

УДК 621.315.592.

В.А. Степанов, М.М. Афанасова**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ И СВОЙСТВ
ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА
В СТРУКТУРАХ InAs/AlSb И $Al_xGa_{1-x}As$**

В настоящей работе обсуждаются эксперименты на гетероструктурах $Al_xGa_{1-x}(Si)/GaAs$ и $InAs/AlSb$ с вырожденным 2D электронным газом при заполнении двух E_m и E_p подзон размерного квантования. Существенное различие двумерных электронных систем заключается в слоевой архитектуре гетероструктур и, как следствие, структуре энергетического спектра и пространственном распределении электронной плотности. Эти параметры предопределяют динамику заполнения подзон размерного квантования, и обуславливают характер внутри- и межподзонной e - e релаксации, который проявляется в явлении амплитудно-частотной модуляции осцилляций, затухании квантования Ландау.

1. Введение. Развитие нанотехнологий стимулировано разработкой полупроводниковых структур, выращиваемых методами молекулярно-лучевой эпитаксии, и созданием на их основе принципиально новых приборов и устройств электроники среднего инфракрасного диапазона, оптоэлектроники и спинтроники, широко используемых сейчас в системах хранения, передачи и обработки информации.

Получение конкретных технических решений по созданию элементной базы приборов нанoeлектроники не может быть проведено без теоретических и экспериментальных исследований квантовых эффектов в наноразмерных структурах.

Наиболее исследованной двумерной структурой является гетеросистема $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. Определены основные параметры структуры (концентрация, подвижность). Установлены основные механизмы рассеяния носителей тока. Развита модельные представления о характере воздействия магнитного поля на межподзонную электрон - электронную релаксацию. Изучено и оценено квантовое время релаксации носителей заряда [1].

В данной работе большое внимание уделено структуре с двумерным электронным газом $InAs/AlSb$, которая мало изучена.

Цель работы – выявление общности и различий свойств и явлений для структур $InAs/AlSb$ и $Al_xGa_{1-x}As$ в физических условиях (сильные магнитные поля, низкие температуры), при которых становятся существенным электрон - электронное взаимодействие.

2. Описание экспериментальных образцов. Гетероструктуры, подвергнутые исследованию, выращены по технологии эпитаксии из молекулярных пучков, на подложке из полупроводящего $GaAs$ в плоскости (100) $AlSb/InAs/AlSb$ [2]. Активная часть структуры состоит из нижнего барьера $AlSb$ толщиной 12 нм в нелегированных образцах и 40 нм в селективно легированных образцах с квантовой ямой $InAs$ толщиной 15 нм и верхним барьерным слоем $AlSb$ ($Al_{0.8}Ga_{0.2}Sb$) - 40 нм. Для некоторых образцов проводилось δ – легирование теллуром (из тигельного испарителя Ga_2Te_3) верхнего и нижнего барьеров $AlSb$ на расстоянии 15 нм от квантовой ямы.

Образцы гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ [1] состояли из следующих слоев: подложка $GaAs(Cr)$, буфер i - $GaAs$, нелегированная прослойка i - $Al_xGa_{1-x}As$, слой $Al_xGa_{1-x}As$, легированный кремнием ($N_{Si}=8 \cdot 10^{23} \div 2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$), и закрывающий слой n - $GaAs$, толщины слоев варьировались.

Исследования образцов проводились в сильных магнитных полях и при низких температурах по стандартной методике. Измерены поперечная ρ_{xx} и продольная ρ_{xy} компоненты тензора $\hat{\rho}$ магнитосопротивления. Выполнены измерения Холла.

3. Экспериментальные и теоретические результаты.

3.1. Зонные диаграммы наноструктур. Структура $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ представляет гетеропереход и может быть аппроксимирована треугольной потенциальной ямой, с учетом изгиба

зоны проводимости вследствие взаимодействия электронов в квантовой яме гетероперехода с атомами ионизированной примеси и остаточных акцепторов в *p*-GaAs буферном слое. На рисунке 1, а показана энергетическая структура зоны проводимости $E_c(z)$ одиночного гетероперехода с концентрацией легирующей примеси $N_D \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и компенсирующей акцепторной примеси $N_A \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$. Здесь E_m и E_p – уровни размерного квантования и соответственно распределения 2D электронов $|\psi_m(z)|^2$ и $|\psi_{n,d}(z)|^2$ компонентов $|\psi_p(z)|^2$; d_m и d_p – области локализации *m*- и *p*- электронов по оси гетероструктуры. Вертикальный барьер потенциальной ямы обусловлен неоднородностью зон проводимости GaAs и AlGaAs [1].

