

# Резонансная модуляция магнитным полем межподзонного электрон-электронного взаимодействия в квантовой яме AISb( $\delta$ -Te)/InAs/AISb( $\delta$ -Te)

© В.И. Кадушкин<sup>†</sup>, Ю.Г. Садофьев\*, J.P. Bird\*, S.R. Johnson\*, Y.-H. Zhang\*

Рязанский государственный педагогический университет им. С.А. Есенина,  
390000 Рязань, Россия

\* Department of Electrical Engineering and Center of Solid State Electronic Research,  
Arizona State University, Tempe, AZ85287, USA

(Получена 22 ноября 2005 г. Принята к печати 12 сентября 2006 г.)

Изучена амплитудно-частотная модуляция осцилляций магнитосопротивления 2D электронов в квантовой яме AISb( $\delta$ -Te)/InAs/AISb( $\delta$ -Te). На магнитолевой зависимости амплитуды осцилляций  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  обнаружены участки отрицательной температуры Дингла. Аномалии на  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  вызваны резонансным включением квантующим магнитным полем межподзонного электрон-электронного взаимодействия 2D электронов основной и возбужденной подзон размерного квантования. Выполнены оценки величин резонансных полей  $B$  и времени столкновительного уширения уровней Ландау. Установлен концентрационный порог заполнения возбужденной подзоны размерного квантования  $n_s \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

PACS: 72.20.Mу, 73.40.Кр, 73.63.Нс

## 1. Введение

Гетероструктуры InAs/AISb с квантовыми ямами (КЯ) в последнее время привлекают пристальное внимание исследователей. Это вызвано возможностью реализации на их основе приборов среднего инфракрасного диапазона, спинтроники и быстродействующих приборов нанoeлектроники [1].

Синтез гетероструктур с совершенными гетерограницами позволил наблюдать ряд интересных явлений и измерить параметры двумерных (2D) электронов [2–7]. В частности, измерена величина  $g$ -фактора, концентрационная зависимость эффективной массы электронов  $m^*$ , обнаружены аномалии в остаточной (долгоживущей) фотопроводимости и отмечены необычайно высокие величины температуры Дингла  $T_D$ . В гетеросистеме InAs/AISb даже без намеренного легирования в квантовой яме обеспечивается концентрация 2D электронов в основной подзоне размерного квантования ( $E_m$ ) на уровне  $(6–8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Поэтому при относительно невысоком уровне легирования барьерных слоев в квантовой яме InAs обеспечивается заполнение 2D электронами как основной  $E_m$ , так и возбужденной ( $E_p$ ) подзон размерного квантования.

На гетеросистеме  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с 2D электронами эффект межподзонного электрон-электронного ( $e$ - $e$ ) взаимодействия изучен достаточно подробно [8–16]. Методической основой служили квантовые осцилляции Шубникова–де-Гааза (ШГ). Наиболее сильное проявление межподзонной  $e$ - $e$  релаксации — это эффект амплитудно-частотной модуляции.

Нам не известны работы, в которых исследовано явление амплитудно-частотной модуляции в гетеросистеме InAs/AISb и его температурные и концентрационные

особенности. В данной работе выполнены исследования особенностей осцилляций магнитосопротивления на образцах гетеросистемы InAs/AISb с различным уровнем легирования и соответственно различной концентрацией 2D электронов на уровнях размерного квантования. Выполнен анализ осцилляций магнитосопротивления по спектрам Фурье и графическим методом. Измерены температурные и концентрационные зависимости параметров 2D электронов в подзонах размерного квантования. Исследованы особенности амплитудно-частотной модуляции, измерены характерные времена релаксации при резонансном модулировании квантующим магнитным полем.

## 2. Методика эксперимента

Гетероструктуры были выращены по технологии эпитаксии из молекулярных пучков аналогично [3]. На подложке из полуизолирующего GaAs (100) выращивался композитный буфер, состоящий из слоя метаморфного AISb или GaAs (2.4 мкм) и 10-периодной сверхрешетки GaSb(2.5 нм)/AISb(2.5 нм).

Квантовая яма (КЯ) сформирована в виде слоя InAs толщиной 15 нм, заключенного между барьерными слоями AISb по 40 нм каждый. Структура заканчивалась закрывающим слоем GaSb(6 нм). Электроны в КЯ InAs поставлялись из двух  $\delta$ -слоев теллура, расположенных в AISb на расстоянии 15 нм от гетерограницы InAs/AISb. Образцы гетероструктур для гальваномантных измерений имели геометрию Ван-дер-Пау размером  $15 \times 4 \text{ мм}$  с точечными контактами. Низкотемпературные измерения в магнитном поле были выполнены с использованием сверхпроводящего соленоида ( $B \leq 10 \text{ Тл}$ ) по стандартной методике. Компоненты  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  тензора сопротивления в магнитном поле  $\hat{\rho}(\mathbf{B})$  измерялись в диапазоне температур 4.2–30 К.

