ЗАТУХАНИЕ КВАНТОВАНИЯ ЛАНДАУ КАК МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ СОВЕРШЕНСТВА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ГЕТЕРОПЕРЕХОДА С 2D-ЭЛЕКТРОНАМИ

Кадушкин В. И.

Проанализированы осцилляции Шубникова—де-Гааза поперечного магнитосопротивления селективно легированных гетероструктур n-$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ с 2D-электронами при T=4.2 K и магнитном поле до 7.2 T. Из магнитополевой зависимости амплитуды осцилляции (графики Дингла) определен фактор нетеплового (столкновительного) уширения уровней Ландау (температура Дингла T_D). Установлена линейная связь T_D с концентрацией электронов в двумерном канале n_s. Теоретический анализ показал, что такой вид связи T_D и n_s обеспечивают флуктуации потенциального рельефа, которому следуют флуктуации электронной плотности. Эта модель на основе сопоставления соответствующих времен релаксации позволила выполнить оценки характерных размеров флуктуаций. В исследованных структурах установлены флуктуации от 8.5 до 80 Å. Определена «приведенная» к поверхностной концентрация рассеивающих центров N_{BI} (поверхностных состояний), обусловливающих нетепловое уширение уровней Ландау: $1.4\cdot10^9 \leqslant N_{BI} \leqslant 7.0\cdot10^9$ см$^{-2}$.

1. Конечная амплитуда осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШГ) различных кинетических коэффициентов связывается с отличной от нуля температурой опыта и, как следствие этого, неполным вырождением носителей и нетепловым (столкновительным) уширением уровней Ландау [1]. Ограничение амплитуды осцилляций нетепловым уширением уровней Ландау формально описывается понижающим фактором Дингла

$$R_D \sim \exp(-2\pi^2 kT_D/\hbar\omega), \quad T_D = \hbar/2\pi^2 k\tau_c, \tag{1}$$

где T_D — температура Дингла, τ_c — время релаксации столкновительного уширения, $\omega=(e/m^*)B$ — циклотронная частота.

В работах [2, 3] обсуждены возможные механизмы нетеплового (столкновительного) уширения уровней Ландау в объемных полупроводниковых соединениях. Двумерные электронные системы — объект существенно сложнее. В низкотемпературную область помимо примесного механизма (несомненно, являющегося определяющим фактором, ограничивающим подвижность [4]) включается релаксация на поверхностных состояниях, шероховатостях, мелко- и крупномасштабных флуктуациях потенциального рельефа.

В настоящей работе предпринят анализ характера затухания осцилляций поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} ШГ с целью получения информации о факторах, ограничивающих подвижность 2D-электронов в квантовой яме на границе раздела гетероперехода. Анализу подвергнуты осцилляции ρ_{xx} ШГ селективно легированных гетеросистем n-$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ($x\simeq0.30$), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Установление магнитополевой зависимости амплитуды осцилляций $\delta\,(1/B)$ (график Дингла) известными методами в случае двумерных электронов имеет определенные особенности. В двумерных системах с вырожденными носителями, как и в объемных полупроводниках, реализуются режимы квантующего магнитного поля и квантового предела [5]. Однако в совершенных структурах с хорошо разрешенной энергетической щелью в функции плотности состояний в области осцилляций ШГ и квантового предела реализуется режим квантового эффекта Холла. При этом возникает асимметрия в амплитуде осцилляций (плато в минимумах ρ_{xx}). Дополнительно к этому существенно искажают вид осцилляционных кривых «нулевые» осцилляции [6]. Поэтому в настоящей работе анализ осцилляций выполнен на структурах, обнаруживших косинусоподобные осцилляции (при реализованных нами физических условиях эксперимента); трудности с нулевыми осцилляциями обойдены двумя методами: *1* — записью осцилляционных кривых при таких токах через образец и чувствительности измерительного тракта (нулевые осцилляции не проявляются), разогрев $2D$-электронного газа не имел места; *2* — методом подавления детектируемой наводки радиотехническими средствами. В соответствии с вышеизложенным для анализа отобрано более 20 структур.

