

## ДВУМЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ $n$ -GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ

В. Краак<sup>a\*</sup>, А. М. Савин<sup>b</sup>, Н. Я. Минина<sup>c\*\*</sup>, А. А. Ильевский<sup>c</sup>, А. В. Полянский<sup>c</sup>

<sup>a</sup>*Institute of Physics, Humboldt University  
D-12489 Berlin, Germany*

<sup>b</sup>*Technological Institute of Helsinki  
P. O. 2200, FIN-02015 HUT, Finland*

<sup>c</sup>*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 мая 2006 г.

Транспортные характеристики и квантовые осцилляции магнитосопротивления исследованы в гетероструктурах  $n$ -(001)GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при температуре жидкого гелия и одноосном сжатии до 3.5 кбар. Установлено, что в условиях одноосного сжатия концентрация двумерных ( $2D$ ) электронов на гетерогранице определяется в основном пьезоэлектрическим полем, возникающим вдоль направления  $[001]$ , экранировка которого приводит к росту концентрации  $2D$ -электронов на гетерогранице при сжатии вдоль направления  $[110]$  и к ее уменьшению при сжатии вдоль  $[1\bar{1}0]$ . Формирование компенсирующего заряда на гетерогранице и его последующее перераспределение затруднены, что является причиной наблюдаемых релаксационных процессов в напряженной системе при достаточно больших давлениях. Согласно результатам исследования зависимостей анизотропии подвижностей и эффективной циклотронной массы от давления энергетический спектр  $2D$ -электронов в исследуемой области давлений остается изотропным и параболическим.

PACS: 73.20.-г, 73.40.Кр

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время весьма актуальной является проблема напряжений, возникающих в гетероструктурах как в процессах роста и изменения температуры, так и при изготовлении на их основе приборов твердотельной оптоэлектроники. Напряжения, имеющие в основном анизотропный характер, влияют на ширину запрещенной зоны, энергетический спектр носителей заряда и их транспортные характеристики. Так, например, было показано, что гидростатическое давление до 20 кбар смещает длину волны лазерных диодов на основе InGaAsP/InP в красный диапазон спектра на 200–250 нм [1], а одноосное сжатие приводит к сильной анизотропии спектра двумерных ( $2D$ ) дырок в  $p$ -(100)GaAs/AlGaAs и увеличению средней холловской подвижности в

направлении сжатия в 2.5 раза при давлении до 3–5 кбар [2]. Это обуславливает важность учета деформационных эффектов при разработке приборов на основе гетероструктур и, кроме того, может служить основой для принципиально новых устройств, базирующихся на деформационных эффектах в гетероструктурах.

Настоящая работа посвящена исследованию транспортных характеристик (сопротивления, эффекта Холла) и квантовых явлений в системе  $2D$ -электронов на гетерогранице  $n$ -GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в условиях одноосного сжатия до 3.5 кбар при температурах жидкого гелия.

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Гетероструктуры  $n$ -(001)GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , легированные кремнием, выращены в Копенгагенском университете, имеют одинаковые последовательность и толщину слоев и различаются в основ-

\*W. Kraak.

\*\*E-mail: min@mig.phys.msu.ru

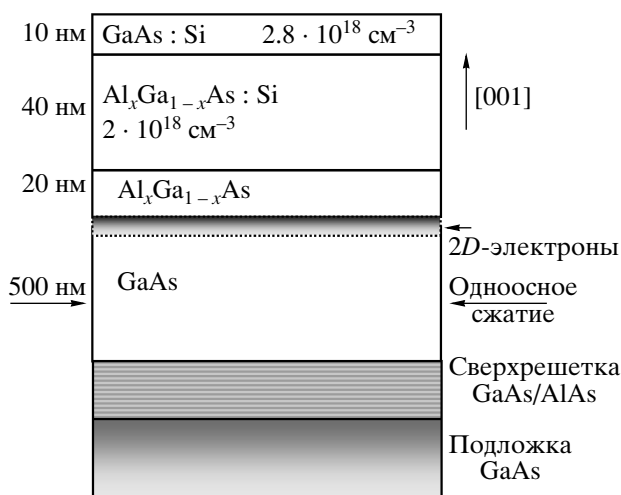


Рис. 1. Поперечное сечение исследуемых структур  $n$ -GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$

ном лишь концентрацией алюминия (рис. 1). Концентрация Si в активном слое составляет  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для всех измеренных образцов, а толщина подложки из GaAs — 0.5 мм.