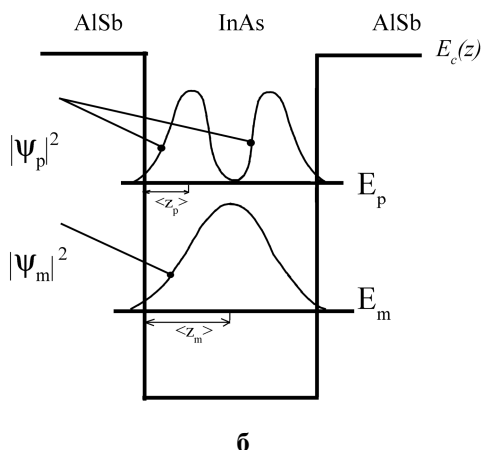
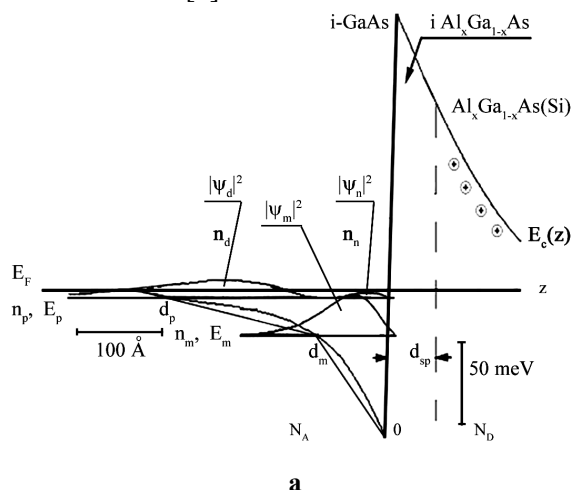


Рисунок 1 – Схематические зонные диаграммы структур:
а - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$; б - InAs/AlSb

Двумерные электроны локализируются в матрице *i*-GaAs, туннелируя с донорных уровней примесных атомов Si в тройном соединении $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, отделенном нелегированной прослойкой d_{sp} *i*- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от *i*-GaAs. В потенциальной яме гетероперехода энергетический спектр квантуется.

Зонная диаграмма структуры InAs/AlSb аппроксимируется прямоугольной потенциальной ямой, которую образуют запрещенные зоны симметрично расположенных барьеров AlSb и зона проводимости InAs. На рисунке 1, б представлена зонная (энергетическая) диаграмма, иллюстрирующая разрыв зон $\Delta E_c \sim 1.35 \text{ eV}$. Расчет положений и энергетических уровней размерного квантования [2] выявил нелинейную зависимость E_i от k^2 , что обусловлено непараболичностью зоны проводимости InAs - материала слоя, образующего квантовую яму.

Наличие сильной непараболичности обуславливает зависимость эффективной массы от концентрации. И в отличие от гетеросистемы AlGaAs, где эффективная масса электронов остается постоянной $m^* = 0.067 \cdot m_0$, в данной структуре она возрастает от $0.033 \cdot m_0$ до $0.056 \cdot m_0$ с увеличением концентрации для $n_s = (0.6 \div 3.6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

3.2. Заполнение носителями подзон размерного квантования. Одним из важных параметров, определяющих свойства 2D электронной системы в гетеросистеме InAs/AlSb, является концентрация 2D электронов. Поэтому для понимания особенностей магнитотранспорта электронов необходимо установить характер заполнения подзон размерного квантования.

В структурах с двумерным электронным газом ожидается пороговый характер заполнения подзон размерного квантования, что обусловлено ступенчатой формой зависимости функции плотности состояний от энергии $g(E)$ (рисунок 2).

Основное отличие этих двух структур заключается в виде функции плотности состояний для второй подзоны. На рисунке 2, б наблюдается деформация ступенчатой зависимости $g(E)$ к закону $g(E) \sim E^{1/2}$, характерному для объемных полупроводников с 3D электронами. Причина кроется в разной размерности электронов в каждой из подзон размерного квантования (ПРК).

