для используемой интенсивности света значения, много большего, чем исходное. После выключения светодиода сопротивление образца релаксирует не к исходной величине, а в сторону дальнейшего увеличения сопротивления. В этом случае можно говорить о некотором новом квазистационарном состоянии, создаваемом освещением структуры, которое формирует мощный „аттрактор“ электронов из квантовой ямы. Длительное ( $\sim 10$  ч) измерение релаксационного процесса позволило установить, что долговременная релаксация сопротивления (разность между установившимся в результате релаксации  $R_{\text{sat}}$  и текущим значением сопротивления  $R$ ,  $R_{\text{sat}} - R$ ) имеет



**Рис. 2.** Влияние освещения голубым светодиодом на сопротивление структуры в нулевом магнитном поле. На вставке — долговременный участок релаксации сопротивления к метастабильному насыщенному значению  $R_{\text{sat}}$ , характеризуемый единственной постоянной времени.

единственную постоянную времени, близкую к 7700 с. Данный процесс не может быть связан с перезарядкой поверхностных состояний на той или иной границе раздела структуры. Для поверхностных состояний характерно широкое распределение их плотности по энергии, неизбежно приводящее к появлению набора времен релаксации. Наблюдаемый эффект является обратимым. Структура возвращается к первоначальному состоянию после нагрева до комнатной температуры и повторного охлаждения. Отметим, что столь длительный и необычный релаксационный процесс не был обнаружен в выращенных нами структурах, не содержащих слоя германия над защитным слоем GaSb.

Известно [6], что на контакте GaSb/GaAs дно зоны проводимости  $E_C$  GaSb расположено на 0.1 эВ выше, чем соответствующий энергетический уровень для GaAs (второй тип зонной диаграммы). Гетеропереход между монокристаллическими слоями Ge и GaAs имеет структуру энергетических зон первого типа, и  $E_C$  германия смещено на 0.07–0.4 эВ вниз относительно  $E_C$  арсенида галлия [8]. Монокристаллические Ge и GaSb имеют практически совпадающие значения ширины запрещенной зоны при температуре жидкого гелия ( $\sim 0.8$  эВ). Для аморфного германия эта величина несколько выше, чем для монокристаллического. Тем не менее можно предполагать, что последовательность слоев Ge/GaSb/AlSb, расположенных над КЯ InAs, формирует квантовую яму для дырок в слое GaSb. Дырки, накопленные в GaSb при освещении образца, могут впоследствии преодолеть утоньшенный встроенным электрическим полем потенциальный барьер из AlSb, дрейфовать к квантовой яме InAs и рекомбинировать с двумерным электронным газом. Такая рекомбинация пространственно разделенных носителей заряда может быть причиной усиления эффекта ООФП и длительного



**Рис. 3.** Магнетосопротивление структуры при воздействии излучением ИК светодиода (длина волны  $\lambda = 0.97$  мкм) и нулевом напряжении на обратном затворе. 1 — исходная кривая; (2–4) — непрерывное освещение структуры при токах через светодиод 0.1, 0.5 и 2.5 мкА соответственно; 5 — темновое магнетосопротивление после длительного освещения. В скобках указаны значения, на которые кривые смещены по оси ординат.

релаксационного процесса с единственной постоянной времени.

Граница раздела между германием и антимонидом галлия несовершенна, так как слой германия осаждался вне установки для эпитаксии из молекулярных пучков. Следовательно, двумерный газ дырок не может обладать высокой подвижностью. Поэтому он не дает дополнительной серии осцилляций ШдГ в используемом интервале магнитных полей. Обмен зарядами между InAs и GaSb при приложении к структуре внешнего электрического поля может привести и к обнаруженному нами влиянию знака потенциала на обратном затворе на концентрацию двумерных электронов в КЯ InAs.

Кратковременное (импульсное) освещение структуры инфракрасным (ИК) светодиодом приводит к положительной остаточной фотопроводимости. Увеличение концентрации электронов в КЯ InAs находится на уровне 10% от исходного значения, что типично для структур данного типа. Осцилляции ШдГ при этом не имеют существенных отличий от исходной кривой, приведенной на рис. 3 (нижняя кривая). Однако длительное освещение или непрерывное освещение структуры при измерении магнетосопротивления приводят к биениям амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза в области низких магнитных полей (0.4–1.1 Тл). Первоначально возникнув, биения сохраняются как при приложении внешнего электрического поля к структуре, так и при изменении интенсивности освещения в значительных пределах. Мы наблюдали их при последовательных циклах измерения магнетосопротивления для значений постоянного тока ИК светодиода 0.1, 0.5 и 2.5 мкА. Для каждого значения тока измеряли 3 кривых магне-