Методика извлечения информации из экспериментальных кривых осцилляций ρ_{xx} сводилась к следующему. Аналогично [7, 2] в зависимости ρ_{xx} от величины $1/B$ устанавливалось положение монотонного компонента [8] и выделялась осциллирующая часть магнитосопротивления (амплитуда осцилляций). С учетом температурного фактора $x/\mathrm{sh}\,x$ $(x=2\pi^2kT/\hbar\omega)$ строился график Дингла, из которого определялись температура Дингла T_D и соответственно время нетеплового столкновительного уширения τ_c.

На рис. 1 представлены результаты анализа осцилляций ШГ поперечного магнитосопротивления, а именно зависимость температуры Дингла T_D от концентрации электронов в двумерном канале гетеросистемы n-$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. Видно, как величины T_D группируются в семейства *I—III*, в которых зависимость $T_D(n_s)$ можно аппроксимировать линейным законом. Следует отметить, что, например, в семействе *II* структуры отличаются определенно направленными вариациями условий технологии роста.

Представляется следующая интерпретация наблюдаемого. В качестве одного из механизмов нетеплового уширения уровней Ландау в [2] указывались флуктуации электронной плотности, которые проистекали из-за флуктуаций легирующей примеси. Приняв это соображение за основу, положим, что флуктуации электронной плотности $\varepsilon=\Delta n_s/n_s$ в двумерном канале более или менее «отслеживают» флуктуации $\Delta N_i/N_i$ в распределении примесей (и, возможно, корреляцию в их планарном распределении [4]).

В таком предположении с учетом того, что для группы носителей $n_s(x_1)=n_s$, $n_s(x_2)=n_s+\Delta n_s$, условия резонанса выполняются в разных по величине магнитных полях

$$\hbar\omega_1(N+{}^1/_2)=\xi(x_1),\quad \hbar\omega_2(N+{}^1/_2)=\xi(x_2),\tag{2}$$

где $\xi(x_1)=(\pi\hbar^2/m^*)n_s$, $\xi(x_2)=(\pi\hbar^2/m^*)(n_s+\Delta n_s)$. Уширение экстремума, соответствующего выходу N-подзоны Ландау на уровень Ферми из-за неоднородности Δn_s, эквивалентно $kT_D=\hbar(\omega_2-\omega_1)$. Следовательно, аналогично [2] имеем

$$T_D=\frac{\pi\hbar^2}{km^*}\varepsilon n_s,\tag{3}$$

что, согласно предложенной модели, описывает следующий из эксперимента результат (рис. 1).

Оценим характерные размеры флуктуаций, которые являются рассеивающими (кулоновскими) центрами для $2D$-электронов при их дрейфе в скрещенных

Таблица 1

№ образца	n_s, 10^{12} см$^{-2}$	μ, м^2/В · с	τ_c/τ_p	z_i, Å	k_F/q	q^{-1}, Å	N_{BI}, 10^9 см$^{-2}$
1	0.48	44.0	0.03	80	1.4	80	1.6
2	0.58	39.5	0.08	80	0.90	47	2.3
3	0.79	22.4	0.22	80	0.45	20	3.2
4	0.53	7.8	0.18	70	0.63	35	7.0
5	0.81	5.0	0.25	70	0.52	23	6.2

электрическом и квантующем магнитном полях. Времена релаксации, определяющие проводимость τ_p и температуру Дингла τ_c, отличаются тем, что в проводимость входит весовой множитель $(1-\cos\theta)$, из-за которого возрастает вклад от рассеяния на большие углы θ. Так, $\tau_c/\tau_p < 1$ [1]. Отношение величин τ_c и τ_p является функцией k_F/q, k_F — фермиевский волновой вектор электрона, q^{-1} — характерный размер рассеивающего центра (радиус экранирования).

Для объемных электронов и потенциала вида $v(r) \sim \exp(-qr)/r$ в борновском приближении задачи решается точно, и выражение для $\tau_c/\tau_p=f(k_F/q)$ приведено в [1]. Для двумерной электронной системы задача осложняется пространственным смещением рассеивающего (кулоновского) центра в область $z<0$ относительно границы раздела гетероперехода. В длинноволновом пределе $(0 \leqslant q \leqslant 2k_F)$ потенциал $v(r)$ имеет степенную зависимость от r: $v(r) \sim r^{-3}$ [9].

