

Особенности межэлектронного взаимодействия в потенциальной яме сильно легированного гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$

© В.И. Кадушкин[†]

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

(Получена 27 апреля 2004 г. Принята к печати 20 мая 2004 г.)

В интервале температур 1.65–10.9 К обнаружено температурное смещение полюсов графиков Дингла, указывающее на трансформацию механизмов внутриподзонной и межподзонной релаксации энергии, что подтверждено непосредственно на зависимостях соответствующих времен от температуры.

1. Введение

Графики Дингла [1], т.е. зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза (ШдГ) δ от обратного магнитного поля $1/B$, издавна [2] по настоящее время [3] служат примером информативного метода изучения свойств и измерения параметров вырожденного электронного газа объемных (3D) и двумерных (2D) полупроводниковых соединений и систем [4].

Температура Дингла T_D — фактор, введенный для устранения расходимостей функции плотности состояний в условиях резонанса, когда N -й уровень Ландау пересекает уровень Ферми

$$\xi_F = \hbar\omega \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где $\omega = eV/m^*$ — циклотронная частота. Величина T_D формально связана со временем нетеплового столкновительного уширения τ_q уровней Ландау

$$T_D = \hbar/2\pi k\tau_q. \quad (2)$$

Измерения зависимостей амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза от температуры (например, $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$) дают возможность по зависимости $\tau_q(T)$ сделать заключение о преобладающем механизме столкновительного уширения уровней Ландау. Результативным этот метод оказался и для понимания сущности явления амплитудно-частотной модуляции осцилляций магнитосопротивления при заполнении 2D электронами нескольких подзон размерного квантования [3,5–8].

В работах [9,10] показано, что, когда доминирует один столкновительный механизм, графики Дингла, т.е. зависимости $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$, при аппроксимации к $1/B = 0$ пересекаются в одной точке на шкале амплитуды $\delta(1/B = 0)$ (полюс). Это положение послужило основой для модификации метода [9] обработки экспериментов с осцилляциями магнитосопротивления [4].

Анализ экспериментов, известных из литературы, показывает на неоднозначность ситуации. Так, Коулридж [11] в диапазоне температур 1.04–3.40 К установил независимость положения полюса $\delta(1/B = 0)$ от

температуры, но одновременно обнаружил, что положения полюсов для амплитуд осцилляций основной (m) и второй возбужденной (p) подзон размерного квантования существенно разнесены (по шкале амплитуд). Последнее подтверждается анализом экспериментов, выполненных на полупроводниковых наноструктурах различной вертикальной архитектуры, химического состава слоев и концентрации 2D электронов [12,13].

Эффекты смещения полюсов $\delta(1/B = 0)$ при изменении температуры измерений на образце выявлены нами и при анализе экспериментов на объемном полупроводнике $n\text{-InSb}$ [14,15].

Существенно отметить, что, обсуждая время τ_q , измеренное по графикам Дингла, т.е. по зависимости $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$, авторы [5–8], выделяя в τ_q компоненты, связанные с внутри- и межподзонными переходами в 2D электронном газе, полагают, что речь идет об электронно-электронных (e-e) столкновениях. В работах [16,17] рассмотрена схема и каналы прохождения внешнего (по отношению к 2D электронам) возмущения потенциала электронной подсистемы и отражения его в виде измеряемого на опыте времени релаксации столкновительного уширения. Особо оговорено, что источником разрушения циклотронных орбит (затухание амплитуды осцилляций) являются ионизированные доноры N_D^+ и акцепторы N_A^- остаточных примесей, островки роста высотой Δ и протяженностью Λ , колебания мольной доли x одного из компонентов твердого раствора и т.д. Электроны при латеральном движении во внешнем электрическом поле „сканируют“ внешний потенциал $V(\mathbf{r}, t)$ и воспринимают его в виде спектра $V_{\text{tot}}(\mathbf{q}, \omega)$. Временные характеристики разрушения квантования определяются совокупностью каналов распространения внешнего возмущения на всю 2D электронную систему от компонента, который наиболее эффективно воспринимает его (внешнее возмущение). Так что внешнее возмущение как причина разрушения квантования опосредовано e-e, внутри- и межподзонной релаксацией. Однако однозначно утверждать, что $\tau_q \equiv \tau_{ee}$, где τ_{ee} — время релаксации e-e взаимодействий неправомерно, так как несомненно присутствует достаточно эффективное электрон-фононное (e-ph) взаимодействие [6].

