

УДК 537.311; 621.315

ОСОБЕННОСТИ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs—Ga_{1-x}Al_xAs НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

*Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский, Ю. Е. Лозовик, Б. К. Медведев,
В. Г. Мокеров, Д. Ю. Родичев, С. М. Чудинов*

Исследован квантовый эффект Холла (КЭХ) в гетероструктурах GaAs—Ga_{1-x}Al_xAs на постоянном и переменном токе в интервале температур $0.1 \leq T \leq 4.2$ К в магнитных полях до 6.5 Тл до частот 1 ГГц. Показано, что особенности локализации электронов при $T < 1$ К на постоянном токе и разрушение плато на переменном токе связаны со свойствами случайного потенциала V_0 . По экспериментальным данным, средняя величина $V_0 \approx 0.7$ К.

В настоящее время в исследовании КЭХ достигнут значительный прогресс, однако остается еще целый ряд вопросов, не получивших достаточно полного объяснения. Одной из таких проблем, касающихся КЭХ, является изучение частотного отклика продольной σ_{xx} или холловской σ_{xy} проводимости на переменном токе. Экспериментально обнаружено, что в широком диапазоне частот от 10^2 до 10^{11} Гц наблюдается разрушение квантованных плато $\sigma_{xy} = ie^2/h$ (i — номер плато) на зависимости σ_{xy} от магнитного поля H или напряжения V_g на затворе МДП структуры, а также появление или исчезновение плато с целым или дробным номером [1-9]. В настоящее время установлено, что искажения формы плато на переменном токе в МДП структурах с управляющим электродом [1-3, 5] объясняются в основном емкостной связью между каналом и управляющим электродом и не отражают особенности характера движения носителей тока в канале на высоких частотах.

В ряде работ [6-10] показано, что причиной изменения частотного отклика в режиме КЭХ является возбуждение магнитоплазменных колебаний (МК), распространяющихся вдоль края 2D-канала. Однако возбуждение только магнитоплазменных волн в канале не может объяснить все многообразие типов искажений формы плато на высоких частотах.

Разрушение холловских плато на переменном токе в гетероструктурах, не имеющих управляющего электрода, очевидно, представляет собой новое физическое явление, связанное с режимом КЭХ. Значение частоты f , при которой наблюдается разрушение плато, может зависеть кроме размеров 2D-канала также от степени совершенства структуры, в частности от величины подвижности и величины случайного потенциала V_0 носителей тока в 2D-канале.

Другой актуальной проблемой, связанной с исследованием КЭХ, остается определение концентрации локализованных и протяженных состояний на уровнях Ландау и их зависимости от степени совершенства структуры, вида случайного потенциала, магнитного поля и температуры [11].

Настоящая работа посвящена изучению КЭХ на постоянном и переменном токах в гетероструктурах GaAs—Ga_{1-x}Al_xAs, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с концентрацией 2D электронов $n = (2.5-4) \cdot 10^{11}$ см⁻² и с подвижностью $\mu = 10 \div 60$ м²/Вс. Образцы для

измерений на постоянном токе имели стандартную холловскую геометрию. Измерения проводились в магнитном поле H до 65 кЭ при температурах $0.1 \leq T \leq 4.2$ К. Для измерений на переменном токе до частоты $f=1$ ГГц использовались образцы квадратной формы с размером 3.0×3.0 мм. Использовалась двухклеммная техника [12], в основе которой лежит равенство холловского напряжения и напряжения между стоком и истоком в режиме КЭХ [13].

Схема установки приведена на рис. 1. Генератор высокой частоты 1 через высокочастотный коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом нагружен на согласованную нагрузку R_H . Нагрузочное сопротивление конструктивно включено в качестве продолжения центральной жилы коаксиального кабеля и окружено цилиндрическим экраном, его величина составляет 50 Ом при гелиевых температурах. Высоко-

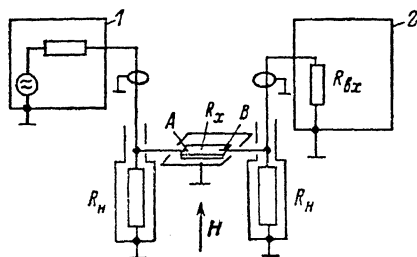


Рис. 1. Блок-схема установки для измерений проводимости сток—исток при высоких частотах тока.