Условие двумерности вырожденных электронов определяется следующим выражением:

$$k_F \cdot d \approx \pi, \quad (1)$$

где k_F - волновой вектор Ферми, d - длина области локализации электронов (т.е. ширина квантовой ямы). Волновой вектор Ферми определяется концентрацией носителей в каждой из подзон

$$k_{F_{m,p}} = \sqrt{2\pi n_{m,p}}.$$

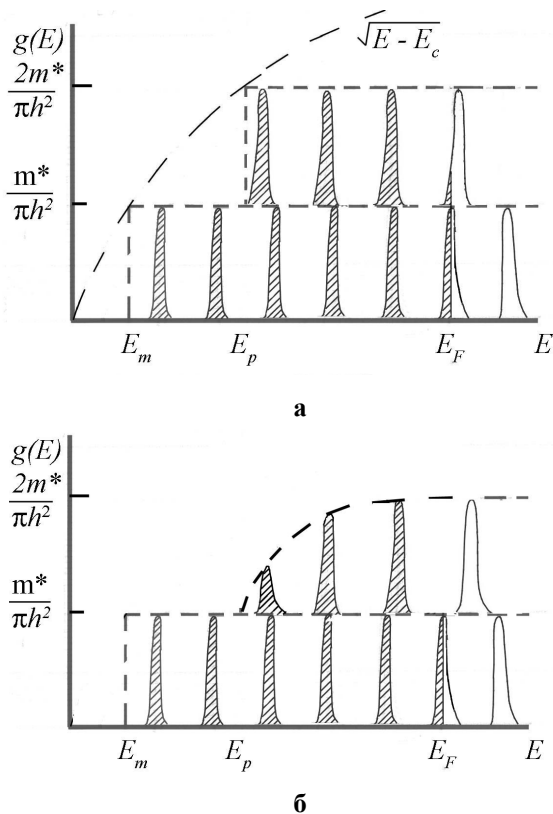


Рисунок 2 – Зависимость функции плотности состояний от энергии $g(E)$ при наличии квантующего магнитного поля для структур: а -InAs/AlSb; б - $Al_xGa_{1-x}As$.

Выбрана серия образцов InAs/AlSb с двумя заполненными подзонами с активным каналом $d=150 \text{ \AA}$: $n_m=2.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $k_{F_m}=4.11 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$ и $n_p=0.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $k_{F_p}=1.94 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-1}$.

Произведение $k_{F_m} \cdot d$ ($k_{F_p} \cdot d$) равно 0.62 (0.29), что существенно меньше значения π . Таким образом, можно сделать вывод, что носители заряда в структуре InAs/AlSb обладают свойствами двумерного электронного газа.

Расчеты энергетической диаграммы $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, представленной на рисунке 1, а, с использованием стандартной техники для параметров $N_D \approx 2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $N_A \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ показывают, что $d_m \approx 60 \text{ \AA}$, $d_p \approx 240 \text{ \AA}$. Для концентраций $n_m \approx 10^{16} \text{ м}^{-2}$ и $n_p \approx 10^{15} \text{ м}^{-2}$ величины $k_{F_m}^{-1} \approx 40 \text{ \AA}$ и $k_{F_p}^{-1} \approx 100 \text{ \AA}$. Таким образом, для 2D электронов E_m подзоны $d_m \approx k_{F_m}^{-1}$, а для электронов E_p подзоны $k_{F_p}^{-1} < d_p$ [1]. В структуре $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ при условии заполнения двух подзон размерного квантования для E_p подзоны условие двумерности электронов нарушается, так как длина локализации $d_p < k_{F_p} \cdot \pi$. Функция плотности состояний трансформируется по форме и становится

близкой к объемным аналогам, а электроны являются квазидвумерными.

Вид функции плотности состояний позволяет высказать предположение о том, что для структуры InAs/AlSb порог заполнения второй подзоны размерного квантования должен быть определен достаточно четко.

Отметим, что при небольшом уровне легирования $0.86 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (для структуры $Al_xGa_{1-x}As$ эта величина составляет $N_{Si}=3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) заполняются две подзоны, что позволяет исследовать эффекты, связанные с проявлением межподзонного взаимодействия.

3.3. Резонансная модуляция амплитуды осцилляций. Амплитудно-частотная модуляция проявляется в структурах с двумя заполненными подзонами размерного квантования при наличии межподзонного $e-e$ взаимодействия, имеющего резонансный характер.

Амплитуда осцилляций определяется числом носителей, принимающих участие в проводимости. Изменение амплитуды осцилляций (глубина модуляции) связано с наложением на гармонику основной частоты возбужденной гармоники и зависит от вклада в проводимость носителей заряда второй подзоны. Глубина амплитудной модуляции осцилляционных кривых различна, определяется соотношением концентраций в основной и возбужденной подзонах размерного квантования и зависит от заселенности E_m и E_p подзон размерного квантования, т.е. от соотношения концентраций n_m/n_p .

Для серии образцов InAs/AlSb, представленных на рисунке 3, а, соотношение концентраций составило: $n_m = 3 \cdot n_p$. Для исследованных образцов $n_m = (2.5 \div 6) \cdot n_p$ [3], тогда как для системы $Al_xGa_{1-x}As$ (рисунок 3, б) $n_m \approx 10 \cdot n_p$. Уменьшение соотношения n_m/n_p приводит к более значительной модуляции осцилляций по амплитуде и частоте, а значит, следует ожидать, что в структурах InAs/AlSb электрон – электронное взаимодействие интенсивнее.