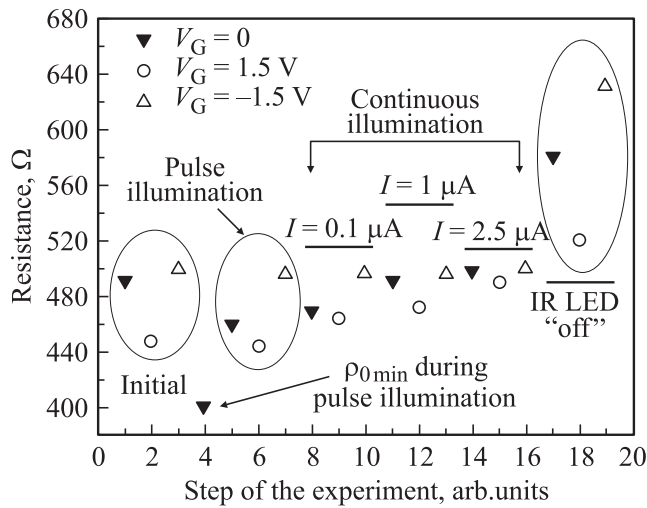
тосопротивления, соответствующих нулевому, положительному и отрицательному потенциалам на обратном затворе. Биения наблюдаются и после выключения светодиода при измерении кривых магнетосопротивления для различных потенциалов на затворе. Мы можем определенно говорить о сохранении индуцированных ИК излучением биений осцилляций ШдГ в течение 10 ч после освещения. Более детальные наблюдения не проводились.

Биения осцилляций ШдГ могут быть вызваны как неоднородностью свойств структуры, так и асимметрией потенциального профиля квантовой ямы, достаточной для наблюдения спинового расщепления в нулевом магнитном поле (эффект Рашбы) [9]. Возникновение биений ШдГ при приложении внешнего электрического поля к квантово-размерным структурам с близкой к исследуемой нами конфигурацией слоев в ряде исследований считают признаком реализации эффекта Рашбы [10–12].

Нам известна только одна работа [13], в которой ранее было обнаружено возникновение биений осцилляций ШдГ в результате воздействия на КЯ InAs/AlSb инфракрасным излучением. Авторы [13] сообщили о следующих особенностях эффекта: а) биения ШдГ сильно зависят от формы образца; они возникают только в „длинных“ холловских крестах с отношением  $l/w$ , большим или равным 10 ( $w = 100$  мкм); б) биения наблюдаются в течение времени не более 1 ч после освещения образца или исчезают в процессе измерения; в) эффект имеет место только для определенных длин волн и интенсивностей освещения. На основании перечисленных особенностей был сделан вывод о том, что индуцированные ИК излучением биения ШдГ связаны с неоднородностью распределения концентрации двумерных электронов в квантовой яме, что обусловлено неоднородным распределением интенсивности освещения по площади структуры.

В нашем эксперименте биения осцилляций ШдГ возникают в „коротком“ образце, в широком интервале изменения интенсивности освещения. Эффект стабилен длительное время после освещения, а также при приложении слабого внешнего электрического поля ( $\sim 10^4$  В/см) различной полярности.

На рис. 4 показана динамика изменения сопротивления образца в нулевом магнитном поле ( $\rho_0$ ) в серии последовательно выполненных в течение одного дня экспериментов по измерению эффекта ШдГ при различных условиях освещения и различных напряжениях на обратном затворе. Из рис. 4 следует, что степень влияния полевого эффекта на сопротивление образца (концентрацию электронов КЯ InAs) меняется под действием излучения ИК светодиода. Полевой эффект может быть оценен по степени различия величин сопротивления образца при отрицательном и положительном потенциалах на обратном затворе для данных условий освещения образца. Это отношение уменьшается почти до единицы с ростом интенсивности освещения из-за



**Рис. 4.** Изменение сопротивления структуры InAs/AlSb в нулевом магнитном поле в серии последовательно выполненных измерений осцилляций ШдГ при различных режимах освещения ИК светодионом (IR LED) и значениях напряжения  $V_G$ , приложенного к обратному затвору. Значения  $V_G$  и тока  $I$  через ИК светодиод указаны.

экранирования внешнего электрического поля зарядом генерируемых излучением неравновесных носителей. Амплитуда полевого эффекта после выключения светодиода много больше, чем до освещения образца. Это свидетельствует об изменении величины пространственного заряда (и встроенного электрического поля) в структуре, который экранирует квантовую яму от электрического поля затвора. Кроме того, в результате длительного освещения образца осцилляции Шубникова–де-Гааза смещаются в область более слабых магнитных полей, что указывает на снижение эффективности рассеяния на пространственно распределенных дефектах.