1 — генератор высокой частоты, 2 — дифференциальный вольтметр, R_x — измеряемый образец. Точка А — исток, точка В — сток.

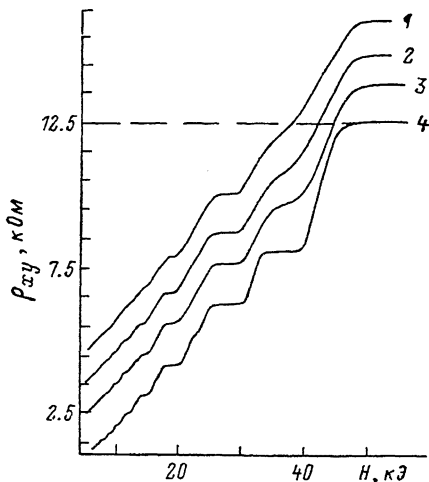


Рис. 2. Зависимости ρ_{xy} от H для образца с $n=3.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu=30 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T=2.4$ (1), 1.9 (2), 0.8 (3), 0.1 К (4).

1, 2, 3 смещены по оси ординат.

тный потенциал точки В без учета реактивных паразитных элементов равен

$$V_B^{\text{ВЧ}} = V_A^{\text{ВЧ}} (R_B/R_x) \sim \sigma (\sigma^{-1} \gg 50 \text{ Ом}),$$

где $V_{A,B}^{\text{ВЧ}}$ — амплитудное значение ВЧ сигнала в точках А, В, σ — проводимость.

У исследованных гетероструктур на постоянном токе наблюдалась последовательность холловских плато с номерами $i \geq 2$. Типичные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля при разных температурах для образца с $\mu=30 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ приведены на рис. 2. С понижением температуры число наблюдаемых плато КЭХ растет. С увеличением подвижности максимальный номер разрешаемого экспериментально плато увеличивается, достигая $i \approx 40$ при $\mu=60 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $T=0.3$ К. При этом в области $T < 1$ К у образцов с максимальными значениями μ разрешаются плато с нечетными номерами $i=3, 5, 7$. Ширина плато ΔH_i при увеличении номера плато уменьшается, зависимость ΔH_i от i близка к степенной и является более резкой для плато с нечетными номерами i (рис. 3, а). При уменьшении температуры ширина плато растет, в первом приближении линейно (рис. 3, б); при этом нечетные плато увеличиваются быстрее, чем четные. Для плато с одинаковой четностью номеров i производная $|\partial \Delta H_i / \partial T|$ уменьшается с ростом номера плато. При $T < 0.7$ К наблюдается быстрое нелинейное увеличение ширины плато (рис. 3, б).

Установлено, что у исследованных в настоящей работе образцов гетероструктур $\text{GaAs}-\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ зависимость холловской проводимости от

магнитного поля на частотах до $f \approx 10$ МГц совпадает с аналогичной зависимостью на постоянном токе.

На более высоких частотах наблюдаются искажения формы плато, начинающиеся с плато с минимальным номером i (в настоящей работе $i_{\min}=2$), и последовательно распространяются по мере повышения частоты на плато с более высокими номерами.

Изменение формы плато на высоких частотах происходит следующим образом: на зависимости сопротивления сток—исток $\rho_{\text{сн}}(H)$ левее и правее середины плато появляются соответственно максимум и минимум, которые по мере повышения частоты увеличиваются, достигают определенной величины и затем уменьшаются. При дальнейшем повышении частоты максимум и минимум исчезают и возникает наклонное «плато»,