В квантующем магнитном поле включение межподзонного $e-e$ взаимодействия носит резонансный характер при определенном соотношении концентраций n_m и n_p [4, 5]. В магнитном поле $B_{m,p}$, когда уровень Ферми пересекают одновременно (по магнитному полю) уровни Ландау N_m и N_p подзон E_m и E_p , условия для межподзонного $e-e$ взаимодействия наиболее благоприятны. В этом случае максимумы функции плотности состояний $g_m(E)$ и $g_p(E)$ локализуются на $E_m(N_m)=E_p(N_p)=\xi$ - уровне энергии Ферми.

Магнитное поле, соответствующее резонансному выходу N_m и N_p уровня Ландау на уровень Ферми, определяется формулой:

$$B_{m,p} = \frac{\pi \hbar \Delta n_{m,p}}{e \Delta N_{m,p}}, \quad (2)$$

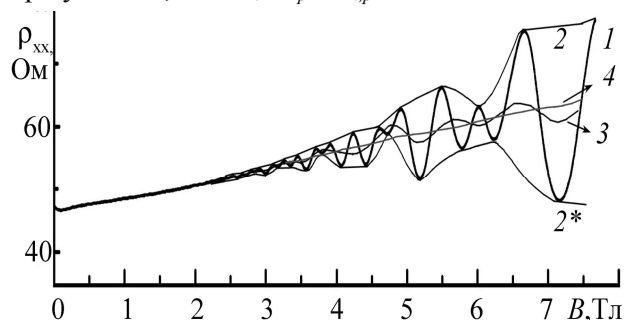
где $\Delta n_{m,p} = n_m - n_p$, $\Delta N_{m,p} = N_m - N_p$.

Выражение (2) следует из соотношений

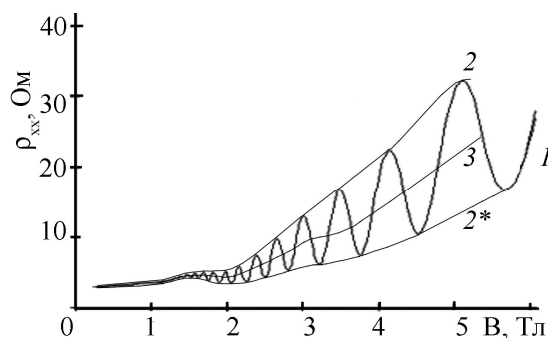
$$\xi_{m,p} = (e \hbar / m^*) B_{m,p} \left(N_{m,p} + \frac{1}{2} \right), \quad (3)$$

$$\xi_{m,p} = \pi \hbar^2 n_{m,p} / m^*, \quad (4)$$

при условии, что $B_m = B_p = B_{m,p}$.



а



б

Рисунок 3 – Осцилляции поперечного магнитосопротивления с графическим разделением гармоник: 1 – экспериментальная зависимость $\rho_{xx}(B)$, 2, 2* – огибающие, 3 – вторая гармоника (осц. $\rho_{xx}(B)$ второй подзоны), 4 – монотонный компонент ($T=4.2$ К): а - $n_m(n_p)=12.4(6.08) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, б - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $n_m(n_p)=10.8(1.04) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

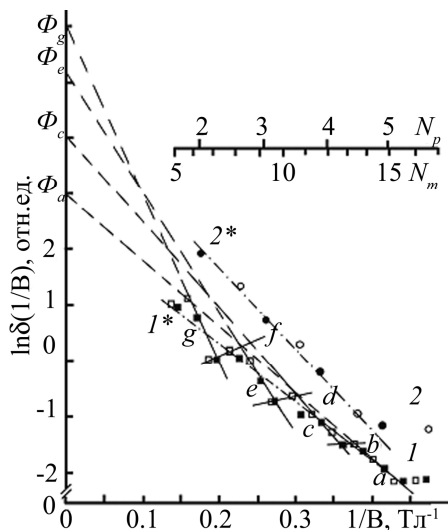
Выполнены оценки резонансных полей согласно (2) и данным рисунка 4, а, для образцов гетероструктуры серии №2 InAs/AlSb $\Delta n_{m,p} = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Из рисунка 4, а видно, что резонансы следует ожидать для величин $\Delta N_{m,p}$ близких к $(N_m; N_p)$, (15;5), (12;4), (9;3), (6;2). Результат оценок величин $1/B_{m,p}$ согласно (2) для указанных значений $\Delta n_{m,p}$ и $\Delta N_{m,p}$ следующий: 0.40, 0.32, 0.24 и 0.16 Тл⁻¹. Эти величины хорошо согласуются с экспериментом (рисунок 4, а).