[†] E-mail: kadush@rspu.ryazan.ru
Факс: (0912) 281435

В данной работе обсуждаются эксперименты с выроденным 2D электронным газом одиночного гетероперехода, в котором заполнены 2 подзоны (m и p) размерного квантования с энергиями Ферми E_m и E_p , отсчитываемыми от дна соответствующей подзоны. Получены непосредственные доказательства конкуренции и смены механизмов межэлектронных взаимодействий при воздействии на 2D электронную систему температуры и магнитного поля. Установлено, что воздействие повышения температуры противоположно увеличению магнитного поля.

2. Экспериментальные результаты

1. Измерения осцилляций поперечного магнитосопротивления и эффекта Холла выполнены на серии гетероструктур $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$, выращенных по технологии эпитаксии из молекулярных пучков. Структуры, отличавшиеся лишь уровнем легирования, были выращены в едином технологическом цикле и содержали в квантовой яме одиночного гетероперехода 2D электроны концентрации от $6 \cdot 10^{11}$ до $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Образцы, изготовленные фотолитографически, имели форму двойного холловского моста с длиной и шириной рабочего канала $6 \times 0.3 \text{ мм}$. Контакты (In или эвтектика GeAu) к 2D каналу вжигались в атмосфере водорода или в вакууме. Измерения выполнены в диапазоне температур 1.65–20 К и магнитном поле до 7.4 Тл. Однородность магнитного поля на длине образца составляла 10^{-4} Тл и привносимое неоднородностью поля уширение уровней Ландау было существенно меньше, чем столкновительное, температурное и обусловленное возможной неоднородностью распределения легирующей примеси по объему тройного соединения [14]. Температура контролировалась термопарой FeCu–Cu и поддерживалась в диапазоне 1–20 К с погрешностью 0.1 К. Рабочие токи не допускали эффектов разогрева 2D электронов. Измерения осцилляционных кривых отличались хорошей воспроизводимостью во времени, что установлено в опытах при термоциклировании.

Параметры 2D электронов определялись по измерениям осцилляций магнитосопротивления, эффекту Холла и проводимости. Анализ осцилляций был выполнен графически методом Сладека [2] и по спектрам Фурье. Установлены магнитополевые и температурные характеристики компонентов осцилляций по m - и p -подзонам размерного квантования разностной частоты осцилляций:

$$F_{m,p} = \frac{2\pi\hbar}{e} n_{m,p}, \quad F_m - F_p = \frac{2\pi\hbar}{e} (n_m - n_p).$$

2. Магнитополевые зависимости амплитуды осцилляций (графики Дингла) $\delta(1/B)$ для нескольких температур и их аппроксимация к $1/B = 0$ для характерных участков зависимостей (a и b) представлены на рис. 1 для образца 15 (данные холловских измерений при $T = 4.2 \text{ К}$: $n_s^H = 12.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и