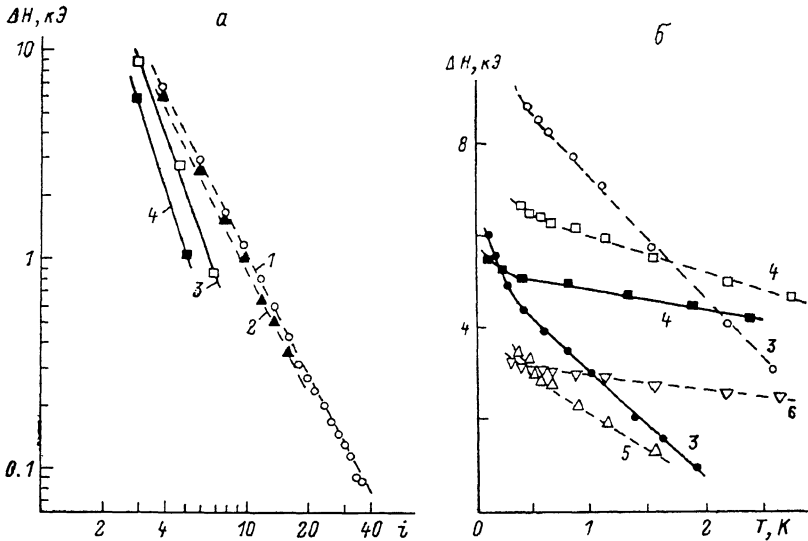


Рис. 3. Зависимости ширины плато ΔH_i от их номеров i (а; масштабы логарифмические) и температуры (б).

Светлые точки — для образца с $\mu=60 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n=2.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; темные — $30, 3.1 \cdot 10^{11}$. а: 1, 2 — четные i ; 3, 4 — нечетные i . $T=0.3$ (1, 3) и 0.1 К (2, 4); б: цифры у кривых — номера плато i .

наклон которого увеличивается с ростом частоты (рис. 4). При искажении плато вид зависимости $\rho_{\text{сн}}(H)$ на некоторой частоте f_i для плато с номером i качественно воспроизводится для плато с другим номером j на частоте $f_j = j f_i / i$. Таким образом, разрушение плато на высоких частотах происходит единообразно, резонансные кривые совпадают для разных плато на приведенных частотах f_i / i .

Наблюдающееся экспериментально последовательное изменение формы плато можно связать с дрейфом электронных и дырочных орбит в магнитном поле по замкнутым эквипотенциальным траекториям в поле случайного потенциала $2D$ -слоя. Сценарий изменения формы плато в этом случае теоретически рассмотрен в [14, 15]. Как показано в [15], характерная частота дрейфа $f_i^{(0)}$, соответствующая плато с номером i , составляет

$$f_i^{(0)} = \frac{V_0}{h} \left(\frac{\lambda_i}{a} \right)^2, \quad (1)$$

где V_0 , a — средняя глубина и средний размер потенциальных ям; $\lambda = \sqrt{\hbar^2 / e \bar{H}}$ — магнитная длина, относящаяся к середине i -го плато ($H = H_i$). Отсюда следует, что отношение

$$f_i^{(0)} / i = V_0 / a^2 n \hbar 2\pi \quad (2)$$

является постоянной величиной, зависящей только от концентрации $2D$ -электронов и характеристик V_0 и a случайного потенциала для данной

гетероструктуры. Наблюдающееся изменение формы плато КЭХ в зависимости от частоты согласуется с расчетами работы [15]. При дрейфе электронных или дырочных орбит по замкнутым эквипотенциальным траекториям в поле случайного потенциала с частотой, близкой к частоте дрейфа $f_i^{(0)}$, происходит поглощение энергии электромагнитной волны. Это явление напоминает поглощение энергии электромагнитной волны вблизи частоты диамагнитного резонанса в полупроводниках. Экспериментальное значение частоты, при которой наблюдается максимальное искажение формы плато, позволяет оценить масштаб случайного потенциала V_0 . Согласно [16, 17], наиболее крупномасштабные флуктуации потенциала слоя могут иметь размер $a \sim 10^3 \text{ \AA}$. Используя полученное значение $f_i/i \approx 70 \text{ МГц}$, по формуле (1), имеем $V_0 \approx 0.7 \text{ К}$.