Образцы размером  $3.0 \times 0.8 \times 0.5 \text{ мм}^3$  выкалывались из «пластины» вдоль кристаллографических направлений  $[110]$  или  $[1\bar{1}0]$ , совпадающих с длинной осью образца и направлением приложения внешнего сжатия. Мезаструктуры в холловской конфигурации изготавливались методом фотолитографии, измерительные контакты (золотые проволочки диаметром 50 мкм) подваривались к контактным площадкам ультразвуковым методом. Для создания одноосного сжатия до 3.5 кбар использовалась методика, подробно описанная в работе [3]. В этой методике реализуется идея создания сильной деформации сложной системы, частью которой является исследуемый образец. Для создания упругой деформации типа одноосного сжатия образец с помощью эпоксидной смолы жестко закрепляется в упругом металлическом кольце так, чтобы его длинная ось была расположена вдоль одного из диаметров. Далее вся система подвергается растяжению в направлении, перпендикулярном длинной оси образца. Кольцо обеспечивает трансформацию прикладываемого растягивающего усилия в одноосное сжатие образца, при этом аксиальное распределение нагрузки в кольце и жесткое крепление исключают появление сдвиговых напряжений на образце, которые могли бы привести к его быстрому разрушению. Измерения проводились при температуре 1.5–4.2 К. В качестве внешнего воздействия образцы подвергались также

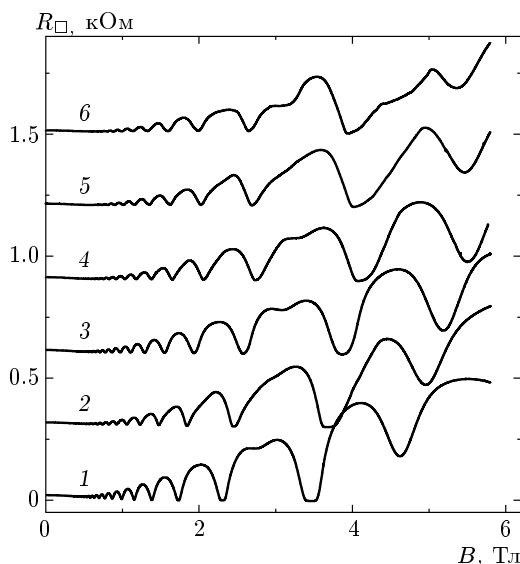


Рис. 2. Осцилляции ШдГ при различных величинах одноосного сжатия (образец С146-1): 1 —  $P = 0$ ; 2 —  $P = 0.7$  кбар; 3 —  $P = 1.1$  кбар; 4 —  $P = 1.8$  кбар; 5 —  $P = 2.5$  кбар; 6 —  $P = 3.5$  кбар. Для иллюстративности осцилляционные зависимости сдвинуты по оси ординат

освещению красным светодиодом с длиной волны  $\lambda = 630 \text{ нм}$ . Основные характеристики исследуемых образцов при нормальном давлении и температуре  $T = 1.5 \text{ К}$  приведены в таблице для «темнового» и освещенного состояний. Все указанные в таблице образцы, кроме С146-1, имеют одну мезаструктуру, ориентированную вдоль направления сжатия. На поверхности образцов серии С146-1 вытравлены две мезаструктуры во взаимно перпендикулярных направлениях, что отражено в столбце для подвижности  $\mu$ .