<sup>†</sup> E-mail: kadush@rspu.ryazan.ru

**Таблица 1.** Параметры исследованных гетероструктур InAs/AlSb при 4.2 К

№ образца	$n_m$ , $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$n_p$ , $10^{12} \text{ см}^{-2}$	$T_D^m$ , К	$T_D^p$ , К	$\mu$ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$N_{\text{Te}}$ $10^{18} \text{ см}^{-3}$
1	0.61	—	14.6	—	18.4	—
2	1.8	0.61	19.4	24	10.0	0.86
3	2.7	1.1	17.0	21	25.8	2.0
4	3.6	0.62	9.7	22	5.3	2.4

Исходные параметры образцов представлены в табл. 1. Величины концентраций электронов в подзонах  $E_m$  и  $E_p$  — соответственно  $n_m$  и  $n_p$  — находились по спектрам Фурье и из наклонов зависимостей положений экстремумов осцилляций ( $1/B_{\text{extr}}$ ) от номера квантового уровня  $N$ , т.е. по периоду осцилляций. Здесь же приведены значения холловской подвижности  $\mu$  и показан уровень легирования  $\delta$ -слоя (образец 1 не легирован). Концентрация  $N_{\text{Te}}$  приведена в пересчете на один  $\delta$ -слой.

### 3. Результаты исследований и их интерпретация

#### 3.1. Идентификация осцилляций

На рис. 1 представлены осцилляции зависимости  $\rho_{xx}(B)$  для образца 3 (см. табл. 1) при трех температурах. Заполнение двух подзон размерного квантования проявляется в модулировании осцилляций магнитосопротивления основной подзоны  $E_m$  частотой  $F_p$ , определяемой заполнением возбужденной подзоны. В слабом магнитном поле ( $B < 0.1$  Тл) наблюдается участок отрицательного магнитосопротивления (ОМС). Величина ОМС составляет  $\lesssim 4\%$ . При  $B > 0.1$  Тл монотонный компонент зависимости  $\rho_{xx}(B)$  для исследуемых образцов 2–4 обнаруживает положительное магнитосопротивление. Это обстоятельство может указывать на вклад в магнитопроводимость двух групп носителей [17].

Попытка идентифицировать экстремумы осцилляций по использованной ранее методике [18] для соседних экстремумов при значениях магнитного поля  $B_N$  и  $B_{N+1}$ .

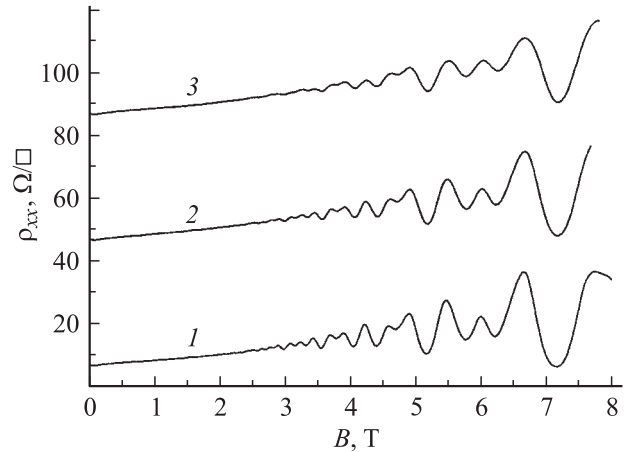
$$N = \frac{B_N - B_{N+1}}{1.5B_{N+1} - 0.5B_N} \quad (1a)$$

привела к существенному разбросу величин номеров уровней Ландау  $N_m$ . Характерно, что наблюдается „сбой“ численных значений номеров уровней Ландау для всех образцов 1–4. Указанные сбои в величинах  $N_m$  имеют псевдопериодический характер для образцов 2–4. Причина подобного в настоящее время не ясна и требует отдельного исследования.

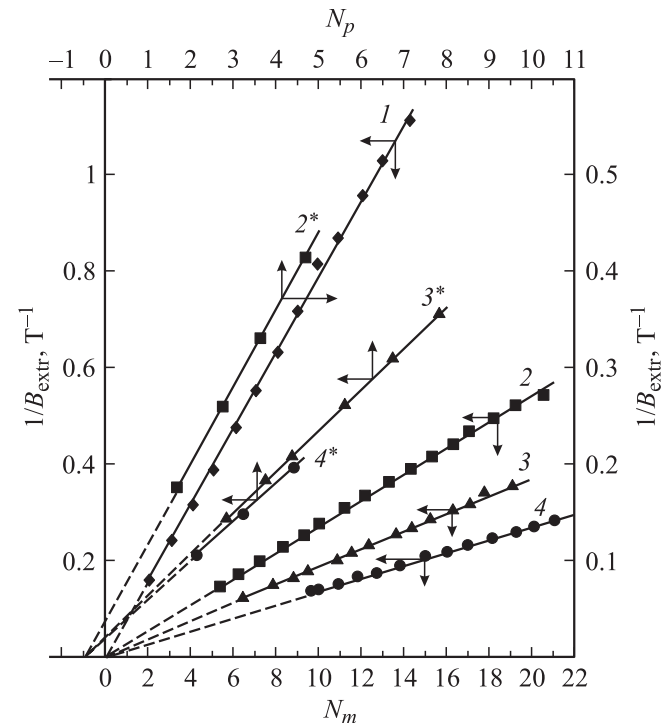
В связи с этим идентификация каждого экстремума магнитосопротивления при магнитном поле  $B_{\text{extr}} = B_N$  была выполнена по всей совокупности экстремумов  $B_{M_i}$ :