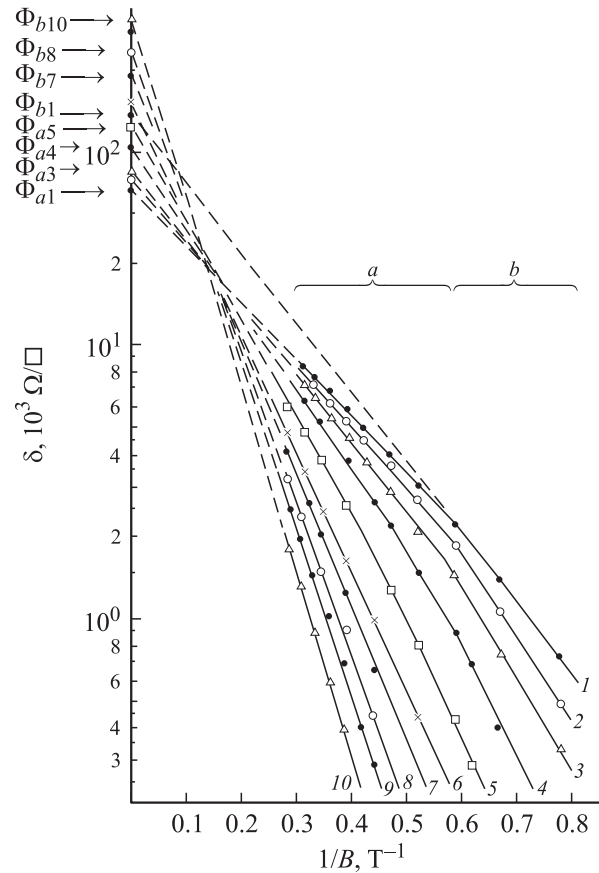


Рис. 1. Магнитополевые зависимости амплитуды осцилляций ШдГ ρ_{xx} , иллюстрирующие смещение полюсов графиков Дингла при аппроксимации к $1/B = 0$. Образец гетероструктуры $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$ с концентрацией $n_m = 1.08 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $n_p = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. $T, \text{ К}$: 1 — 1.65, 2 — 3.03, 3 — 4.2, 4 — 5.5, 5 — 6.8, 6 — 7.7, 7 — 8.6, 8 — 9.0, 9 — 10.0, 10 — 10.9.

$\mu^H = 39.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Основная особенность эксперимента состоит в установлении семейства полюсов Φ_a и Φ_b для зависимостей $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$. Эти полюсы с увеличением температуры смещаются в область больших величин амплитуд независимо друг от друга. На примере Φ_a (кривая 5) и Φ_b (кривая 1) виден „перехват“ смещения полюсов $\Phi_a(T)$ системой полюсов $\Phi_b(T)$. Согласно [5], полюса $\Phi_{a,b}$ зависимостей $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ связаны с вероятностью электронно-электронных внутри-(или) межподзонных взаимодействий 2D электронов в подзонах m и p .

Заполнение m - и p -подзон проявляется и в результатах анализа осцилляций магнитосопротивления, представленных на рис. 2 для двух образцов 8 и 15. (Данные холловских измерений при $T = 4.2 \text{ К}$: образец 8 — $n_s^H = 12.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu^H = 5.68 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; образец 15 — см. выше). Зависимости положений экстремумов на шкале обратных величин магнитного поля ($1/B_{\text{extr}}$) от номера квантового числа N позволяет определить концентрации электронов в m -подзоне (зависи-

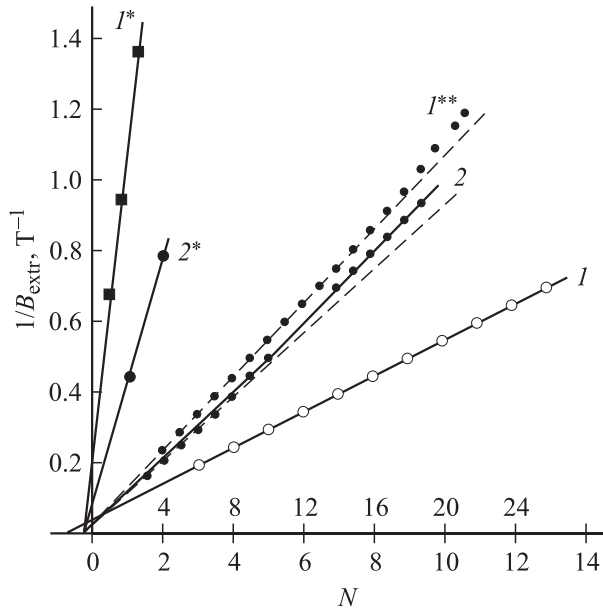


Рис. 2. Положение экстремумов осцилляций магнитосопротивления на шкале $1/B$ для подзон размерного квантования m и p в зависимости от номера уровня Ландау N при $T = 4.2$ К. Для образца 8 (кривые I, I^*, I^{**}) — $n_m = 9.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $n_p = 0.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для образца 15 (кривые $2, 2^*$) — $n_m = 10.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $n_p = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Верхняя шкала оси N — для кривой I^{**} , нижняя шкала — для остальных.