Концентрация  $n$  2D-электронов в квантовой яме определялась из классического эффекта Холла и контролировалась по квантовым осцилляциям магнитосопротивления. Расхождение величин  $n$ , определенных двумя указанными выше способами, не превышало 2–4%. Это обстоятельство позволяет считать, что в исследованных структурах параллельный канал проводимости отсутствует и наблюдаемое изменение холловской концентрации под давлением относится к 2D-электронам на гетерогранице. Квантовые осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ) для образца С146-1 приведены на рис. 2 при различных значениях давлений одноосного сжатия, а соответствующая им деформационная зависимость концентрации, рассчитанная из частот

Характеристики образцов

№ образца	Концентрация $x$ алюминия	Направление сжатия	$n, 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (темн.)	$\mu, 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (темн.)	$n, 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (освещ.)	$\mu, 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (освещ.)
C623-1	0.205	$[1\bar{1}0]$	1.9	1.5	3.9	7.9
C623-2	0.205	$[110]$	2.1	2.6	4.1	7.4
C623-3	0.205	$[110]$	2.2	3.3	4.2	8.5
C623-4	0.205	$[1\bar{1}0]$	2.3	3.7	4.0	8.8
C643-1	0.294	$[1\bar{1}0]$	1.9	2.7	5.3	11.2
C643-2	0.294	$[110]$	1.9	2.2	5.1	8.1
C146-1	0.29	$[110]$	3.4	6.9 S1 $[110]$ 9.1 S2 $[1\bar{1}0]$	—	—

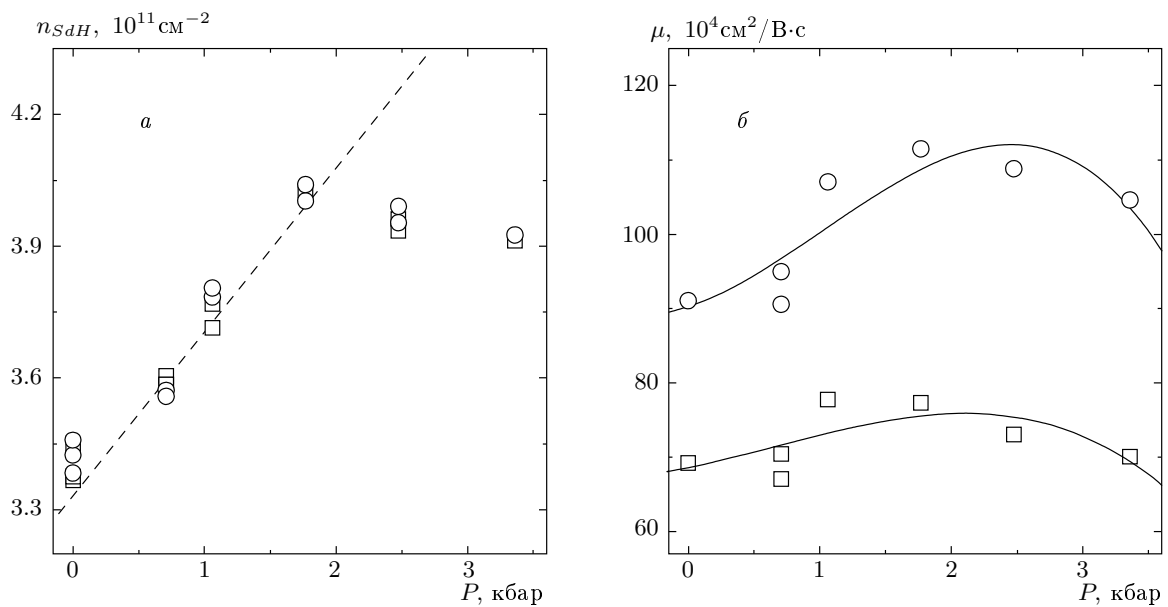


Рис. 3. Концентрация (а) и подвижность (б) 2D-электронов в зависимости от одноосного сжатия вдоль направления  $[110]$  для двух мезаструктур образца C146-1: квадраты — S1 $[110]$ ; кружки — S2 $[1\bar{1}0]$ . Штриховая линия соответствует полной экранировке пьезополя

ШдГ, — на рис. 3а. Следует обратить внимание на то, что разные символы на рис. 3 соответствуют двум взаимно перпендикулярным мезаструктурам, S1 (вдоль направления сжатия  $[110]$ ) и S2 (вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ ), на поверхности образца C146-1. Барические зависимости подвижности  $\mu = (neR_{\square})^{-1}$  2D-электронов ( $R_{\square}$  — удельное сопротивление) для структур S1 и S2 представлены на рис. 3б.

