

Резонансная модуляция электрон-электронной релаксации квантующим магнитным полем

© В.И. Кадушкин[¶]

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

(Получена 17 ноября 2004 г. Принята к печати 16 декабря 2004 г.)

Обнаружены резонансные включения магнитным полем межподзонной электронной релаксации при сканировании уровня Ферми уровнями Ландау подзон размерного квантования одиночного гетероперехода. Монотонное уменьшение времени межподзонной релаксации с магнитным полем объяснено примешиванием электрон-фононного взаимодействия к электрон-электронному.

1. Введение

В сильно легированных наноструктурах, когда электронами заселена помимо основной (с энергией дна зоны проводимости E_m) и возбужденная (E_p) подзона размерного квантования, осцилляции магнитосопротивления Шубникова–де-Газа (ШдГ) испытывают известные амплитудно-частотные модуляции [1–3]. Наблюдаемые особенности связывались с межподзонным электрон-электронным ($e-e$) взаимодействием. Изломы на магнитополевой зависимости амплитуды осцилляций $\delta(1/B)$ напрямую свидетельствуют о конкуренции внутри- и межподзонной релаксации [4–6]. В настоящей работе выполнен анализ физических условий модуляции магнитным полем амплитуды осцилляций двумерных (2D) и квазидвумерных (Q2D) электронов E_m и E_p подзон размерного квантования. Показано, что характерные изломы на $\delta(1/B)$ соответствуют резонансному прохождению N_m и N_p уровнями Ландау граничной энергии Ферми E_F , что включает межподзонное $e-e$ -взаимодействие. Попадание уровня с номером N_m в щель между уровнями Ландау N_p и N_{p+1} выключает (подавляет) межподзонное $e-e$ -взаимодействие. Детальному анализу подвергнуты эксперименты на серии образцов $Al_xGa_{1-x}As(Si)/GaAs$ ($x = 0.28$), дополненные обработкой экспериментов из источников [1,3].

2. Эксперимент

Выполнен анализ осцилляций магнитосопротивления на образцах гетероструктур с концентрацией 2D электронов $(8.2-12.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле до 7.4 Тл и температурном интервале $1.69 \leq T \leq 20.2 \text{ К}$. Для указанного диапазона концентраций характерно заполнение двух подзон размерного квантования с энергиями дна зоны проводимости E_m и E_p .

На рис. 1 приведены нормированные на конечную температуру опыта магнитополевые зависимости амплитуды осцилляций ШдГ $\delta(1/B)$ 2D электронов E_m -подзоны и Q2D электронов E_p -подзоны размерного квантования одного из серии образцов.

Аппроксимации участков a , c и e зависимости $\delta(1/B)$, построенные модифицированным методом [7], обнаружили единый полюс (фокус) $\Phi_m^{a,c,e}$. Последнее указывает на один общий для участков a , c и e механизм нетеплового уширения, параметрически зависящий от магнитного поля. Изменение наклона зависимостей $\delta^{a,c,e}(1/B)$ на участках a , c , e свидетельствует о возрастании температуры Дингла: $T_D^a < T_D^c < T_D^e$. Для областей b и d