С увеличением магнитного поля B уровни Ландау N_m и N_p подтягиваются к уровню Ферми.

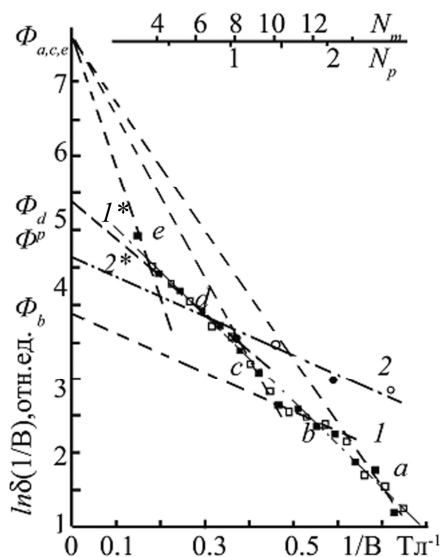
Функции плотности состояний $g_m(E)$ и $g_p(E)$, хотя имеют δ -образный профиль, но с определенной асимметрией (вытянутость в область больших энергий). Их перекрытие на уровне Ферми приводит к инициированию магнитным полем межподзонного e - e взаимодействия. Таким образом, на участках $\delta(1/B)$ серии I (а, с, е, г) кроме внутривидового e - e взаимодействия в столкновительное уширение включается межподзонное взаимодействие. Затухание квантования Ландау $\tau_q^{a,c,e,g}$ контролируется τ_{ee}^m , τ_{ee}^p и τ_{ee}^{mp} .

При выходе N_m и N_p уровней Ландау за уровень Ферми (граница $g_m(B)$ и $g_p(E)$ резкая) магнитное поле «выключает» межподзонное e - e взаимодействие. Следовательно, на участках серии II (b, d, f) столкновительное уширение контролируется лишь внутривидовым e - e взаимодействием $\tau_q^{b,d,f}(\tau_{ee}^m, \tau_{ee}^p)$. Существенно большая контрастность резонансов $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ на рисунке 4, а гетеросистемы InAs/AlSb по отношению к $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (рисунок 4, б) [4, 5] обусловлена двумя причинами. Для арсенид-галлиевой гетеросистемы электроны E_p подзоны являются квазидвумерными и функция плотности состояний $g_p(E)$ (рисунок 2, б) близка к объемной, что и обеспечивает относительную плавность переходов с участков серии I (а, с, е, г) на серию II (b, d, f). В исследуемой гетероструктуре InAs/AlSb электроны E_m и E_p подзон – двумерные, функции плотности состояний $g_{m,p}(E)$ - имеют δ -образную форму (с уширением $k(T+T_D)$). Тепловое и столкновительное уширение в реализуемых условиях опыта существенно меньше энергетического зазора между уровнями Ландау: $k(T+T_D) < \hbar\omega$ и δ -образность $g_{m,p}(E)$ отчетливо проявляется в переходах «a-b», «c-d» и «e-f» на рисунке 4, а. С другой стороны, распределение электронной плотности

$|\psi_{m,p}(z)|^2$ в квантовой яме гетероструктуры InAs/AlSb симметрично (рисунок 1, б), и возмущающий потенциал ионизованных примесей δ -Te (а именно этот механизм и является формирующим столкновительное уширение) воспринимает вся 2D электронная m - и p - система. В потенциальной яме гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ [5] распределение $|\psi_{m,p}(z)|^2$ (рисунок 1, а) несимметрично. Внешнее возмущение воспринимает лишь незначительная часть: n -сателлит, p - компонента 2D электронов (рисунок 1, а).



а



б

Рисунок 4 – Графики Дингла – зависимости нормированной на конечную температуру опыта амплитуды осцилляции $\ln[\delta(1/B)/(x/shx)]$ от обратного магнитного поля $1/B$ основной E_m (1) и возбужденной E_p (2) подзон размерного квантования. Штрихпунктирные линии 1^* и 2^* - аппроксимации экспериментальных точек методом наименьших квадратов. Темные точки - максимумы, светлые - минимумы амплитуд. Штриховые линии - аппроксимации участков серии I(a, c, e, g) на предел $1/B=0$ с фокусами (полюсами) Φ_{a-g} ; а - InAs/AlSb Аппроксимации серии II(b, d, f)- иллюстрируют отрицательную температуру Дингла; б - $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

Это возмущение за счет межподзонного взаимодействия распространяется на всю 2D систему электронов. Наличие такого посредника между возмущающими примесями и основным массивом 2D электронов сглаживает остроту резонансной ситуации и приводит к плавности

переходов от серии I(a, c, e, g) к серии II(b, d, f) на $\delta(1/B)_{T=const}$.