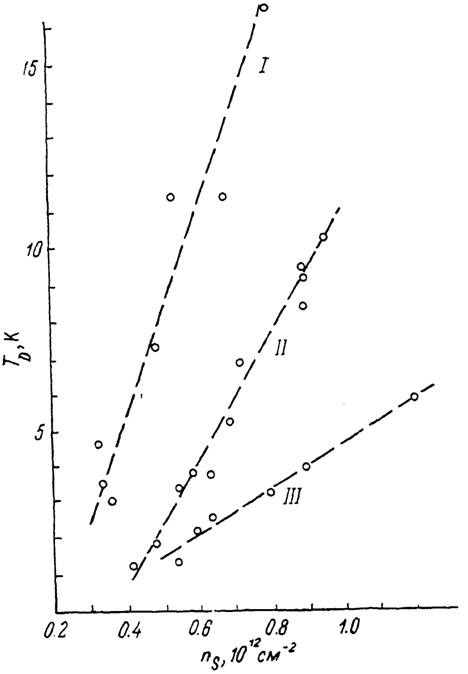

Рис. 1. Зависимость температуры Дингла T_D от концентрации электронов n_s.

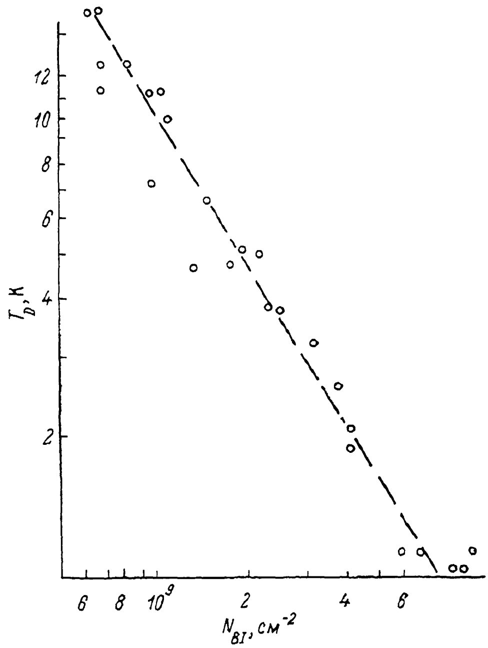

Рис. 2. Функциональная связь между «приведенной» плотностью поверхностных состояний N_{BI} и фактором нетеплового уширения уровней Ландау.

Функциональная связь τ_c/τ_p с k_F/q для различных толщин спейсера z_i численными методами установлена в [10].

По данным наших экспериментов (τ_c, τ_p, k_F и z_i) и результатам расчетов $\tau_c/\tau_p=f(k_F/q, z_i)$ [10] были выполнены оценки для ряда исследованных гетероструктур. Эти результаты сведены в табл. 1.

Используя связь T_D и τ_c и следствия теории релаксации $2D$-электронов [11], можно оценить приведенную к поверхностной концентрацию N_{BI} примесных состояний, дающих, согласно [12], основной вклад в ограничение подвижности μ. Исходя из того факта, что фононное рассеяние (μ_{ph}) контролируется примесным (μ_{BI}) и что при гелиевых температурах $\mu_{ph} \gg \mu_{BI}$, следует положить $\mu \equiv \mu_{BI}$. Выражение для μ_{BI} применительно к исследуемой гетеросистеме имеет вид [11]

$$\mu_{BI}=1.77\,(n_s/N_{BI})\,I^{-1}(\beta), \tag{4}$$

$$I^{-1}_{(\beta)}=1.26\beta^2+221\beta+0.74, \tag{5}$$

где $\beta=q/2k_F$, $n_s=10^{12}$ и $N_{BI}=10^9$ см$^{-2}$, $\mu=1.77$ см^2/В·с. По величинам n_s и T_D с учетом соотношений (4) и (5) установлена количественная функциональная связь между T_D и N_{BI}. Результаты представлены на рис. 2. Зависимость $T_D(N_{BI})$ близка к N_{BI}^{-1}.