$$N_{m_i} = \frac{m_i B_N}{B_{M_i} - B_N}, \quad (16)$$

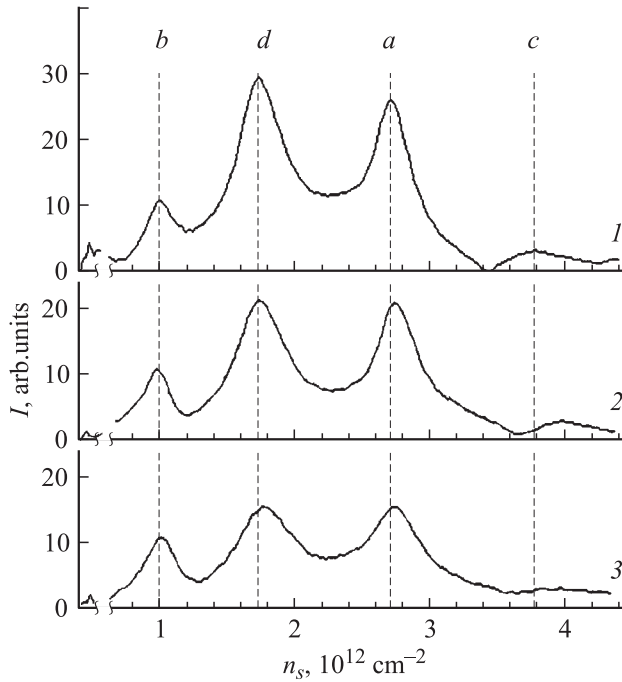
где  $m_i$  — число экстремумов в интервале значений магнитного поля  $(B_N, B_{M_i})$ . Созданный таким образом



**Рис. 1.** Зависимости  $\rho_{xx}(B)$  для образца 3 (см. табл. 1), измеренные при температуре  $T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 10.3, 3 — 19.2. Кривые 2 и 3 смещены вверх на 40 и 80  $\Omega/\square$  соответственно.



**Рис. 2.** Зависимости положений экстремумов осцилляций Шубникова-де-Гааза  $1/B_{\text{extr}}$  от номера квантового уровня Ландау  $N_m$  основной  $E_m$  (1–4) и  $N_p$  — возбужденной  $E_p$  (2\*–4\*) подзон размерного квантования. Номера прямых соответствуют номерам образцов в табл. 1: 1 — 1; 2, 2\* — 2; 3, 3\* — 3; 4, 4\* — 4. Температура опыта  $T = 4.2$  К.



**Рис. 3.** Фурье-спектры осцилляций Шубникова-де-Гааза для образца 3. Показаны положения пиков для частот:  $a$  —  $F_m$ ,  $b$  —  $F_p$ ,  $c$  —  $(F_m - F_p)$ ,  $d$  —  $(F_m + F_p)$ . Температура опыта  $T$ , К: 1 — 4.2, 2 — 10.3, 3 — 19.2.

массив величин  $N_{mi}$  обрабатывался методом наименьших квадратов. Полученные результаты представлены на рис. 2 в виде зависимостей положений экстремумов  $1/B_{\text{extr}}$  от номера квантового уровня Ландау. Эти данные относятся к температуре 4.2 К.

### 3.2. Спектры Фурье

Спектры Фурье магнитосопротивления представлены на рис. 3. В целом эти спектры идентичны известным для наноструктур с двумя заполненными подзонами размерного квантования [11]. В спектре присутствуют частоты  $F_m$  и  $F_p$  гармоник осцилляций по основной ( $E_m$ ) и возбужденной ( $E_p$ ) подзонам размерного квантования. Частоты  $F_{m,p}$  дают возможность оценить концентрацию носителей:

$$F_{m,p} = n_{m,p} \frac{2\pi\hbar}{e}. \quad (2)$$

Оценки  $n_{m,p}$ , как уже отмечалось, хорошо соответствуют найденным из периода осцилляций (рис. 2).

В спектрах Фурье присутствуют комбинационные частоты

$$F_m \pm F_p = \frac{2\pi\hbar}{e(n_m \pm n_p)}, \quad (3)$$

характерные для осцилляций магнитосопротивления с амплитудно-частотной модуляцией.

На зависимостях  $1/B_{\text{extr}}$  от  $N_i$ , где  $i = m$  или  $p$  (рис. 2), нами не обнаружены переходы с траектории  $1/B_{\text{extr}} = f(N_i)$  от осцилляций с частотой  $F_m - F_p$  к осцилляциям основной гармоники с частотой  $F_m$ , что наблюдалось при анализе экспериментов с гетеросистемой GaAs/AlGaAs [14].

### 3.3. Столкновительное уширение и амплитуда осцилляций

Теория осцилляций ШдГ вследствие расходимости функции плотности состояний в условиях резонанса предсказывает осцилляции неограниченной амплитуды. Конечная амплитуда осцилляций, измеряемая в опытах, объясняется уширением уровней Ландау [19].

Магнитопольная зависимость амплитуды осцилляций  $\delta$  с учетом конечной температуры опыта и столкновительного уширения описывается известным выражением

$$\delta(1/B) \propto (x / \text{sh } x) \exp(-2\pi^2 k T_D / \hbar \omega_c) \quad (4)$$

( $x = 2\pi^2 k T / \hbar \omega_c$ ), которое в условиях  $T = \text{const}$  позволяет определить температуру Дингла  $T_D$  [19,20].

Магнитопольные зависимости амплитуды осцилляций, соответствующих основной ( $E_m$ ) и возбужденной ( $E_p$ ) подзонам размерного квантования, выделялись нами из исходных экспериментальных кривых осцилляций двумя способами:

1 — восстановлением гармоник осцилляций по спектрам Фурье (на участке частот полуширины пиков  $F_m$  и  $F_p$ );

2 — графическим анализом осцилляций.