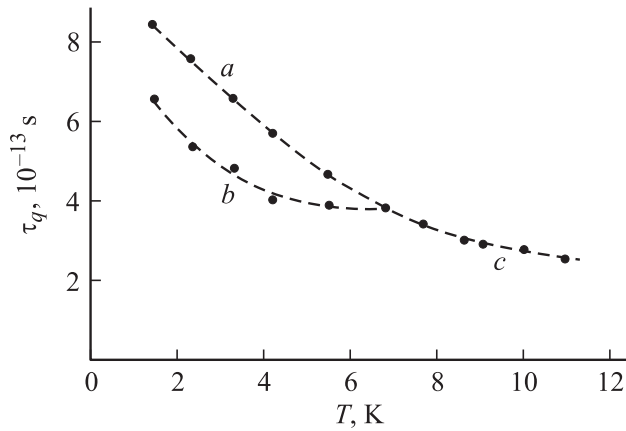


Рис. 3. Пример трансформации внутри- (область a) и межподзонного (область b) времени e - e взаимодействия τ_q^a и τ_q^b при увеличении температуры в зависимости $\tau_q^c(T)$ в области c .

мости I и 2) и в p -подзоне (зависимости I^* и 2^*). Осцилляции на разностной частоте зависимости $1/B_{\text{extr}}$ от N даны экспериментальными точками, отклоняющимися от аппроксимаций зависимостей 2 и I^{**} (штриховые линии) на область больших номеров квантовых чисел ($N > 5$ и $N > 15$ для кривых 2 и I^{**} соответственно).

Из графиков Дингла $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ типа I - 10 на рис. 1 установлена зависимость $T_D(T)$ и по соотношению (2) выполнены оценки τ_q в зависимости от температуры

для областей a и b по магнитному полю (рис. 1). Эти результаты представлены на рис. 3. В целом зависимости $\tau_q(T)$ оказались немонотонными. Физическая сущность немонотонностей $\tau_q(T)$ обсуждена в работах [16,17] на основе гипотезы о конкуренции внутри- и межподзонной e - e релаксации в двухподзонной энергетической модели зоны проводимости.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

В области магнитных полей b (рис. 1) под уровнем Ферми находится некоторое число магнитных подзон Ландау как в m -, так и в p -подзоне размерного квантования. В умеренных магнитных полях при небольшой величине энергетического зазора $\hbar\omega$ между уровнями Ландау электроны m - и p -подзон взаимодействуют между собой со временем межподзонной релаксации τ_q^{mp} . Но эти 2D электроны обеих подзон рассеиваются независимо, например, на удаленных примесях [5,13] с характерным временем релаксации τ_q^m и τ_q^p соответственно. Следовательно, в магнитном поле области b электроны имеют 3 независимых канала малоуглового рассеяния с интегральным временем $\tau_q^b = f(\tau_q^m, \tau_q^p, \tau_q^{mp})$. С увеличением магнитного поля (в области a) магнитные подуровни Ландау смещаются за уровень Ферми. Электроны p -подзоны локализируются в состоянии с $N_p = 0, 1, 2$, а для электронов m -подзоны под уровнем Ферми находятся подуровни Ландау с $N_m \approx 10$ (для $n_m \approx 9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В этой ситуации эффективность межподзонного взаимодействия снижается. Одной из возможных причин этого является пространственная локализация электронов каждой подзоны из-за сжатия магнитным полем волновых функций 2D электронов в плоскости гетероперехода (меньшего для m - и большего для p -электронов). Одновременно следует учитывать пространственную разнесенность электронов каждой подзоны по направлению нормали t к гетерогранице. Исходя из данных анализа осцилляций, а также используя такие параметры, как уровень легирования $N_{Si} \approx 4.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, концентрацию фоновых примесей $N_A \lesssim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и разрыв зон $\Delta E_C/\Delta E_g = 0.6$, была рассчитана зонная диаграмма $E_C(z)$ гетероперехода исследованной гетероструктуры при $T = 4.2$ К. Оказалось, что координаты „центров тяжести“ волновых функций в подзонах $|\psi_m|^2$ и $|\psi_p|^2$ $\langle z \rangle_m$ и $\langle z \rangle_p$ разнесены на $\sim 150 \text{ \AA}$ [16].