Проанализируем полученные результаты. Прежде всего следует отметить, что ограничение длинноволнового предела $k_F/q \geqslant 0.5$ в используемом приближении [11, 12] обеспечивается с минимальным запасом, а для образца *3* не выполняется. Как и следовало ожидать, величины q^{-1} оказались весьма близки к значению радиуса экранирования для исследованного соединения ($\approx$50 Å). Имеющая место тенденция уменьшения q^{-1} (для ГСЛ 1-3) с ростом n_s обусловлена уменьшением k_F, что приводит к сужению области величин q, при которых экранирование эффективно [13].

В табл. 1 видна отчетливая корреляция между величинами q^{-1} и N_{BI}. Интересно сравнить данные для образцов *3* и *5*. Они выращены в одинаковых технологических режимах, но образец *3* выращен на сингулярной грани (001), а *5* — на вицинальной грани (угол разориентации 10°), и исходная поверхность подложки содержала 11 % углерода [14]. При близких величинах n_s и q^{-1} плотности рассеивающих центров N_{BI} различаются почти в 2 раза, что обеспечило существенную разницу в подвижностях.

Таблица 2

Параметр	Данные работ			
	[15]	[16]	[7]	[1]
$R_D \sim$	$\exp\left(-\frac{2\pi^2}{\omega\tau_c}\right)$	$\exp\left(-\frac{\pi^3}{2\omega\tau_c}\right)$	$\exp\left(-\frac{2\pi}{\omega\tau_c}\right)$	$\exp\left(-\frac{\pi}{\omega\tau_c}\right)$
$T_D \simeq$	$\frac{\hbar}{k\tau_c}$	$\frac{\pi\hbar}{4k\tau_c}$	$\frac{\hbar}{\pi k\tau_c}$	$\frac{\hbar}{2\pi k\tau_c}$
$\Delta\varepsilon\tau_c \simeq$	$\hbar$	$\frac{\pi}{4}\hbar$	$\frac{1}{\pi}\hbar$	$\frac{1}{2\pi}\hbar$

В заключение сделаем следующее методическое замечание. Понижающий множитель Дингла R_D (1), учитывающий нетепловое уширение уровней Ландау, в литературе определен неоднозначно. В табл. 2 сопоставляются выражения для R_D и T_D, взятые из известных нам литературных источников [1, 7, 15, 16]. В последней строке табл. 2 дано выражение для соотношения неопределенностей $\Delta\varepsilon = kT_D$ и τ_c. Неоднозначность связи T_D и τ_c не сказывается на результатах, полученных в настоящей работе (речь идет о величинах q^{-1}), поскольку в расчетах использовалось отношение $\tau_c/\tau_\mu = T_\mu/T_D$. Однако для расчетов абсолютных величин τ_c, а следовательно и q^{-1} и N_{BI}, коэффициент связи T_D и τ_c имеет существенное значение.

Автор выражает благодарность А. Я. Шику и Т. А. Полянской за обсуждение отдельных принципиальных вопросов работы и С. В. Колосовой и А. А. Денисову за техническую помощь.

Список литературы

[1] Шенберг Д. Магнитные осцилляции в металлах. М., 1986. 678 с.
[2] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.
[3] Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 706—709.
[4] Кадушкин В. И., Денисов А. А., Сеничкин А. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1702—1704.
[5] Munekata H., Mendez E. E., Jye Y., Esaki L. // II Int. Conf. on Modulated Semicond. Struct. Japan. Kioto, 1985. P. 567—571.
[6] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крещук А. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 2. С. 95—97.
[7] Sladek R. J. // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 817—826.
[8] Кадушкин В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1979. № 5. С. 60—65.
[9] Stern F. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. N 14. P. 546—548.

[10] Das Sarma S., Stern F. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 12. P. 8442—8444.
[11] Lee K., Shur M. S., Drummond T. J., Morkos H. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 11. P. 6432—6438.
[12] Алфёров Ж. И., Савельев И. Г., Устинов В. М., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1199—1203.
[13] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
[14] Кадушкин В. И., Сеничкин А. П. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1111—1113.
[15] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М., 1966. 416 с.
[16] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. Электронная структура металлов. М., 1973. 332 с.

Научно-исследовательский
технологический институт
Рязань

Получена 2.04.1990
Принята к печати 12.11.1990