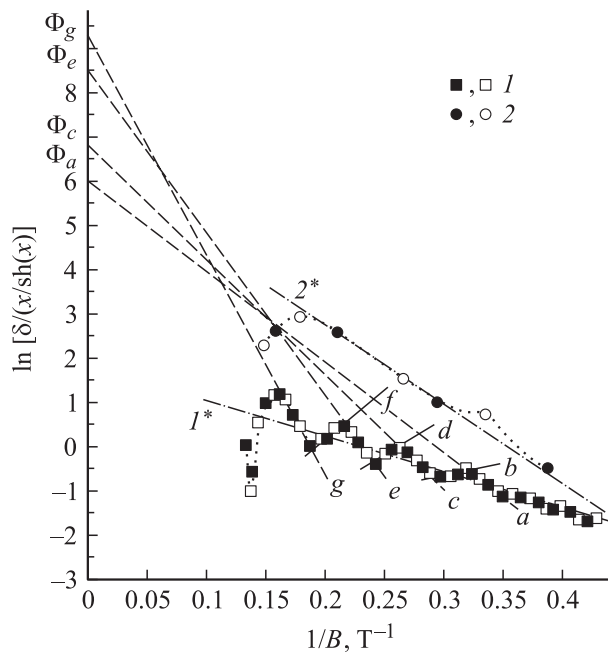
Результаты, полученные этими методами, не отличались в пределах погрешности измерений.

На рис. 4 и 5 представлены зависимости  $\delta(1/B)$  при  $T = 4.2$  К для образцов 2 и 3. Для выяснения тенденции изменения зависимости  $T_D$  от концентрации электронов для образцов 2–4 кривые  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  для осцилляций с частотой  $F_m$  аппроксимировались по методу наименьших

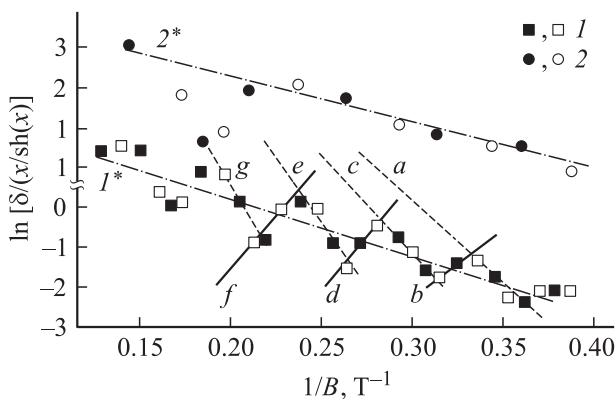
**Таблица 2.** Изменение параметров электронов подзон  $E_m$  и  $E_p$  в зависимости от температуры опыта (на примере образца 2, см. табл. 1)

$T$ , К	$n_m$ , $10^{12}$ см $^{-2}$	$T_D^m$ , К	$n_p$ , $10^{11}$ см $^{-2}$	$T_D^p$ , К
4.2	18.4	19.9	6.22	—
	18.0	19.4	6.08	24.3
9.2	17.8	18.9	6.02	—
	18.3	18.7	6.03	20.8
18.9	17.6	22.0	6.47	—
	17.4	17.8	6.14	24.4
29.6	18.0	—	6.47	—
	17.2	—	5.20	—

*Примечание.* Для каждой температуры приведены данные, полученные: из спектров Фурье — в верхней строке; из графического анализа по методу Сладака — в нижней строке.



**Рис. 4.** Зависимости амплитуды осцилляций  $\ln[\delta/(x/shx)]$ , нормированной на температуру опыта, от обратного магнитного поля  $1/B$  для образца 2 при  $T = 4.2$  К. Подзоны размерного квантования: 1 — основная  $E_m$  и 2 — возбужденная  $E_p$ . Темные точки — максимумы, светлые — минимумы осцилляций. Штрихпунктирные линии  $I^*$  и  $2^*$  — аппроксимации экспериментальных точек по методу наименьших квадратов. Штриховые линии — аппроксимации участков зависимости I a, c, e, g (серия I) на предел  $1/B = 0$  с фокусами (полюсами)  $\Phi_i$  ( $i = a, c, e, g$ ). Сплошными отрезками прямых b, d, f обозначены участки серии II.



**Рис. 5.** Зависимости амплитуды осцилляций, нормированной на температуру опыта, от обратного магнитного поля  $1/B$  для образца 3 при  $T = 4.2$  К. Подзоны размерного квантования: 1 — основная  $E_m$ , 2 — возбужденная  $E_p$ . Темные точки — максимумы, светлые — минимумы осцилляций. Штрихпунктирные прямые  $I^*$  и  $2^*$  — аппроксимации экспериментальных точек по методу наименьших квадратов. Штриховые прямые — аппроксимации участков зависимости I a, c, e, g (серия I). Сплошными отрезками прямых (b, d, f) обозначены участки серии II.

квадратов (штрихпунктирные прямые). По аппроксимации определялась температура Дингла  $T_D^m$ . Результаты анализа магнитопольных зависимостей амплитуды осцилляций  $E_m$ - и  $E_p$ -подзон при  $T = 4.2$  К для образцов 2–4 приведены в табл. 1. Видна отчетливая зависимость  $T_D^m$  от концентрации 2D электронов основной подзоны: с увеличением концентрации  $n_m$  величина  $T_D^m$  заметно уменьшается.