Зависимости концентрации 2D-электронов от давления  $P$  исследованы как в исходном темновом состоянии, так и после освещения красным светодиодом для всех образцов, представленных в таблице. Темновые зависимости  $n(P)$ , как правило, нелинейны, а при больших давлениях могут сопровождаться скачкообразным изменением концентрации (сопротивления) и медленными релаксационными про-

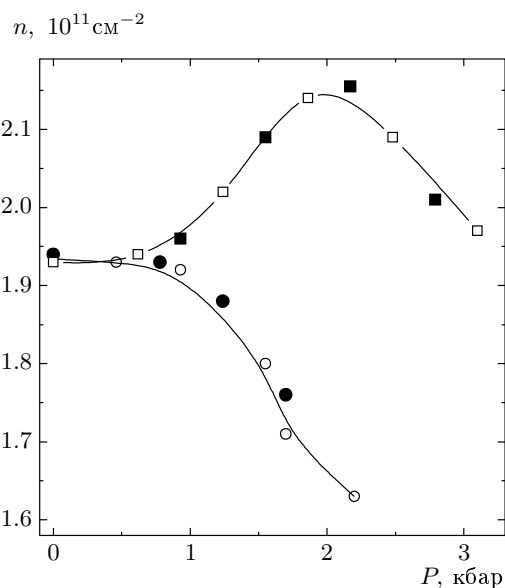


Рис. 4. Концентрация 2D-электронов на гетерогранице в зависимости от величины одноосного сжатия для образцов С643 ■ и □ — соответственно приложение и снятие давления вдоль [110]; • и ○ — соответственно приложение и снятие давления вдоль  $[1\bar{1}0]$

цессами. Тем не менее деформационные зависимости концентрации демонстрируют определенную закономерность: при сжатии вдоль направления [110] концентрация электронов в квантовой яме возрастает, а вдоль  $[1\bar{1}0]$  — уменьшается (рис. 3а, 4). Как видно из экспериментальных данных, представленных на рис. 4, зависимости  $n(P)$  обратимы при снятии давления, если только оно не превышает величину, после которой возникают упомянутые выше релаксационные процессы. Однако практически незаметные (около 0.1 % от исходной концентрации) релаксационные процессы имеют место и в области малых давлений. Как следует из рис. 5, изменение концентрации носителей тока после снятия давления 0.3 кбар обусловлено двумя релаксационными процессами с существенно различающимися по величине характерными временами.

При освещении красным светодиодом концентрация 2D-электронов и их подвижность существенно увеличиваются (см. таблицу), а после выключения источника излучения наблюдается задержанная фотопроводимость. Под давлением эффект задержанной фотопроводимости обнаруживает характерный гистерезис (рис. 6), который имеет место только при сжатии в направлении  $[1\bar{1}0]$  и не наблюдается в случае приложения давления вдоль [110]. Следует за-

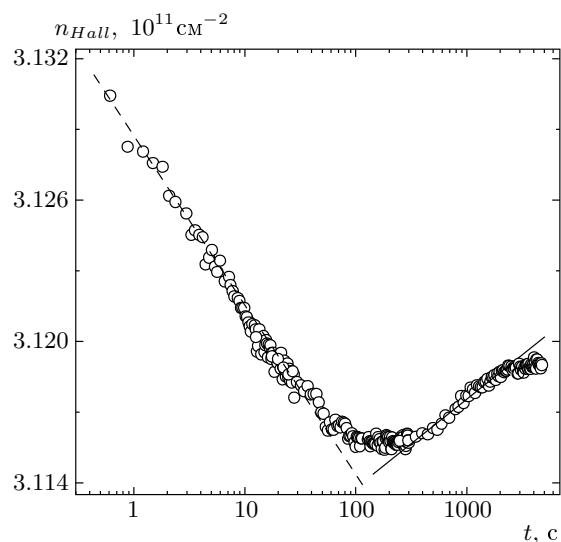


Рис. 5. Релаксация электронной концентрации после снятия давления  $P = 0.3$  кбар (образец С146-1)