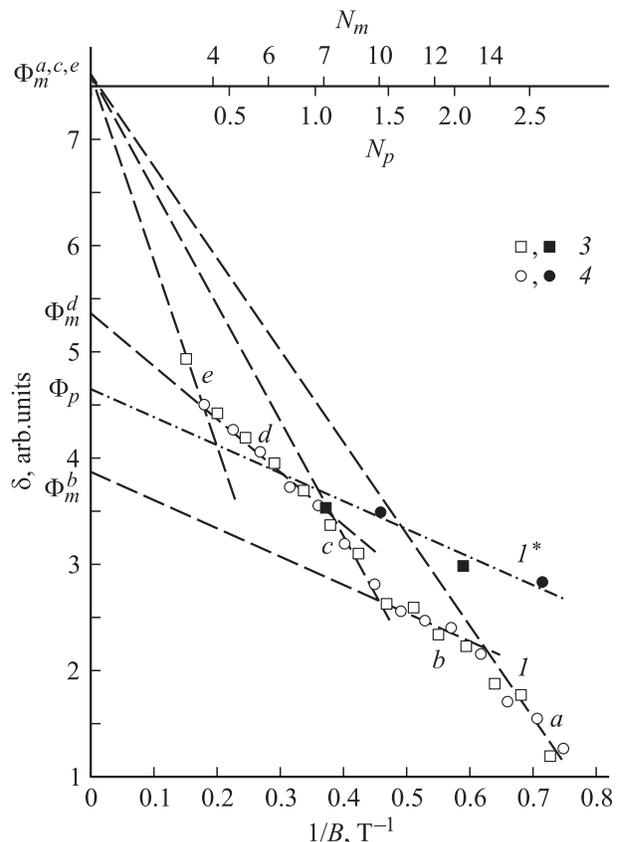


Рис. 1. Магнитополевые зависимости нормированной амплитуды осцилляций магнитосопротивления образца 39А-III $Al_xGa_{1-x}As(Si)/GaAs$ ($x = 0.28$) основной E_m - (I) и возбужденной E_p -подзоны (I^*) (концентрация 2D электронов $n_m = 10.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, концентрация Q2D электронов $n_p = 0.88 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). $T = 4.2 \text{ К}$. 3 — положения максимумов, 4 — минимумов осцилляций.

[¶] E-mail: kadush@rspu.ryazan.ru

наблюдается лишь слабая тенденция изменения наклона $\delta^{b,d}(1/B)$ в сторону уменьшения T_D^b относительно T_D^d .

3. Обсуждение результатов

На рис. 2 показана диаграмма сканирования уровнями Ландау с номерами N_m и N_p уровня Ферми. Уровень Ферми E_F принимается за точку отсчета энергии, т.е. $E_F = 0$, на рисунке обозначены области изломов на $\delta(1/B)$ $a-b$, $b-c$ и $c-d$. Приведен также качественный вид сканирования уровня Ферми энергетическими подзонами Ландау $E(k_z)$ и функциями плотности состояний $D(E)$ и $g(E)$ для 2D электронов E_m -подзоны и Q2D — для E_p -подзоны размерного квантования. По оценкам характерных масштабов, электроны E_p -подзоны являются квазидвумерными и функция $g_p(E)$ близка к объемному аналогу для уровней Ландау $N_p = 0, 1, 2$.

Переходным областям $\delta(1/B)$ на участках $a-b$ и $c-d$ соответствуют резонансные магнитные поля, при которых уровень Ферми пересекают уровни Ландау $N_m = 13(8)$ и $N_p = 2(1)$ E_m - и E_p -подзон. Ситуация $a-b$ почти резонансная, а при переходе $c-d$ имеется некоторое рассогласование: уровень с номером $N_m = 8$