Изменение температуры опыта относительно слабо влияет на величину  $T_D$ . В табл. 2 представлены результаты оценок  $T_D^{m,p}$  для образца 2 гетероструктуры InAs/AlSb.

Из табл. 1 и 2 ясно, что величины  $T_D^{m,p}$ , а следовательно, и  $\tau_q$  (см. табл. 3) значительно отличаются от соответствующих параметров 2D электронов в потенциальной яме гетероперехода  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ . Отметим аномалию в соотношениях между  $T_D^m$  и  $T_D^p$  для гетероструктур InAs/AlSb в сравнении с системой GaAs/AlGaAs. Для первой  $T_D^m > T_D^p$ , а для второй  $T_D^m \gtrsim T_D^p$  [9,13–15,21]. Это отличие связано, видимо, с особенностями вертикальной (осевой) архитектуры гетероструктур и доминирующими механизмами релаксации электронов. Характерным масштабом, на котором 2D электроны чувствуют кулоновский потенциал, является длина экранирования  $l_D$ . Для вырожденных электронов [22]  $l_D = a_B^*/2$ ,  $a_B^* = 4\pi\epsilon\hbar^2/m^*e^2$ , где  $a_B^*$  — эффективный радиус Бора,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Ионизованные примеси отделены от 2D электронов в GaAs [13–15] спейсером толщиной  $L > 7$  нм, а в образцах 2–4 ионизованные доноры теллура находятся на расстоянии  $L_1 = 15$  нм. Вследствие различия  $\epsilon/m^*$  длина экранирования для GaAs  $l_D = 5$  нм, а для InAs  $l_D = 18–12$  нм. Таким образом, ионы  $Te^+$  являются эффективными рассеивателями 2D электронов в квантовой яме InAs из-за  $l_D \lesssim L_1$ .

### 3.4. Резонансная амплитуда

Отличительной особенностью квантового магнитосопротивления 2D системы с заполнением электронами нескольких подзон размерного квантования является амплитудно-частотная модуляция. Это явление связано с межподзонным электрон-электронным (e-e) взаимодействием [9,10]. 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  $E_p$ , максимумы функции плотности состояний  $D_m(E)$  и  $D_p(E)$  локализуются на уровне энергии Ферми  $\xi$ , т.е.  $E_m(N_m) = E_p(N_p) = \xi$ . Магнитные поля, соответствующие резонансному выходу уровней Ландау  $N_m$  и  $N_p$  на уровень Ферми, определяются формулой

$$B_{m,p} = \frac{\pi\hbar\Delta n_{m,p}}{e\Delta N_{m,p}}, \quad (5)$$

**Таблица 3.** Динамика трансформации времени релаксации столкновительного уширения уровней Ландау при включении межподзонного рассеяния магнитным полем

№ образца	2			3			4			
	Участки $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$	$\tau_q, 10^{-14}$ с	$\langle B \rangle, \text{Тл}$	$\Delta B, \text{Тл}$	$\tau_q, 10^{-14}$ с	$\langle B \rangle, \text{Тл}$	$\Delta B, \text{Тл}$	$\tau_q, 10^{-14}$ с	$\langle B \rangle, \text{Тл}$	$\Delta B, \text{Тл}$
<i>a</i>		0.66	2.53	0.29	0.25	2.89	0.31	0.47	3.01	0.33
<i>c</i>		0.46	2.93	0.33	0.3	3.39	0.54	0.36	3.61	0.34
<i>e</i>		0.34	3.96	0.59	—	—	—	0.25	4.34	0.54
<i>g</i>		0.25	5.8	1.01	—	—	—	0.19	5.78	0.43

где  $\Delta n_{m,p} = n_m - n_p$ ,  $\Delta N_{m,p} = N_m - N_p$ . Выражение (5) следует из соотношений

$$\xi_{m,p} = \frac{e\hbar}{m^*} B_{m,p} \left( N_{m,p} + \frac{1}{2} \right), \quad (6)$$

$$\xi_{m,p} = \frac{\pi \hbar^2 n_{m,p}}{m^*} \quad (7)$$

при условии, что  $B_m = B_p$ ,  $\xi_m, \xi_p$  — уровни Ферми для основной ( $E_m$ ) и возбужденной ( $E_p$ ) подзон, отсчитываемые от энергий  $E_m = 0$  и  $E_p = 0$  соответственно.

Выполним оценки резонансных полей согласно (5) и данным на рис. 4 для образца 2. Из рис. 4 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 (5)  $\Delta n_{m,p} = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и для указанных значений  $\Delta N_{m,p}$  следующий: 0.40, 0.32, 0.24 и  $0.16 \text{ Тл}^{-1}$ . Для образца гетероструктуры 3 по значениям  $\Delta n_{m,p} = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $N_m = 20$  и  $N_p = 8$  согласно формуле (5) получим  $1/B_{m,p} = 0.36 \text{ Тл}^{-1}$ , что совпадает с экспериментом (рис. 5). Такое же согласие расчета и эксперимента следует для резонансов  $N_p = 7$  и 6.