3.4. Природа затухания квантования Ландау в структурах InAs/AlSb и $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. Из экспериментов по измерению осцилляций ШДГ в широком интервале магнитных полей и температур установлены магнитопольные зависимости нормированной амплитуды осцилляций зависимости (рисунок 4 а, б), что позволило оценить параметр, учитывающий нетепловое уширение уровней Ландау (температуру Дингла) [8] и оценить квантовое время рассеяния электронов в структурах InAs/AlSb и $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

Особенности столкновительного уширения в системе 2D электронов E_m и E_p подзон подробно изучены в [4-9] на примере потенциальной ямы треугольного профиля гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

Уширение уровней Ландау, дополнительное к температурному, определяется внешним по отношению к 2D электронной системе возмущением: искажения потенциального рельефа дефектами гетерограницы, кулоновский потенциал легирующей примеси и др. Однако формирование собственно затухания квантования Ландау происходит по каналам внутри - и межподзонного электрон-электронного взаимодействия: $\tau_q(\tau_{ee}^{intera}, \tau_{ee}^{inter}, \tau_{ee}^{intra}(\tau_{ee}^m, \tau_{ee}^p), \tau_{ee}^{inter}(\tau_{ee}^{m,p}))$. Установлена определяющая роль межподзонного e-e взаимодействия в формировании уширения уровней Ландау.

Согласно методике [9] экспериментальные зависимости 1 и 2 аппроксимировались зависимостями 1^* и 2^* . Это позволило сложному процессу релаксации в системе 2D электронов E_m и E_p подзон в исследуемом интервале магнитных полей сопоставить гипотетический процесс с усредненным механизмом с уширением kT_D^m и kT_D^p для каждой из подзон размерного квантования, что не корректно. Тем не менее, определение температуры Дингла T_D^m и T_D^p аппроксимацией модулированных кривых прямыми, полученными после обработки методом наименьших квадратов позволяет выделить общие закономерности зависимости этого параметра от основных параметров наноструктуры: концентрации и температуры. Результаты представлены в таблице.

Анализ результатов позволяет установить следующее:

1) независимо от концентрации носителей в образцах InAs/AlSb температуры Дингла имеют достаточно большие значения (и малые времена релаксации, т.к. эти величины обратно пропорциональны) и значительно отличаются от соответствующих параметров 2D электронов в потенциальной яме гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ [5], где T_D^m и T_D^p меньше 8 К. Это отличие связано с особенностями архитектуры гетероструктур и доминирующими механизмами релаксации электронов. Основной механизм, определяющий релаксацию 2D электронов в активном канале, - это рассеяние 2D электронов на большие и малые углы при взаимодействии с потенциалом ионизированных примесей. Характерным масштабом, на котором 2D электроны чувствуют кулоновский потенциал, является длина экранирования l_D . В структуре InAs/AlSb ионы Te^+ являются эффективными рассеивателями 2D электронов в квантовой яме InAs, так как находятся в пределах длины экранирования вследствие $l_D \approx L$, где L - расстояние от квантовой ямы до легирующей примеси. Для $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ионизированные примеси значительно удалены от 2D электронов в GaAs спейсером и $l_D < L$;

2) зависимость T_D от концентрации 2D электронов в основной и возбужденной ПРК: с увеличением концентрации $n_m(n_p)$ величина T_D^m (T_D^p) заметно уменьшается. С ростом концентрации уменьшается эффективность кулоновского рассеяния, что приводит к увеличению квантового времени рассеяния носителей заряда и, следовательно, к уменьшению температуры Дингла. Для структуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ этот вывод также справедлив [5];

3) соотношения величин температур Дингла для основной T_D^m и возбужденной T_D^p подзон гетероструктуры InAs по отношению к арсенид-галлиевой системе. Для первой $T_D^m < T_D^p$, а для второй структуры $T_D^m \geq T_D^p$, что также связано отличиями в потенциальной форме квантовой ямы и соответствующим распределением функции плотности вероятности в подзонах размерного квантования [4, 8].