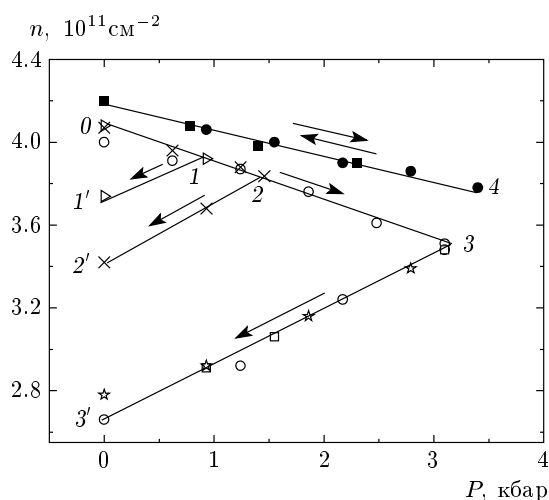


Рис. 6. Барическая зависимость концентрации 2D-электронов на гетерогранице для образца С623-4 после освещения красным светодиодом при сжатии в направлении  $[1\bar{1}0]$ : 0-1, 0-2, 0-3 — циклы нагрузки; 1-1', 2-2', 3-3' — циклы разгрузки; 4 соответствует обратимой зависимости  $n(P)$  при непрерывном освещении

метить, что при непрерывном освещении гистерезис также отсутствует, а наблюдается обратимое уменьшение концентрации с нагрузкой (зависимость 4 на рис. 6).

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вследствие отсутствия инверсионной симметрии кристаллической решетки вдоль направления [111] полупроводники GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , подобно другим соединениям  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , являются пьезоэлектриками. Пьезоэлектрический эффект в этих материалах определяется недиагональными компонентами  $\varepsilon_{xy}$  тензора деформаций и отсутствует при сжатии вдоль [001], однако при сжатии вдоль направлений [110] и  $[1\bar{1}0]$  величина  $\varepsilon_{xy}$  отлична от нуля и принимает соответственно значения  $\varepsilon_{xy} = S_{44}P/4$  и  $\varepsilon_{xy} = -S_{44}P/4$ , где  $S_{44}$  — компонента тензора упругих констант. В результате при отсутствии компенсирующих зарядов в кристалле при деформации возникает электрическое поле вдоль направления [001], величина которого составляет [4]

$$E_z = -\frac{2e_{14}\varepsilon_{xy}}{\varepsilon\varepsilon_0},$$

где  $e_{14}$  — пьезоэлектрическая константа,  $\varepsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость в вакууме. Оценки, проведенные в работе [5], показывают, что величина пьезополя в гетероструктуре GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при давлении  $P = 1$  кбар составляет  $|E_z| = 1.15 \cdot 10^4$  В/см и оно направлено от подложки к гетерогранице при сжатии вдоль  $[1\bar{1}0]$  и от гетерограницы к подложке при сжатии вдоль [110]. В исследованной области давлений до 3.5 кбар величина пьезополя уже сравнима с электрическим полем  $E \sim 10^5$  В/см на гетерогранице и сильно влияет на зонную структуру и распределение зарядов вблизи нее. Вследствие большого количества легирующей примеси в активном слое  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и наличия слоя 2D-носителей заряда на гетерогранице, пьезоэлектрическое поле в этой части структуры быстро компенсируется за счет перераспределения заряда между активным слоем и квантовой ямой. Однако в буферном слое GaAs это поле не может быть быстро скомпенсировано при низкой температуре. Этот процесс может быть осуществлен лишь частично за счет туннелирования заряда с различных глубоких центров вблизи гетерограницы [6]. Перераспределение заряда может также происходить вследствие термоциклирования до 200 К [5], либо под воздействием освещения. Последнее, правда, может привести к очередному неравновесному состоянию.