С увеличением магнитного поля  $B$  уровни Ландау  $N_m$  и  $N_p$  подтягиваются к уровню Ферми. Функции плотности состояний  $D_m(E)$  и  $D_p(E)$ , хотя имеют  $\delta$ -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(*a, c, e, g*) (рис. 4, 5), кроме внутривидового  $e$ - $e$  взаимодействия в столкновительное уширение включается межподзонное взаимодействие. Время, характеризующее уширение уровней Ландау  $\tau_q^{a,c,e,g}$ , контролируется временами  $e$ - $e$  взаимодействия  $\tau_{ee}^m$ ,  $\tau_{ee}^p$  и  $\tau_{ee}^{mp}$ . По выходе  $N_m$  и  $N_p$  уровней Ландау над уровнем Ферми (границы  $D_m(E)$  и  $D_p(E)$  резкие) магнитное поле „выключает“ межподзонное  $e$ - $e$  взаимодействие. Следовательно, на участках серии II(*b, d, f*) (рис. 4, 5) столкновительное уширение контролируется лишь внутривидовым  $e$ - $e$  взаимодействием  $\tau_q^{b,d,f} (\tau_{ee}^m, \tau_{ee}^p)$ .

### 3.5. Квантовые времена релаксации

Экспериментальные зависимости  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  на рис. 4 и 5 (кривые 1 и 2) указывают на сложный характер уширения уровней Ландау  $N_m$  и  $N_p$ . Аппроксимацией экспериментальных зависимостей 1 и 2 зависимостями 1\* и 2\* сложному процессу релаксации в системе 2D электронов подзон  $E_m$  и  $E_p$  в исследуемом интервале магнитных полей сопоставляется некий гипотетический процесс с усредненным механизмом и уширениями  $kT_D^m$  и  $kT_D^p$  для каждой из подзон размерного квантования, что не совсем корректно.

Проанализируем структуру  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  следующим образом. Ломаную зависимость  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  на рис. 4 и 5 мы, подобно [18], аппроксимируем системой линейных участков серии I(*a, c, e, g*). Аппроксимация участков серии I(*a, c, e, g*) на предельную величину  $1/B = 0$  определяет фокусы (полюсы)  $\Phi_{a,c,e,g}$ . Смещение фокусов по шкале амплитуд, мы полагаем, свидетельствует о трансформации механизма, контролирующего столкновительное уширение [13,18].

Согласно концепции, развитой в [18], на участках *a-g* к уровню Ферми с ростом магнитного поля подтягиваются уровни Ландау  $N_m$  и  $N_p$ . При резонансном пересечении уровнями  $N_m$  и  $N_p$  уровня Ферми резко возрастает межподзонное  $e$ - $e$  взаимодействие, что приводит к участкам *b, d, f* на зависимости  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ . На участках, аппроксимированных прямыми *b, d, f*, уширение уровней Ландау определяет время релаксации внутривидового  $e$ - $e$  взаимодействия  $\tau_q$ :

$$\frac{1}{\tau_q} = \frac{1}{\tau_{ee}^m} + \frac{1}{\tau_{ee}^p}. \quad (8)$$

В условиях, близких к резонансам, на участках *a, c, e, g* магнитное поле к внутривидовому  $e$ - $e$  взаимодействию (8) примешивается межподзонное  $e$ - $e$  взаимодействие со временем  $\tau_{ee}^{mp}$ . Время столкновительного уширения определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau_q} = \frac{1}{\tau_{ee}^m} + \frac{1}{\tau_{ee}^p} + \frac{1}{\tau_{ee}^{mp}}. \quad (9)$$

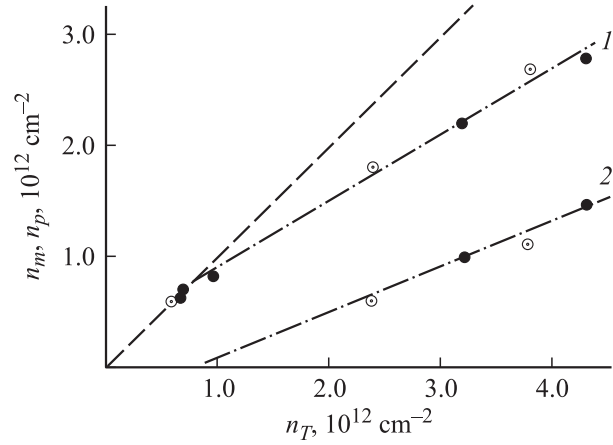
Это приводит к аномальной зависимости  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ .

По наклону участков серии I(*a, c, e, g*) нами найдены времена столкновительного уширения для образцов 2–4. При расчетах учитывалась зависимость эффективной массы 2D электронов от концентрации:  $m^*/m_0 = 0.042$  (образец 2), 0.048 (образец 3), 0.053 (образец 4) [4]. В табл. 3 приведены интервалы магнитных полей  $\Delta B$  для участков серии I(*a, c, e, g*) и средние значения  $\langle B \rangle$ , используемые для определения зависимостей  $\tau_q^{a,c,e,g}(B)$ . Так же, как и для гетероструктур GaAs/AlGaAs [18], наблюдается уменьшение времени столкновительного уширения с возрастанием магнитного поля:  $\tau_q \propto B^{-0.6}$ . Это уменьшение  $\tau_q$  с возрастанием  $B$  связано с примешиванием к внутриподзону e-e взаимодействию другого механизма (на участках серии I  $\tau_q$  определяется величинами  $\tau_{ee}^m$  и  $\tau_{ee}^p$ ). Об этом свидетельствует смещение полюсов  $\Phi_{a,c,e,g}$  в пределе  $1/B = 0$  (рис. 4). Таким механизмом может быть электрон-фононное взаимодействие [13,16].