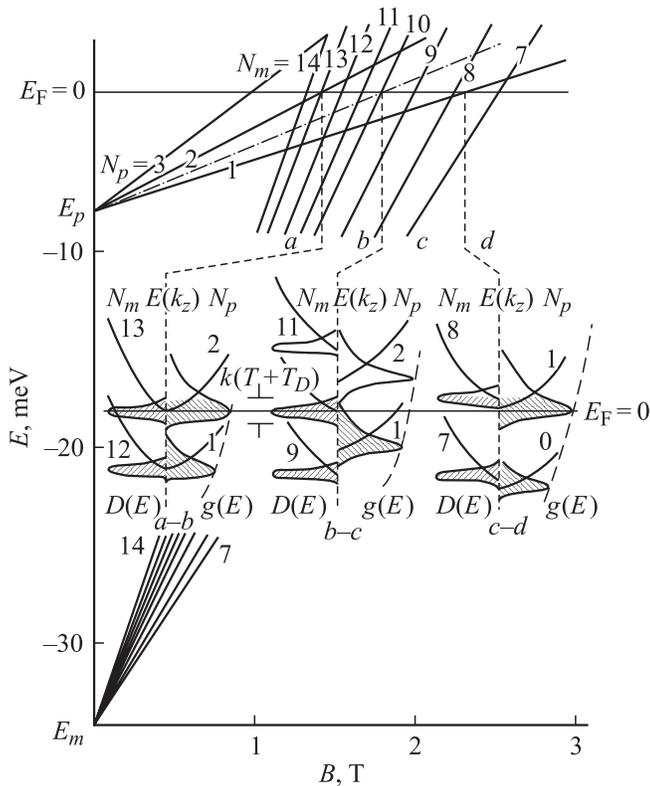


Рис. 2. Диаграмма сканирования уровня Ферми ($E_F = 0$) квантовыми уровнями Ландау N_m и N_p , подзонами Ландау $E(k_z)$ и функциями плотности состояний $D(E)$ — 2D и $g(E)$ — Q2D электронов E_m - и E_p -подзон. Показаны области резонансных ситуаций $a-b$, $c-d$ и попадания уровнями N_m в щель $N_p, N_p + 1$ — область $b-c$. Образец 39А-III, $T = 4.2$ К.

пересекает уровень Ферми чуть раньше (по магнитному полю), чем уровень с $N_p = 1$.

Из приведенной энергетической диаграммы видно, что ситуациям $a-b$ и $c-d$ соответствуют физические условия, благоприятные для проявления межподзонного взаимодействия. В этих условиях максимумы функции плотности состояний $D(E)$ для 2D электронов и $g(E)$ для Q2D электронов энергетически совпадают в пределах $k(T + T_D)$ с уровнем Ферми. Магнитное поле области $b-c$ зависимости $\delta(1/B)$ соответствует промежуточной ситуации, когда уровень Ландау $N_m = 10$, пересекающий уровень Ферми, попадает в энергетическую щель между уровнями $N_p = 2$ и 1. Максимум $D(E)$ попадает на хвост плотности состояний $g(E)$ при $N_p = 2$ и верхний по энергии шлейф $g(E)$ при $N_p = 1$. Это и является причиной ослабления (если не полного подавления) межподзонного взаимодействия 2D и Q2D электронов E_m - и E_p -подзон.

Для иллюстрации соотносительности прокомментированных ситуаций переходным областям $\delta(1/B)$ на рис. 1 приведены шкалы номеров уровней Ландау. Видно, что полувещам N_p соответствует переход с участков b, d на ступеньки c, e , а целым N_p — со ступенек a, c на участки b, d .

Из выражений для энергии Ферми

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

следует, что одновременному по магнитному полю пересечению уровня Ферми уровнями Ландау N_m и N_p соответствует поле $B_{mp} = B_m = B_p$:

$$B_{mp} = (\pi\hbar/e)\Delta n_{m,p}/\Delta N_{m,p}, \quad (1)$$

где $\Delta n_{m,p} = n_m - n_p$, $\Delta N_{m,p} = N_m - N_p$. Лишь разбросом (технологического свойства) в величине $\Delta n_{m,p}$ в экспериментах с реальными образцами можно объяснить тот факт, что наблюдается широкий спектр с амплитудно-частотной модуляцией формы осцилляций магнитосопротивления от 100% до весьма слабой.

Наблюдаемые особенности зависимостей $\delta(1/B)$ оказались возможным естественно и последовательно объяснить в представлении [5,6] о роли внутри- и межподзонных $e-e$ -взаимодействий в формировании столкновительного уширения уровней Ландау.