Учитывая исключение магнитным полем канала межподзонного рассеяния со временем τ_q^{mp} в области a ($\tau_q^{mp} > \tau_q^m, \tau_q^p$) и независимость друг от друга m и p каналов релаксации (времен τ_q^m и τ_q^p), так что $\tau_q^a = f(\tau_q^m, \tau_q^p)$, и используя правило Матиссена в виде

$$\frac{1}{\tau_q^b} = \frac{1}{\tau_q^a} + \frac{1}{\tau_q^{mp}}, \quad (3)$$

получим соотношение для τ_q^a и τ_q^b :

$$\tau_q^a = \tau_q^b \left(\frac{\tau_q^{mp}}{\tau_q^{mp} - \tau_q^b} \right). \quad (4)$$

Верхними индексами в τ_q^a и τ_q^b обозначены области a и b на рис. 3. Принимая во внимание, что $\tau_q^{mp} > \tau_q^b$, согласно (4) имеем $\tau_q^a > \tau_q^b$. Это соответствует эксперименту на рис. 3. Если сопоставить данные, представленные на рис. 3, с данными из работ [11–13], то τ_q^b определяется электронно-электронным взаимодействием в основной (m) подзоне размерного квантования, а τ_q^a — е-е взаимодействием в p -подзоне. Таким образом, отношение между τ_q^a и τ_q^b согласуется с тем, что τ_q^a определяется величинами τ_q^m и τ_q^p , а время τ_q^b параметрически зависит от 3 величин: τ_q^m , τ_q^p и τ_q^{mp} .

В исследованных образцах уровень Ферми в верхней подзоне $E_p \approx 1\text{--}2$ мэВ и температура опыта (рис. 3) в области $T > 4$ К частично снимает вырождение в ней и восстанавливает эффективность межподзонного е-е взаимодействия. Таким образом, повышение температуры оказывает на е-е релаксацию действие, противоположное увеличению магнитного поля, что подтверждается данными, приведенными на рис. 1 и 3.

Из рис. 1 следует, что с увеличением температуры область b на зависимостях $\delta(1/B)_{T=\text{const}}$ расширяется за счет уменьшения области a . Это отмечено в работе [16] как смещение границы (условной) раздела областей a и b в сторону больших величин B с ростом температуры. Следовательно, при увеличении температуры кривые a и b на рис. 3 трансформируются в траекторию c . По типу механизма релаксации время τ_q^c не отличается от τ_q^b , однако выделить в τ_q^a и τ_q^b компоненты τ_q^m , τ_q^p и τ_q^{mp} затруднительно.

4. Заключение

Качественный анализ осцилляций Шубникова–де-Гааза в двухзонной системе 2D электронов обнаружил конкуренцию в каналах внутри- и межподзонной электронно-электронной релаксации. Физический смысл понятия полюсов $\Phi_{a,b}$ для зависимостей $\delta(1/B \rightarrow 0)_{T=\text{const}}$ трудно уловим и, видимо, не несет содержательной информации. Тем не менее тенденция смещения полюсов однозначно свидетельствует о динамике межэлектронных (и, видимо, электрон-фоонных) взаимодействий в системе 2D электронов при изменяющихся в сильном магнитном поле структуре энергетического спектра и пространственном распределении электронной плотности.