Принципиальным отличием результатов, представленных на рис. 4 и 5, по отношению к данным [16] для гетероструктуры  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  является наличие падающих участков на зависимости  $\delta(1/B)_{T=const}$  в резонансных магнитных полях. Отличие вида зависимостей  $\delta(1/B)$  на рис. 4 и 5 от данных [16,18] следует объяснить топологией потенциального рельефа структуры зоны проводимости  $E_c(z)$ , где  $z$  — нормаль к плоскости квантовой ямы, и симметрией функции распределения электронной плотности  $|\psi_{m,p}(z)|^2$  на уровнях размерного квантования  $E_{m,p}$ . Для симметричной квантовой ямы воспринятое возмущение от дефектов гетерограницы и ионизированных примесей  $\delta$ -слоя, содержащего ионы  $Te^+$ , симметрично. Именно с этим и связан резко контрастный резонанс в эффектах e-e взаимодействия в структурах. В случае одиночной гетероструктуры  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  в потенциальной яме треугольного профиля распределение  $|\psi_{m,p}(z)|^2$  несимметрично. Поэтому переход в условиях  $E_m(N_m) = E_p(N_p) = \xi$  от участков серии I(*a, c, e, g*) к серии участков II(*b, d, f*) происходит плавно. Тенденцию к инверсии знака отношения  $\Delta \ln \delta / \Delta(1/B)$  вблизи резонансных условий наблюдали и в экспериментах с гетероструктурами  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  авторов [9,23].

### 3.6. Заполнение подзон размерного квантования

Из табл. 1 следует очевидная связь между концентрациями  $n_m$  и  $n_p$  в подзонах размерного квантования  $E_m$  и  $E_p$ . С увеличением уровня легирования  $\delta$ -слоя теллуром концентрации  $n_m$  и  $n_p$ , естественно, возрастают. Отличительной особенностью исследуемой гетероструктуры является наличие в квантовой яме газа 2D электронов в  $E_m$  подзоне из-за непреднамеренного, фонового подлегирования барьерных слоев AlSb и закрывающего слоя GaSb с концентрацией  $(6-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [5].



**Рис. 6.** Заполнение подзон  $E_m$  и  $E_p$  при изменении суммарной концентрации  $n_T = n_m + n_p$  с ростом концентрации легирующей примеси в  $\delta$ -слое. Штрихпунктирные линии — зависимости: 1 —  $n_m$  ( $n_T$ ), 2 —  $n_p$  ( $n_T$ ); штриховая линия — единичная биссектриса. Аппроксимация прямой 2 на  $n_p = 0$  указывает на порог заполнения подзоны  $E_p$ .

Для оценок порогового значения концентрации, с которой начинается заполнение возбужденной подзоны размерного квантования, воспользуемся выражением для энергии потенциальной ямы с бесконечно высокими барьерами

$$E_n = (\pi \hbar^2 / 2m^* d^2) n^2, \quad (9)$$

где  $d$  — ширина квантовой ямы,  $n$  — квантовое число (для  $E_m$   $n = 1$ , для  $E_p$   $n = 2$ ). Такое приближение допустимо, поскольку энергии  $E_{m,p}$ , отсчитанные от дна зоны проводимости InAs, составляют  $\sim 60$  и  $200$  мэВ [6], что существенно меньше величины разрыва зон проводимости на гетерогранице InAs/AlSb, равной  $1.35$  эВ. Добавка электронов к фоновой концентрации в подзону  $E_m$  квантовой ямы из  $\delta$ -слоя сопровождается увеличением продольного импульса в плоскости ( $x, y$ ) с компонентами  $\hbar k_x$  и  $\hbar k_y$  (поперечный квазиимпульс ограничен величиной  $p_z = \pi \hbar / d$ ). Как только уровень легирования достигает такой величины, что продольный квазиимпульс  $p_{xy} = \hbar \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  обеспечит кинетическую энергию  $p_{xy}^2 / 2m^*$ , равную разности энергий  $E_p$  и  $E_m$ , начинается заполнение возбужденной подзоны размерного квантования.

Используя соотношение

$$p_{xy}^2 = 2m^*(E_p - E_m) \quad (11)$$

и приравняв  $p_{xy}$  фермиевскому квазиимпульсу  $p_F = \hbar \sqrt{2\pi n_s}$ , получим выражение для порогового значения концентрации, с которой начинается заполнение второй подзоны  $E_p$ :  $n_s = n_c = (3/2)d^2$ . Численное значение для квантовой ямы с  $d = 15$  нм равно  $6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Эта величина близка к приводимой в работе [6].



На рис. 6 приведены зависимости  $n_m(n_T)$  и  $n_p(n_T)$ , где  $n_T = n_m + n_p$ , для образцов 1–4. (Наши данные дополнены результатами, заимствованными из работы [6]). Излом на зависимости  $n_m(n_T)$  и аппроксимация прямой  $n_p(n_T)$  на предельное значение  $n_p = 0$  дают величину пороговой концентрации  $n_c = 8.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Можно считать, что при используемом приближении (квантовая яма с бесконечными барьерами и постоянной массой электронов) согласие между численной оценкой  $n_c \approx 6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и экспериментом достаточно хорошее.