Время $\tau_q = \hbar/2\pi k T_D$ формируется по независимым внутри- ($\tau_{ee}^{\text{intra}} = \tau_{ee}^{m,p}$) и межподзонным ($\tau_{ee}^{\text{inter}} = \tau_{ee}^{mp}$) каналам: $\tau_q^{-1} = \sum_i (\tau_{ee}^i)^{-1}$, $i = m, p, mp$. В ситуации,

соответствующей участкам b и d на $\delta(1/B)$, межподзонное взаимодействие подавлено энергетическим дистанцированием $D(E)$ и $g(E)$. Максимумы $D(E)$ для $N_m = 11-9$ попадают в щель $g(E)$ между $N_p = 2$ и 1. Время нетеплового уширения определяется временем внутривидовой релаксации 2D и Q2D электронов:

$$\frac{1}{\tau_q^{b,d}} = \frac{1}{\tau_{ee}^m} + \frac{1}{\tau_{ee}^p}. \quad (2)$$

Таблица 1. Время столкновительного уширения $\tau_q = \tau_q^a, \tau_q^b, \dots$, соответствующее участкам a, b, \dots на зависимости $\delta(1/B)$

$\tau_q^i, 10^{-13}$ с	a	b	c	d	e	f	T, K
Наши данные	1.37	4.79	1.12	4.60	0.67	—	4.2
[1]	9.8	28.0	8.6	24.7	7.9	20.9	3.9
[3]	7.7	10.2	6.25	10.2	4.59	—	1.2

Таблица 2. Время межподзонной релаксации τ_q^{mp} для участков a, c и e зависимости $\delta(1/B)$ относительно областей b, d, f

$\tau_q^{mp}, 10^{-13}$ с	$a-$			$c-$			$e-$		
	$a-b$	$a-d$	$a-f$	$c-b$	$c-d$	$c-f$	$e-b$	$e-d$	$e-f$
Наши данные	1.97	2.0	—	1.4	1.45	—	0.82	0.82	—
[1]	14.4	16.5	18.5	12.4	13.0	14.5	11.0	11.6	12.8
[3]	31	31	—	16.5	16.5	—	8.2	8.2	—

С увеличением магнитного поля, когда к максимуму $D(E)$ с $N_m = 12(8)$ подтягивается максимум $g(E)$ с $N_p = 2(1)$ и ситуация приближается к резонансной, включается межподзонное $e-e$ -взаимодействие 2D и Q2D электронов E_m - и E_p -подзон. В этом случае

$$\frac{1}{\tau_q^{a,c,e}} = \frac{1}{\tau_e^m} + \frac{1}{\tau_e^p} + \frac{1}{\tau_q^{mp}}. \quad (3)$$

Параметр τ_q^{mp} , входящий в (3) для областей a, c и e , различен. Единый полюс (фокус) $\Phi_m^{a,c,e}$ свидетельствует о неизменности механизма, ограничивающего амплитуду осцилляций на участках a, c и e . Но изменение наклона соответствующих участков указывает на параметрическую зависимость от магнитного поля одного из компонентов (3). Поэтому в τ_q^{mp} следует включить помимо τ_e^{mp} времена межподзонного $e-e$ -взаимодействия и τ_{e-ph} — время электрон-фононного взаимодействия [2,8]. Именно зависимость τ_{e-ph} от магнитного поля и является причиной изменения наклонов $\delta(1/B)$ на участках a, c и e .

В соответствии с (2) и (3) следует ожидать

$$\tau_q^a > \tau_q^c > \tau_q^e, \quad \tau_q^b > \tau_q^d \quad \text{и} \quad \tau_q^d > \tau_q^c. \quad (4)$$

По наклону $\delta(1/B)$ в областях $a-e$ (рис. 1) и области f [1] выполнены оценки величин τ_q^a, τ_q^b и т.д. Результаты приведены в табл. 1. Здесь же представлены оценки τ_q в результате обработки экспериментов из работ [1,3]. Видно, что соотношения между временами, полученные из экспериментов, находятся в хорошем согласии с ожидаемыми (4).