Из сказанного выше следует, что в гетероструктурах  $n\text{-GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  электроны стремятся переместиться в подложку из слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и квантовой ямы на гетерогранице при одноосном сжатии вдоль  $[1\bar{1}0]$  и в обратном направлении при сжатии

вдоль [110]. При возможности хоть какого-то перемещения заряда через буфер (туннелирование, термо- и фотоактивация через барьер) это должно приводить к уменьшению концентрации 2D-электронов в квантовой яме в первом случае и их росту во втором. Однако наличие нейтральных или заряженных состояний в GaAs и их участие в процессе перераспределения зарядов приводят к более сложной зависимости  $n(P)$ , которая может быть существенно разной для образцов, выращенных в различных условиях или имеющих различную исходную концентрацию носителей тока (см. рис. 3а и 4).

Следует заметить, что зависимость  $n(P)$  на рис. 3а представляет редкий случай, когда линейное увеличение концентрации 2D-электронов до 2 кбар полностью следует требованиям экранировки пьезополя (штриховая линия на рис. 3а). Эти данные также иллюстрируют тот факт, что изменение концентрации 2D-электронов в яме под давлением (в рассматриваемом случае сжатие происходит вдоль [110]) определяется не только притоком их из буфера (GaAs, 500 нм), но и их туннелированием на ионизованную легирующую примесь за барьером-спейсером ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , 20 нм), отделяющим активный слой от квантовой ямы (см. рис. 1), что позволяет экранировать пьезополе в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Именно этот процесс в совокупности с истощением близлежащего к гетерогранице слоя GaAs, по-видимому, ответствен за уменьшение концентрации носителей при давлении выше 2 кбар (см. рис. 3а). Это также подтверждает приведенная на рис. 5 зависимость концентрации  $n$  2D-носителей от времени, полученная после снятия давления (0.3 кбар) на образце С146-1, приложенного вдоль [110]. Электроны, «перетекшие» в квантовую яму в процессе нагрузки (см. рис. 5), возвращаются в буферный слой, а когда близлежащие к гетерогранице состояния заполняются, продолжают «перетекать» из активного слоя на гетерограницу. В целом, наличие пьезополя и затрудненность его экранировки при низких температурах переводят систему зарядов в неравновесное состояние, которое выражается, как уже упоминалось выше, в появлении релаксационных процессов и скачкообразных изменениях концентрации при высоком давлении.

Освещение красным светодиодом вызывает задержанную фотопроводимость, которая, однако, в данном случае не связана с наличием глубоких DX-центров в активном слое, наверняка присутствующих в образце С146-1 и образцах С643 [7]. Оптическое возбуждение с энергией фотона  $h\nu = 1.98$  эВ, превышающей ширину запрещенной зоны как в

GaAs, так и в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в исследуемой области концентраций  $x$ , вызывает межзонные переходы и пространственное разделение электронов и дырок. Под действием электрического поля на гетерогранице дырки «уходят» в подложку, а электроны сильно увеличивают концентрацию в квантовой яме (см. таблицу), что приводит при температурах эксперимента к задержанной фотопроводимости после выключения освещения. Это неравновесное состояние, вызванное избытком  $2D$ -электронов в квантовой яме, в отсутствие пьезополя является метастабильным. Приложение давления ведет к возникновению пьезополя и соответствующему изменению как пространственного профиля дна зоны проводимости, так и энергетических зазоров между уровнем Ферми и различными глубокими уровнями, принимающими участие в перераспределении зарядов [5]. В результате при сжатии вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  имеет место гистерезис на зависимости  $n(P)$ , приведенной на рис. 6. Уменьшение концентрации электронов при одноосном сжатии вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  совпадает с требованиями экранировки возникающего пьезополя и, по-видимому, осуществляется достаточно легко в связи с опустошением под действием света ловушек в буферном слое. Однако возврат электронов в квантовую яму при снятии давления затруднен. В этой связи уменьшение давления (и, соответственно, величины пьезополя) сопровождается только обменом зарядами между квантовой ямой и активным слоем: возврат электронов за барьер происходит только за счет уменьшения их концентрации на гетерогранице.

