

Резонансная модуляция магнитным полем межподзонного электрон-электронного взаимодействия в квантовой яме AISb(δ -Te)/InAs/AISb(δ -Te)

© В.И. Кадушкин[†], 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(δ -Te)/InAs/AISb(δ -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 δ -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 ρ_{xx} и ρ_{xy} тензора сопротивления в магнитном поле $\hat{\rho}(\mathbf{B})$ измерялись в диапазоне температур 4.2–30 К.

[†] E-mail: kadush@rspu.ryazan.ru

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

| № образца | $n_m, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ | $n_p, 10^{12} \text{ см}^{-2}$ | $T_D^m, \text{ К}$ | $T_D^p, \text{ К}$ | $\mu, \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ | $N_{\text{Te}}, 10^{18} \text{ см}^{-3}$ |
|-----------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------|--------------------|---|--|
| 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 μ и показан уровень легирования δ -слоя (образец 1 не легирован). Концентрация N_{Te} приведена в пересчете на один δ -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

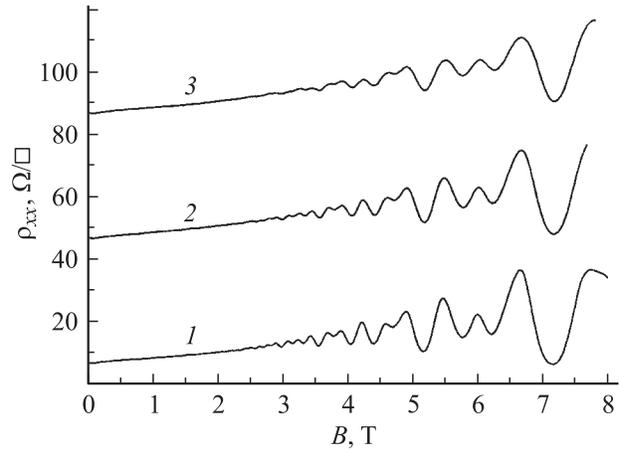


Рис. 1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для образца 3 (см. табл. 1), измеренные при температуре $T, \text{ К}$: 1 — 4.2, 2 — 10.3, 3 — 19.2. Кривые 2 и 3 смещены вверх на 40 и 80 Ω/\square соответственно.

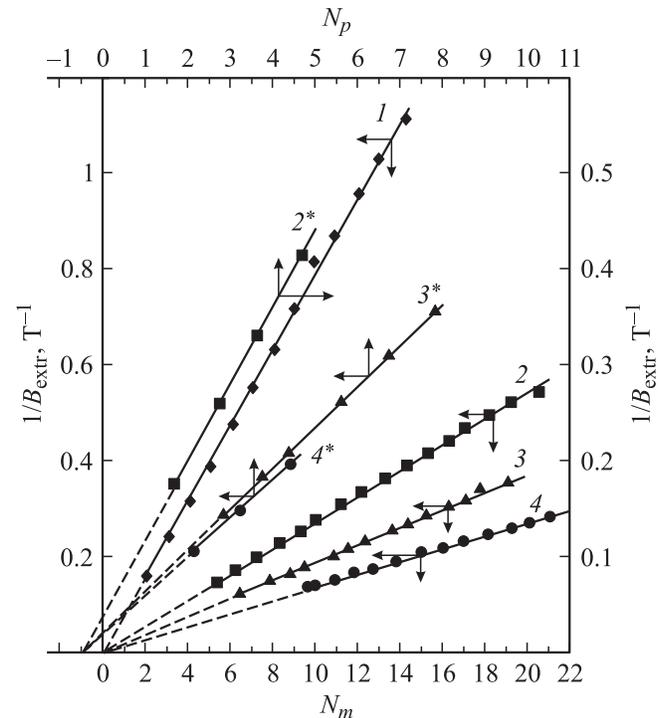


Рис. 2. Зависимости положений экстремумов осцилляций Шубникова-де-Гааза $1/B_{\text{extr}}$ от номера квантового уровня Ландау N_m основной E_m (1–4) и N_p — возбужденной E_p (2*–4*) подзон размерного квантования. Номера прямых соответствуют номерам образцов в табл. 1: 1 — 1; 2, 2* — 2; 3, 3* — 3; 4,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

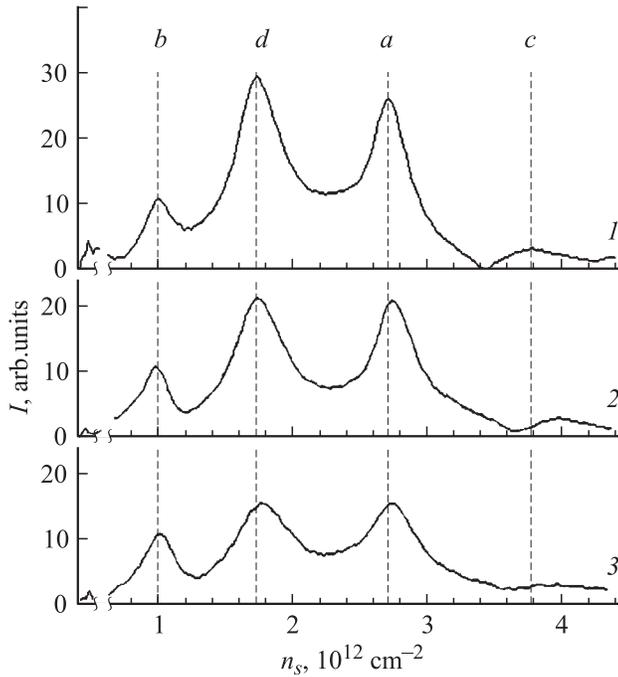


Рис. 3. Фурье-спектры осцилляций Шубникова-де-Гааза для образца 3. Показаны положения пиков для частот: a — F_m , b — F_p , c — $(F_m - F_p)$, d — $(F_m + F_p)$. Температура опыта T , К: 1 — 4.2, 2 — 10.3, 3 — 19.2.