Совокупность приведенных выше особенностей эффекта позволяет предполагать, что наблюдаемое явление связано со спиновым расщеплением во встроенном электрическом поле структуры, индуцированном ИК излучением, а не с неоднородностью свойств по площади образца. Окончательное подтверждение данного предположения может быть получено при выполнении измерений в „наклонных“ магнитных полях, позволяющих отделить спиновое расщепление от осцилляций ШдГ на уровнях Ландау с различными индексами.

Необходимо отметить, что конечное темновое сопротивление структуры в отсутствие внешних электрического и магнитного полей (рис. 4) оказывается большим, чем начальное. Таким образом, несмотря на невозможность генерации электронно-дырочных пар в барьерных слоях AlSb и переноса оптически возбужденных дырок из покровного слоя GaSb к КЯ InAs, в конечном итоге можно говорить о наблюдении отрицательной остаточной фотопроводимости (о снижении концентрации двумерного электронного газа в КЯ). Мы считаем, что причиной этого является конкуренция двух процессов:

а) увеличение концентрации электронов в КЯ InAs, за счет активации ИК излучением глубоких доноров, расположенных в барьерах AlSb; б) генерация ИК излучением электронно-дырочных пар в GaSb с последующим накоплением дырок в слое GaSb и их рекомбинацией с локализованными в КЯ InAs электронами. Результатом является снижение концентрации двумерных электронов в образце относительно исходного уровня.

В заключение отметим, что в работе получено максимальное из известных изменение концентрации двумерных электронов вследствие ООФП в КЯ InAs/AlSb при освещении квантами из красной и голубой областей спектра, а также необычный тип долговременной релаксации сопротивления образца. Оба эффекта связаны с формированием дополнительной квантовой ямы для дырок в покровном слое GaSb, ограниченном барьерами из Ge и AlSb. При длительном воздействии на структуры квантами из ИК области спектра обнаружены биения осцилляций Шубникова–де-Гааза. По нашему мнению, это может быть проявлением спинового расщепления во встроенном электрическом поле, индуцированном ИК освещением КЯ InAs/AlSb.

## Список литературы

- [1] C. Nguyen, B. Brar, C.R. Bolognesi, J.J. Pekarik, H. Kroemer, J.H. English. *J. Electron. Mater.*, **22**, 255 (1993).
- [2] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5239 (1989).
- [3] Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J.H. English, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S137 (1993).
- [4] S. Ideshita, A. Furukava, Y. Mochizuki, M. Mizuta. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2549 (1992).
- [5] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянов, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *ФТП*, **39**, 30 (2005).
- [6] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [7] P.F. Hopkins, A.J. Rimberg, R.M. Westervelt, G. Tuttle, H. Kroemer. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1428 (1991).
- [8] R.S. Bauer, H.W. Sang, Jr. *Surf. Sci.*, **132**, 479 (1983).
- [9] Yu.A. Bychkov, E.I. Rashba. *JETP Lett.*, **39**, 78 (1984).
- [10] J. Luo, H. Munekata, F.F. Fang, P.J. Stiles. *Phys. Rev. B*, **41**, 7685 (1990).
- [11] J.P. Heida, B.J. van Wees, J.J. Kuipers, T.M. Klapwijk, G. Borghs. *Phys. Rev. B*, **57**, 11 911 (1998).
- [12] D. Grundler. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 6074 (2000).
- [13] S. Brosig, K. Ensslin, R.J. Warburton, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, H. Kroemer. *Phys. Rev. B*, **60**, 13 989 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

## „Unusual“ persistent photoconductivity in an InAs/AlSb quantum well

*Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, J.P. Bird,  
S.R. Johnson, Y.-H. Zhang*

Department of Electrical Engineering &  
Center for Solid State Electronics Research,  
Arizona State University,  
Tempe, AZ 85287-5706, USA

**Abstract** We demonstrate some unusual features of the persistent photoconductivity in an InAs/AlSb backgate quantum well (QW). The negative persistent photoconductivity allows us to reduce the electron concentration in the QW by one full order of magnitude (from  $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). This represents the largest concentration variation reported for this effect. An unexpected bistability in the resistance, when the sample had been exposed to illumination by the visual light, was observed. This is attributed to the role of a thin Ge cap layer, which we deposit prior to lithographic processing, and which appears to induce an additional layer of holes in the GaSb layer from the sequence of Ge/GaSb/AlSb layers situated above the InAs QW.