Другой важной проблемой является вопрос о влиянии одноосного сжатия на энергетический спектр  $2D$ -электронов на гетерогранице. В отличие от спектра  $2D$ -дырок, закон дисперсии которых не имеет аналитического выражения и находится лишь численным решением уравнения Шредингера в квантовой яме данного профиля [8, 9], поведение  $2D$ -электронов хорошо описывается изотропным параболическим законом дисперсии. Однако уже в массивном образце GaAs асимметрия кристаллического электрического поля, являющаяся следствием отсутствия инверсионной симметрии решетки, приводит к небольшому (менее 0.5 мэВ [10]) спиновому расщеплению при волновых векторах  $k \neq 0$  уже в отсутствие магнитного поля, которое сохраняется и в гетероструктурах. В системе тяжелых  $2D$ -дырок на гетерогранице p-GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  это расщепление во много раз больше (несколько миллиэлектронвольт) и сильно меняется при одноосной деформации, так же как анизотропия

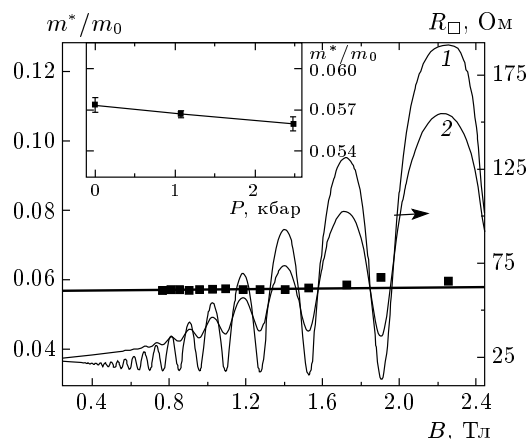


Рис. 7. Определение эффективной массы  $m^*/m_0$  (квадраты) из температурных зависимостей амплитуд квантовых осцилляций удельного сопротивления  $R_{\square}$  при 1.4 К (кривая 1) и 4.2 К (кривая 2). На вставке — эффективная масса при различных величинах одноосного сжатия. Образец С146-1

энергетического спектра и подвижности  $2D$ -дырок в целом [9].

С целью определения анизотропии подвижности  $2D$ -электронов при сжатии были исследованы образцы серии С146-1 с двумя взаимно перпендикулярными мезаструктурами S1 и S2 (см. таблицу). Исходная ( $P = 0$ ) анизотропия подвижностей  $\mu_{S1}$  (вдоль направления сжатия) и  $\mu_{S2}$  (перпендикулярно направлению сжатия),  $\mu_{S2}/\mu_{S1} = 1.28$ , обусловлена рассеянием на вытянутых преимущественно вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  шероховатостях гетерограницы [11], что определяет более высокое значение подвижности вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ . Деформационные зависимости подвижностей от давления представлены выше на рис. 3б, тогда как соответствующие изменения концентрации приведены для обеих мезаструктур на рис. 3а. Изменение подвижностей  $\mu_{S1}$  и  $\mu_{S2}$  обусловлено деформационной зависимостью концентрации носителей тока, представленной на рис. 3а. Величина анизотропии  $\mu_{S2}/\mu_{S1}$  увеличивается на 12% при росте концентрации на 18% ( $P = 2$  кбар), что связано с концентрационной зависимостью рассеяния электронов на шероховатостях гетерограницы [12]. Это изменение весьма мало по сравнению с двух–трехкратным ростом анизотропии подвижности  $2D$ -дырок при сжатии [2] и не позволяет сделать каких-либо предположений об изменении формы поверхности Ферми, как в работе [2].