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 δ 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.

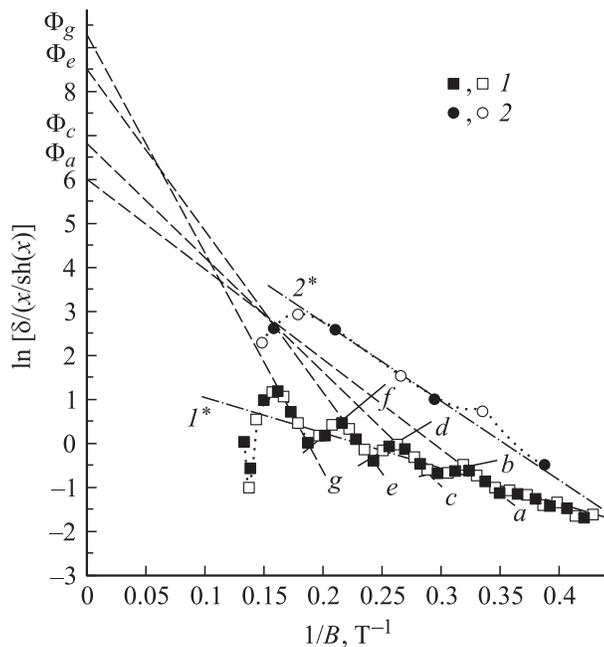


Рис. 4. Зависимости амплитуды осцилляций $\ln[\delta/(x/shx)]$, нормированной на температуру опыта, от обратного магнитного поля $1/B$ для образца 2 при $T = 4.2$ К. Подзоны размерного квантования: 1 — основная E_m и 2 — возбужденная E_p . Темные точки — максимумы, светлые — минимумы осцилляций. Штрихпунктирные 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) Φ_i ($i = a, c, e, g$). Сплошными отрезками прямых b, d, f обозначены участки серии II.

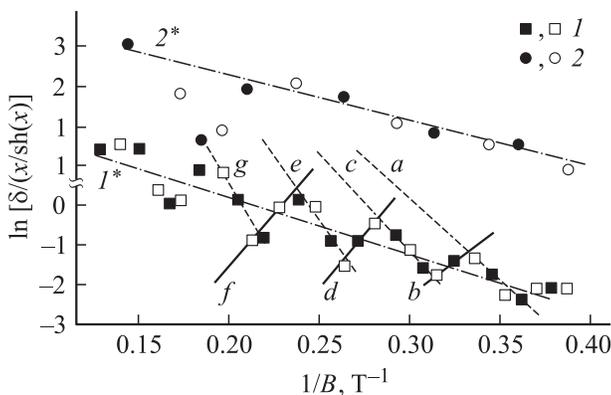


Рис. 5. Зависимости амплитуды осцилляций, нормированной на температуру опыта, от обратного магнитного поля $1/B$ для образца 3 при $T = 4.2$ К. Подзоны размерного квантования: 1 — основная E_m , 2 — возбужденная E_p . Темные точки — максимумы, светлые — минимумы осцилляций. Штрихпунктирные прямые I^* 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 τ_q (см. табл. 3) значительно отличаются от соответствующих параметров 2D электронов в потенциальной яме гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. 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, ϵ — 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 ϵ/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 ξ , 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 $B_m = B_p$, ξ_m, ξ_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 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 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(*a, c, e, g*) (рис. 4, 5), кроме внутривподзонного 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 τ_{ee}^m , τ_{ee}^p и τ_{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 внутривподзонным 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 внутривподзонного e - e взаимодействия τ_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 внутривподзонному e - e взаимодействию (8) примешивается межподзонное e - e взаимодействие со временем τ_{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 ΔB 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 τ_q с возрастанием B связано с примешиванием к внутриподзону e-e взаимодействию другого механизма (на участках серии I τ_q определяется величинами τ_{ee}^m и τ_{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 δ -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 δ -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].

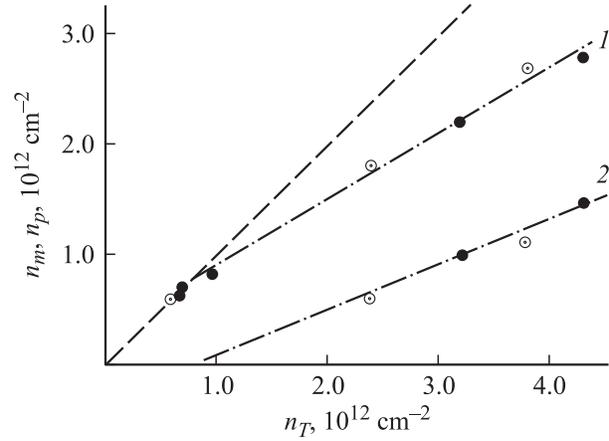


Рис. 6. Заполнение подзон E_m и E_p при изменении суммарной концентрации $n_T = n_m + n_p$ с ростом концентрации легирующей примеси в δ -слое. Штрихпунктирные линии — зависимости: 1 — n_m (n_T), 2 — n_p (n_T); штриховая линия — единичная биссектриса. Аппроксимация прямой 2 на $n_p = 0$ указывает на порог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

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

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 ~ 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 δ -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

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

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: δ -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. Broekart, 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(δ -Te)/InAs/AISb(δ -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(δ -Te)/InAs/AISb(δ -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.