Попытки сопоставить эксперименту (рис. 3) теоретические расчеты $\tau_q(T)$ аналогично работе [17] окончились неудачей. Хотя необходимые выражения для τ_q^m , τ_q^p и τ_q^{mp} в [17] имеются, но удовлетворительная суперпозиция экспериментальных и теоретических величин (τ_q^{exp} и τ_q^{th}) достигается при использовании подгоночных параметров, не соответствующих реальной энергетической диаграмме гетероперехода $E_C(z)$. Видимо,

теоретический расчет требует включения в τ_q^{th} времен неупругой и упругой электрон-фоонной релаксации на пьезоэлектрическом $\tau_{\text{e-ph}}^{\text{PA}}$ и деформационном $\tau_{\text{e-ph}}^{\text{DA}}$ потенциалах акустических фононов дополнительно к временам внутризонного и межзонного е-е взаимодействий. Этот механизм качественно обоснован в работе [18]. Одновременно не исключено комбинированное воздействие (подавление и(или) стимуляция) температуры и магнитного поля на активность первичных (по отношению к е-е и е-ph взаимодействиям) источников возмущения электронной системы: удаленных от гетерограницы доноров N_D^+ акцепторов N_A^- (в том числе неконтролируемой фоновой примеси), островков роста, флуктуаций мольной доли Al x в легированном кремнии в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы АНФКС (грант 4.15.99), Министерства образования РФ (гранты Е-00-3.4-75 и 02-3.4-319), а также государственного контракта № 40.012.1.1.1153 Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

Список литературы

- [1] R.B. Dingle. Prog. R. Soc., London, **A211**, 517 (1952).
- [2] R.J. Sladek. Phys. Rev., **110**, 817 (1958).
- [3] N.S. Averkiev, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, M. Willander. J. Phys.: Condens. Matter., **13**, 2517 (2001).
- [4] Д. Шенберг. *Магнитные осцилляции в металлах* (М., Мир, 1986).
- [5] P. Coleridge. Phys. Rev. B, **44**, 3793 (1991).
- [6] D.R. Leadley, R. Fletcher, R.J. Nicholas, F. Tao, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **46** (19), 12 439 (1992).
- [7] R.M. Kusters, F.A. Wittekamp, J. Singleton, A.J. Perenboom, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost, J.-P. Andre. Phys. Rev. B, **46** (16), 10 207 (1992).
- [8] R. Fletcher, E. Zarella, M. D'Iorio, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **41** (15), 10 649 (1990).
- [9] D.M^cK. Paul, M. Springford. J. Low Temp. Phys., **27**, 561 (1977).
- [10] R.C. Mani, J.R. Anderson. Phys. Rev. B, **37**, 4299 (1988).
- [11] P.T. Coleridge. Semicond. Sci. Technol., **5**, 961 (1990).
- [12] S. Yamada, T. Makimoto. Appl. Phys. Lett., **57**, 1022 (1990).
- [13] F.F. Fang, T.P. Smith III, S.L. Wright. Surf. Sci., **196**, 310 (1988).
- [14] В.И. Кадушкин. ФТП, **15**, 230 (1981); В.И. Кадушкин. ФТП **25**, 459 (1991); В.И. Кадушкин. ФТП **26**, 1323 (1992).
- [15] В.И. Кадушкин. *Автореф. докт. дис.* (М., МИФИ, 1995).
- [16] V.I. Kadushkin, F.M. Tsakhaev. Phys. Low-Dim. Struct., **1/2**, 93 (2000).
- [17] V.I. Kadushkin, A.B. Dubois. Phys. Low-Dim. Struct., **7/8**, 1 (2003).
- [18] В.И. Кадушкин. ФТП, **38**, 412 (2004).

Редактор Т.А. Полянская

**Peculiarity of the e-e interaction
in potential well of heavily doped
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$ heterojunction**

V.I. Kadushkin

The Ryazan State Pedagogical University,
390000 Ryazan, Russia

Abstract In temperature interval 1.65–10.9 K the shifts of Dingle graph poles turned out, that show on the change of mechanisms of intra-subband and inter-subband relaxation. This change of mechanisms is confirmed directly by the temperature dependences of corresponding relaxation times.