Используя данные табл. 1, найдены, согласно (2) и (3), величины τ_q^{mp} . Результаты расчетов приведены в табл. 2. Прослеживается явная тенденция близости результатов оценок τ_q^{mp} для переходов из области a

независимо от компонентов $a-b, a-d$ или $a-f$, используемых для компоновки систем уравнений (2) и (3). Аналогичный вывод следует и относительно величин τ_q^{mp} для областей c и e . Обращает на себя внимание уменьшение величины τ_q^{mp} с увеличением протяженности интервалов магнитного поля для соответствующих областей

$$\tau_q^{mp}(a) > \tau_q^{mp}(c) > \tau_q^{mp}(e).$$

При расчетах предполагалось, что величины τ_{ee}^m и τ_{ee}^p , как отражающие только $e-e$ -взаимодействие, от магнитного поля не зависят. Косвенным подтверждением этому является почти параллельность участков b и d зависимости $\delta(1/B)$ на рис. 1 и данные обработок экспериментов [1,3].

Сопоставление величин времен межподзонной $e-e$ -релаксации τ_q^{mp} (табл. 2) показывает, что они несколько больше величин времени внутривидовой $e-e$ -релаксации τ_q^i (табл. 1). Это положение находится в согласии с сопоставлением соответствующих параметров, найденных другими независимыми методами [3,9].

4. Заключение

Таким образом, обнаружена модуляция квантующим магнитным полем времени нетеплового столкновительного уширения уровней Ландау периодическими включениями и подавлением межподзонного $e-e$ -взаимодействия. Изменение магнитного поля приводит к сканированию уровня Ферми системой уровней Ландау N_m и N_p основной E_m - и возбужденной E_p -подзоны размерного квантования. При резонансном пересечении уровня Ферми максимумами плотностей состояний $D(E)$ и $g(E)$ 2D и Q2D электронов создается ситуация включения межподзонного $e-e$ -взаимодействия с примешиванием электрон-фононной релаксации. Вдали от резонанса, когда уровень Ландау N_m попадает в щель между уровнями $N_p + 1$ и N_p , межподзонное взаимодействие выключается и нетепловое уширение контролируется внутривидовым $e-e$ -взаимодействием. Помимо модуляции времени столкновительного уширения уровней Ландау обнаружено его монотонное уменьшение с ростом магнитного поля. Причина состоит в магнитополевой зависимости времени электрон-фононной релаксации.

Немонотонность зависимостей $\delta(1/B)$, аналогичную рис. 1, наблюдал Коулридж [1]. Однако предметом обсуждения было сопоставление усредненной аппроксимации $\delta^m(1/B)$ в E_m -подзоне и $\delta^p(1/B)$ в E_p -подзоне.

Наблюдаемая модуляция магнитным полем электрон-электронных взаимодействий, сопровождающаяся включением или подавлением межподзонного компонента, аналогична явлению стимулирования междолинных переходов, известному как фазовый переход 2.5 рода [10].

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

Список литературы

- [1] P.T. Coleridge. Phys. Rev. B, **44**, 3739 (1991).
- [2] D.R. Leadley, R. Fletcher, R.J. Nicolas et al. Phys. Rev. B, **46**, 12 439 (1992).
- [3] R.M. Kusters, F.A. Wittenkamp, J. Singleton et al. Phys. Rev. B, **46**, 10 207 (1992).
- [4] V.I. Kadushkin, F.M. Tsahhaev. Phys. Low-Dim. Structur., **1/2**, 93 (2000).
- [5] V.I. Kadushkin, A.B. Dubois. Phys. Low-Dim. Structur., **7/8** (2003).
- [6] В.И. Кадушкин. ФТП, **39** (2), 242 (2005).
- [7] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986). [D. Shoenberg. *Magnetic oscillations in metals* (Cambridg University Press, 1984)].
- [8] В.И. Кадушкин. ФТП, **38**, 412 (2004).
- [9] D.R. Leadley, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. Semicond. Sci. Technol., **5**, 1061 (1990).
- [10] В.А. Козлов, Е.Е. Нариманов, К.А. Сахаров. ФТТ, **366**, 309 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

Resonance modulation of electron-electron relaxation by quantum magnetic field

V.I. Kadushkin

S.A. Esenin Ryazan State Pedagogical University,
390000 Ryazan, Russia