Подчеркнем, что наиболее характерной особенностью дрейфового резонанса, наблюдавшегося в настоящей работе, является возникновение максимума на электронной половине плато (магнитное поле меньше поля, соответствующего середине плато в зависимости $\rho_{xy}(H)$) и минимума на дырочной, что соответствует теории [15]. Такой характер искажения плато нельзя связать с возбуждением краевых МК с характерной частотой $f \sim \delta_{xy}/p$ (p — периметр образца), которые обсуждались в работах [6-10]. Максимум искажения плато, связанный с МК, должен наблюдаться не по краям, а в центре плато, где минимально сопротивление ρ_{xx} и, следовательно, минимально затухание магнитоплазмена. Наблюдавшееся в настоящей работе разрушение плато на высоких частотах не исключает того, что возбуж-

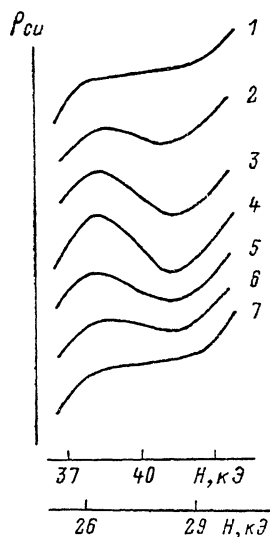


Рис. 4. Зависимости $\rho_{xx}(H)$ для плато с $i=4$ (верхняя шкала магнитных полей) и $i=6$ (нижняя шкала) при частотах измерительного тока через образец $f_i/i=2$ (1), 10 (2), 40 (3), 75 (4), 105 (5), 135 (6), 200 МГц (7).

дение МК вносит некоторый вклад в искажения плато, хотя вся картина последовательного разрушения плато не может быть объяснена в рамках одного только предположения о наличии МК. Отметим, что используемый режим возбуждения переменного тока в образце отличается от режима возбуждения МК в работах [7-9]. При непосредственном контакте центральной жилы входного коаксиального кабеля с образцом в настоящей работе был осуществлен переход коаксиал-полосковая линия, в результате чего переменное электрическое поле практически было однородно в плоскости $2D$ -слоя. Такой режим наиболее эффективен для возбуждения дрейфа электронов или дырок в ямах случайного потенциала по всей длине слоя. В противоположность этому бесконтактный режим возбуждения [7-9] создает более благоприятные условия для концентрации электрического слоя на периферии $2D$ -слоя, что связано с наличием экранирующего слоя $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ на верхней поверхности образца. Этот случай более характерен для возбуждения краевой магнитоплазменной волны, но не типичен для возбуждения дрейфового движения. В принципе возможно возбуждение МК, локализованными в ямах случайного потенциала, ограниченных эквипотенциалами $V(r)=\epsilon r$. Однако оценка показывает, что этот эффект может наблюдаться в реально достижимых статических магнитных полях лишь при $a \geq 10^4 \text{ \AA}$. При этом частоты резонанса $f \geq 10^{11} \text{ Гц}$.

Экспериментальные зависимости ширины плато ΔH_i от номера и температуры (рис. 3, а, б) отражают изменение соотношения между числом локализованных и протяженных состояний на уровнях Ландау. Эти за-

зависимости можно проанализировать на основе следующей модели. В настоящее время [11] принято считать, что при $T=0$ К протяженные состояния расположены в некотором интервале энергий $\Delta\varepsilon_i$ в центре уровня Ландау, ширина которого зависит от величины $\omega_c\tau$ (ω_c — циклотронная частота, τ — время релаксации). Границами этого интервала являются соответствующие пороги подвижности для электронов и дырок. При конечной температуре число протяженных состояний увеличивается на число состояний Δn , термически делокализованных вблизи порога протекания [18]. Появление дополнительных протяженных состояний эквивалентно сдвигу порога подвижности и расширению интервала $\Delta\varepsilon_i$ на величину, пропорциональную Δn . При температурах, меньших амплитуды случайного потенциала V_0 , величина $\Delta n \sim \exp(-V_0/kT)$. В этом случае интервал $\Delta\varepsilon_i$ может быть записан в виде

$$\Delta\varepsilon_i = \varphi_i(\omega_c\tau, n) + \psi_i(\omega_c\tau, n) e^{-V_0/kT}, \quad (3)$$

где φ_i, ψ_i — некоторые функции $\omega_c\tau$ и n . При $kT > V_0$ дополнительный барьер $\sim V_0$ на пороге подвижности снимается и полоса термической активации расширяется на величину kT за порог протекания. В этом случае интервал $\Delta\varepsilon_i$ может быть записан в виде

$$\Delta\varepsilon_i = \varphi_i(\omega_c\tau, n) + \xi_i(\omega_c\tau, n) kT. \quad (4)$$

Наблюдающиеся в КЭХ плато соответствуют интервалам магнитных полей, на границах которых уровень Ферми совпадает с порогами протекания, ограничивающими щель подвижности между двумя ближайшими уровнями Ландау.