#### 4. Заключение

Измерения низкотемпературного магнитосопротивления выполнены на образцах гетероструктуры AlSb/InAs/AlSb с 2D электронами в квантовой яме при заполнении двух подзон размерного квантования. Усиление затухания квантования Ландау обусловлено архитектурой слоев гетероструктуры:  $\delta$ -слой, легированный Te, находится на расстоянии в пределах длины экранирования от гетерограницы InAs/AlSb, что обеспечивает эффективность кулоновского потенциала в рассеянии 2D электронов. Симметричность распределения электронной плотности по оси гетероструктуры создает одинаковые условия для рассеивания на кулоновском потенциале как в  $E_m^-$ , так и в  $E_p^-$ -подзоне. С увеличением уровня легирования растет концентрация 2D электронов в подзоне  $E_p^-$ . Поскольку пространственно они локализованы ближе к гетерогранице, чем электроны в  $E_m^-$ -подзоне, возрастает их роль в экранировании кулоновского потенциала легирующей примеси Te.

Наиболее впечатляющим результатом анализа экспериментов является обнаружение сильной контрастности резонансного модулирования амплитуды осцилляций основной гармоники с частотой  $F_m$  осцилляциями  $F_p$ , соответствующими возбужденной подзоне  $E_p^-$ . Магнитное поле в резонансной ситуации создает условия для столь сильного межподзонного взаимодействия, что на зависимости амплитуды осцилляций от магнитного поля  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  наблюдаются падающие участки. Параметр, характеризующий температурой Дингла, имеет не общий (для всей зависимости  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ ), а локальный по магнитному полю характер. В целом анализ экспериментов низкотемпературного магнитотранспорта в квантовой яме AlSb/InAs/AlSb выявил идентичность релаксационных процессов в квантовых магнитных полях с теми, которые происходят в гетероструктуре  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с сильным межэлектронным взаимодействием.

Авторы благодарят Ю.Н. Горбунову и М.М. Афанасову за помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (грант № E02-3.4-319 и Госконтракт № 40.012.1.1.1153).

#### Список литературы

- [1] C. Nguyen, B. Brar, C.R. Bolognesi, J.J. Pekaric, H. Kroemer, J.H. English. *Electron. Mater.*, **22**, 255 (1993).
- [2] J. Sigmund, M. Saglam, H.L. Hartnagel, V.N. Zverev, O.E. Raichev, P. Debray, C. Mische, H. Fuess. *J. Vac. Sci. Technol.*, **B20**, 1174 (2002).
- [3] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [4] A.V. Ikonnikov, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev et al. 12th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, Russia, June 22–25, 2004).
- [5] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова и др. *ФТП*, **39**, 30 (2005).
- [6] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников и др. *ФТП*, **39**, 71 (2005).
- [7] Ю.Г. Садофьев, А. Ramamoorthy, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *ФТП*, **39**, 106 (2005).
- [8] D.R. Leadley, R.J. Nicolas, J.J. Harris, C.T. Foxon. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 1061 (1990).
- [9] P.T. Coleridge. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 961 (1990).
- [10] P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **44** (8), 3793 (1991).
- [11] D.R. Leadley, R. Fletcher, R.J. Nicolas et al. *Phys. Rev. B*, **46**, 12439 (1992).
- [12] R.M. Kusters, F.A. Wittenkamp, J. Singleton et al. *Phys. Rev. B*, **46**, 10207 (1992).
- [13] V.I. Kadushkin, F.M. Tsahhaev. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **1/2**, 93 (2000).
- [14] V.I. Kadushkin, A.B. Dubois, Yu.N. Gorbunova, F.M. Tsahhaev, A.M. Ustinov. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **9/10**, 11 (2003).
- [15] В.И. Кадушкин. *ФТП*, **38**, 412 (2004).
- [16] В.И. Кадушкин. *ФТП*, **39**, 242 (2005).
- [17] H. van Houten, J.G. Williamson, M.E.I. Broekaart, C.T. Foxon, J.J. Harris. *Phys. Rev. B*, **37** (5), 2756 (1988).
- [18] В.И. Кадушкин. *ФТП*, **39**, 859 (2005).
- [19] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986).
- [20] R.V. Dingle. *Prog. Royal Soc. (London)*, **A211**, 517 (1952).
- [21] F. Fang, T.F. Smith III, S.L. Wright. *Surf. Sci.*, **196**, 310 (1988).
- [22] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **23**, 3 (1989).
- [23] М.Г. Гаврилов, С.И. Дорожкин, Б.Е. Житомирский, И.В. Кукушкин. *Письма ЖЭТФ*, **49**, 402 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

## Resonance modulation of intersubband electron-electron interaction in AISb( $\delta$ -Te)/InAs/AISb( $\delta$ -Te) quantum well by a quantizing magnetic field

*V.I. Kadushkin, Yu.G. Sadof'ev\*, J.P. Bird\*, S.R. Johnson\*, Y.-H. Zhang\**

Ryazan State Pedagogical University,  
390006 Ryazan, Russia

\* Department of Electrical Engineering  
and Center of Solid State Electronic Research,  
Arizona State University, Tempe, AZ85287, USA

**Abstract** The amplitude-frequency modulation oscillations of 2D electrons magnetoresistance in AISb( $\delta$ -Te)/InAs/AISb( $\delta$ -Te) quantum well have been studied. The dependence of oscillation amplitude  $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$  demonstrates portions with a negative Dingle temperature. Anomalies of this type are caused by starting up of quantizing magnetic field of the intersubband electron-electron interactions via main and excited subbands. The values of the resonance fields  $B$  and collisional broadening time of Landau levels have been evaluated. The threshold concentration  $n_s \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  for filling of excited subbands of dimensional quantization was found.