3.5. Времена внутри- и межподзонной релаксации в квантовых магнитных полях. Построение графика амплитуды, нормированной на конечную температуру опыта, от обратного магнитного поля $\delta_m(1/B)_{T=const}$ для исследованных образцов гетероструктуры InAs/AlSb во всем температурном диапазоне позволило уста-

$Al_xGa_{1-x}As$ образ.	n_m/n_p , 10^{12} см^{-2}	T_D^m/T_D^p , К	τ_q^m/τ_q^p , 10^{-13} с
19	1.04 ± 0.01 / 0.07 ± 0.005	6.2 ± 0.05 / 2.1 ± 0.01	1.95 ± 0.05 / 5.77 ± 0.05
18	1.00 ± 0.01 / 0.07 ± 0.005	7.8 ± 0.05 / 1.7 ± 0.01	1.55 ± 0.05 / 7.10 ± 0.05
15	0.94 ± 0.01 / 0.04 ± 0.005	5.1 ± 0.05 / 2.7 ± 0.01	2.37 ± 0.05 / 4.48 ± 0.05
17	1.10 ± 0.01 / 0.10 ± 0.005	4.6 ± 0.05 / 1.4 ± 0.01	2.63 ± 0.05 / 8.65 ± 0.05
InAs/AlSb № серий образ.	n_m/n_p , 10^{12} см^{-2}	T_D^m/T_D^p , К	τ_q^m/τ_q^p , 10^{-14} с
1	0.61 ± 0.05 /-	14.6 ± 1.2 /-	8.3 ± 0.5 /-
2	1.8 ± 0.1 / 0.61 ± 0.05	19.4 ± 1 / 24 ± 1.3	6.2 ± 0.4 / 5.0 ± 0.5
3	2.7 ± 0.15 / 1.1 ± 0.1	17.0 ± 0.5 / 21 ± 1	7.1 ± 0.3 / 5.8 ± 0.4
4	3.6 ± 0.15 / 0.62 ± 0.05	9.7 ± 0.3 / 22 ± 1.5	12.0 ± 0.2 / 5.5 ± 0.7

новить идентичность характера зависимостей. Данные о том, что в других структурах (в частности, $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$) наблюдался осциллирующий вид зависимости $\delta_m(1/B)_{T=const}$, нам неизвестны.

Наблюдаемые зависимости на рисунке 4, а, б позволяют выявить роль внутри- и межподзонных e-e взаимодействий в формировании столкновительного уширения.

Согласно концепции, развитой в [5], на участках a, \dots, g к уровню Ферми с ростом магнитного поля подтягиваются N_m и N_p уровня Ландау. При резонансном пересечении N_m и N_p уровней и уровня Ферми резко возрастает межподзонное e-e взаимодействие, что приводит к участкам b, d, f и h на зависимости $\delta(1/B)_{T=const}$. На участках, аппроксимированных прямыми b, d, f , затухание квантования Ландау определяет время релаксации τ_q внутривидового e-e взаимодействия:

$$1/\tau_q = 1/\tau_{ee}^m + 1/\tau_{ee}^p. \quad (5)$$

В условиях, близких к резонансам, на участках a, c, e, g $B_m=B_p$ к внутривидовому e-e взаимодействию (5) примешивается межподзонное e-e взаимодействие. Столкновительное уширение определяется соотношением

$$1/\tau_q = 1/\tau_{ee}^m + 1/\tau_{ee}^p + 1/\tau_{ee}^{mp}. \quad (6)$$

Это приводит к аномальной зависимости $\delta(1/B)_{T=const}$.

Энергетическая диаграмма сканирования уровня Ферми ξ_F уровнями N_m и N_p Ландау E_m и E_p подзон размерного квантования с изменени-

ем магнитного поля идентична случаю, рассмотренному в [7] для арсенид-галлиевой гетеросистемы. По наклону участков I (*a, c, e, g*) нами найдены времена столкновительного уширения (рисунок 5).

Так же, как и для арсенид-галлиевой гетеросистемы [4], наблюдается уменьшение времени столкновительного уширения с возрастанием магнитного поля. Это уменьшение τ_q с ростом B связано с примешиванием к внутривозонному $e-e$ взаимодействию (на участках серии I τ_q определяется τ_{ee}^m и τ_{ee}^p) другого механизма. Об этом свидетельствует смещение полюсов $\Phi_{a,c,e,g}$ в пределе $1/B=0$. Таким механизмом может быть электрон-фононное взаимодействие [6, 9].