Из температурной зависимости амплитуды ос-

цилляций ШдГ были определены также эффективные массы  $m^*$   $2D$ -электронов (отношение  $m^*/m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона) и их барическая зависимость (рис. 7). Хорошее качество осцилляций позволило определить эффективную массу с точностью до 2%. Однако наблюдаемое под давлением уменьшение  $m^*/m_0$  также не превышает 2–3%, так что и в этом случае мы не можем с уверенностью делать вывод об отклонении закона дисперсии  $2D$ -электронов от параболического в исследованном диапазоне одноосного сжатия.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы транспортные характеристики (концентрация, подвижность) и квантовые осцилляции магнитосопротивления в гетероструктурах  $n$ -GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As при температурах жидкого гелия в условиях одноосного сжатия до 3.5 кбар.

Показано, что свойства двумерного электронного газа на гетерогранице при одноосном сжатии в области низких температур определяются в основном появлением пьезоэлектрического поля, направленного от подложки к гетерогранице при сжатии вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  и от гетерограницы к подложке при сжатии вдоль  $[110]$ . Создание заряда, экранирующего пьезополе, приводит к уменьшению концентрации  $2D$ -электронов в квантовой яме на гетерогранице в первом случае и к их увеличению во втором. При этом перераспределение зарядов в гетероструктуре, проходящее при 4.2 К путем туннелирования, затруднено со стороны буфера (GaAs, рис. 1) и легко осуществляется в сторону активного слоя, на что указывают измерения как темнового, так и освещенного состояний. При достаточно больших давлениях это приводит к неполной экранировке и возникновению нестабильностей в виде скачков концентрации и релаксационных процессов. Понимание этих процессов существенно как для исследования пьезоэлектриков группы А<sup>III</sup>В<sup>V</sup> при деформации, так и для создания приборов на их основе, работающих в области достаточно низких температур.

Установлено, что анизотропия подвижностей, равная отношению  $\mu_{S2}/\mu_{S1}$  этих величин вдоль направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ , увеличивается всего на 12% при  $P = 2$  кбар, связана с увеличением концентрации  $2D$ -электронов на 18% и не свидетельствует об изменении анизотропии энергетического спектра  $2D$ -электронов при деформации.

В пользу того, что закон дисперсии  $2D$ -электронов остается изотропным и параболическим, говорит также неизменность с давлением в пределах 2–3% циклотронной эффективной массы.

Авторы выражают искреннюю благодарность коллегам из Копенгагенского университета О. П. Хансену (O. P. Hansen) и К. Б. Соренсену (C. B. Sorensen) за предоставленные для исследования гетероструктуры. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16861) и гранта НШ-5248.2006.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Dybala, P. Adamiec, A. Bercha et al., Proc. SPIE **4989**, 181 (2003).
2. A. M. Savin, N. Ya. Minina, A. V. Polyanskiy et al., High Pres. Res. **22**, 267 (2002).
3. Н. Б. Брандт, В. С. Егоров, М. Ю. Лавренюк и др., ЖЭТФ **89**, 2257 (1985).
4. C. Mailhot and D. L. Smith, Phys. Rev. B **35**, 1242 (1987).
5. В. Н. Кравченко, Н. Я. Минина, А. М. Савин и др., ЖЭТФ **118**, 1443 (2000).
6. Landolt-Bornstein, *Numerical Relationships in Science and Technology*, vol. III/17a: Semiconductors, ch. 2.10.2 (impurity and defects in GaAs), Springer-Verlag, New York (1982), p. 224.
7. P. M. Mooney, J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
8. U. Ekenberg and M. Altarelli, Phys. Rev. B **32**, 3712 (1985).
9. K. I. Kolokolov, A. M. Savin, S. D. Beneslavski et al., Phys. Rev. B **59**, 7537 (1999).
10. P. V. Santos, M. V. Willatzen, and M. Cardona, Phys. Rev. B **51**, 5121 (1995).
11. Y. Marcus, U. Meirav, H. Shtrikman et al., Semicond. Sci. Technol. **9**, 1297 (1994).
12. Y. Tokura, T. Saku, S. Tarucha, and Y. Horikoshi, Phys. Rev. B **46**, 15558 (1992).