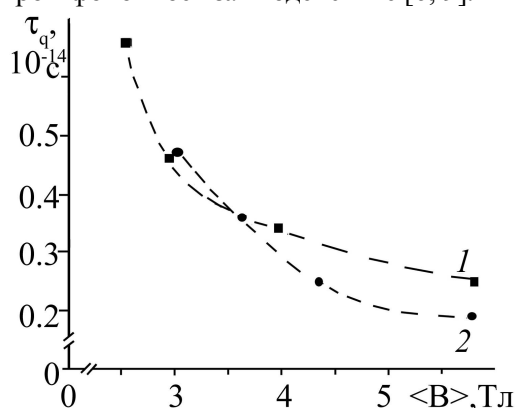


Рисунок 5 – Зависимость времени релаксации на участках *a, c, e* от магнитного поля для образцов с разной концентрацией $n_s \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$: 1- 2.4, 2 - 3.6

Принципиальным отличием результатов, представленных на рисунке 4, а от рисунка 4, б является наличие падающих участков на зависимости $\delta (1/B)_{T=\text{const}}$ в резонансных магнитных полях. Это обстоятельство позволяет высказать предположение о локальности понятия температуры Дингла: на участках серии II (*b, d, f*) температура Дингла становится отрицательной. По данным рисунка 4, а невозможно оценить времена межподзонного взаимодействия подобно тому, как это сделано в [9] с использованием выражений (5) и (6).

4. Выводы. Анализ экспериментов низкотемпературного магнитотранспорта, выполненный на образцах гетероструктур InAs/AlSb и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с 2D электронами при заполнении двух подзон размерного квантования, позволил выявить основные закономерности релаксационных процессов в 2D электронной системе со структурой энергетического спектра и пространственного распределения электронной плотности. Отмечаются высокие по отношению к арсенид-галлиевой гетеросистеме значения

температуры Дингла. Усиление затухания квантования Ландау обусловлено архитектурой слоев гетероструктуры, а именно: δ -Te слой находится на расстоянии в пределах длины экранирования от гетерограницы InAs/AlSb. Это и обеспечивает эффективность кулоновского потенциала в рассеянии 2D электронов, а симметричность распределения электронной плотности по оси гетероструктуры создает одинаковые условия для рассеивания на кулоновском потенциале как n_m , так n_p электронов.

Существенно различается интенсивность межподзонного взаимодействия в структурах. Магнитное поле в резонансной ситуации создает условия для столь сильного межподзонного взаимодействия, что на зависимости $\delta (1/B)_{T=\text{const}}$ наблюдаются падающие участки, что соответствует $T_D < 0$. Параметр, характеризуемый температурой Дингла, носит (для всей зависимости $\delta (1/B)_{T=\text{const}}$) локальный характер.

В целом, анализ экспериментов низкотемпературного магнитотранспорта гетеросистемы InAs/AlSb с 2D электронами в квантовой яме выявил идентичность релаксационных процессов в квантовых магнитных полях с гетеросистемой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с сильным межэлектронным взаимодействием.

Библиографический список

1. Kadushkin V.I., Tshahhaev F.M. Intersubband Relaxation of 2D Electrons in AlGaAs(Si)/GaAs Heavily Doped Heterojunction // Phys. Low-Dim. Struct. 2000. Vol. 1/2, p. 93-112
2. Sadofyev Yu.G., Ramamoorthy A., Naser B., Bird J.P., Johnson S.R., Zhang Y-H. Large g -factor enhancement in high-mobility InAs/AlSb quantum wells// Appl.Phys. Lett. 2002. Vol. 81, p. 1833 -1835
3. Кадушкин В.И., Афанасова М.М. Низкотемпературный магнитотранспорт вырожденных 2D и 3D электронов// Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина.-Рязань, 2006.-21 с.,ил., библ.20.-Рус.-Деп. в ВИНТИ 17.05.06 №667-B2006
4. Кадушкин В.И. Электрон-фононный фактор затухания квантования Ландау 2D электронов с тонкой структурой энергетического спектра //ФТП. 2004. Т. 38. С. 412 – 416
5. Кадушкин В.И. Особенности межэлектронного взаимодействия в потенциальной яме сильно легированного гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$ // ФТП. 2005. Т. 39. С. 242-247
6. Coleridge P.T. Small-angle scattering in two dimensional electron gas // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44, p. 3793-3801.
7. Kadushkin V.I., Dubois A.B., Gorbunova Yu.N., Tshahhaev F.M., Ustinov A.M. Intra and intersubband $e-e$ interactions as a factor contributing of damping Landau Quantization in two-dimensional electron gas // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. Vol. 9/10, p. 11-24.

8. *Dingle R.B.* Some magnetic properties of metals // Proc. Roy. Soc. A. 1952. Vol. 211, p. 517-525.

9. *Афанасова М.М.* Механизмы рассеяния в сильно легированных структурах $\text{AlSb}(\delta - \text{Te}^+)$

$\text{InAs/AlSb}(\delta - \text{Te}^+)$ с вырожденным 2D электронным газом // Межвузовский сборник научных трудов. Электроника. 2006. С 108-121.