Предполагая, что интервал $\Delta\varepsilon_i$ протяженных состояний расположен симметрично относительно центра i -го уровня Ландау, можно показать, что

$$\Delta H_i = \frac{4m_c c}{e\hbar} \frac{\left(1 - \frac{g}{2}\right) \varepsilon_F - \frac{i}{4} (\Delta\varepsilon_i + \Delta\varepsilon_{i+1}) + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{g}{2}\right) (\Delta\varepsilon_{i+1} + \Delta\varepsilon_i)}{i^2 - (1 - |g|/2)^2} \quad (5)$$

для плато с четными номерами $i=2, 4, 6, \dots$,

$$\Delta H_i = \frac{2m_c c}{e\hbar} \frac{\varepsilon_F |g| - \frac{i}{2} (\Delta\varepsilon_i + \Delta\varepsilon_{i+1}) + \frac{g}{4} (\Delta\varepsilon_{i+1} - \Delta\varepsilon_i)}{i^2 - g^2/4} \quad (6)$$

для плато с нечетными номерами $i=1, 3, 5, \dots$. Здесь m_c, g — циклотронная масса и g -фактор $2D$ -электронов.

Для $2D$ -электронов гетероструктуры GaAs—Ga_{1-x}Al_xAs $m_c=0.07$ и $g=-0.4$ [11]. Полученные для ΔH_i выражения (5), (6) вместе с (3), (4) для $\Delta\varepsilon_i$ позволяют объяснить экспериментальные зависимости. Действительно, согласно (3)—(6), переход к нелинейной зависимости ΔH_i от T должен наблюдаться при $kT < V_0$, т. е. в области температур $T < 0.7$ К, что соответствует экспериментальным данным (рис. 3, б). Формулы (5), (6) объясняют также уменьшение величины $|\partial\Delta H_i/\partial T|$ в области линейной зависимости ΔH_i от T для плато с номерами одной четности при увеличении i , а также уменьшение этой величины при переходе от нечетных плато к четным и резкое уменьшение ширины нечетных плато с ростом i (рис. 3, а).

Хотя аналитический вид функций φ_i, ψ_i и ξ_i , зависимость которых от n определяется эффектами нелинейного экранирования [18], неизвестен, тем не менее зависимость ΔH_i от i удается описать достаточно точно количественно при простом предположении, что $\Delta\varepsilon_i$ не зависит от i и магнитного поля. Большой наклон зависимостей $\Delta H_i(i)$ (рис. 3, а) для нечетных номеров i по сравнению с четными указывает на увеличение g -фактора в магнитном поле.

- [1] Pepper M., Wakabayashi J. // J. Phys. C. 1983. V. 16. N 4. P. L113—L116.
- [2] McFadden C., Long A. P., Myron H. W. et al. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 17. P. L439—L444.
- [3] Powell T. J., Newberry R., Long A. P. et al. // J. Phys. C. 1985. V. 18, N 17. P. L497—L501.
- [4] Goldberg B. B., Smith T. P., Heinblum M., Stiles P. J. // Surf. Sci. 1986. V. 170. N 1—2. P. 180—190.
- [5] Kuchar F., Meisels R., Weimann G., Schlapp W. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 4. P. 2965—2971.
- [6] Говорков С. А., Резников М. И., Медведев Б. К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 5. С. 252—255.
- [7] Говорков С. А., Резников М. И., Сеничкин А. П., Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 8. С. 380—382.
- [8] Галченков Л. А., Гродневский И. М., Камаев А. Ю. и др. // Препринт № 13 (472), ИРЭ АН СССР. 1987.
- [9] Говорков С. А., Мокеров В. Г., Медведев Б. К. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 226—231.
- [10] Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 2. С. 96—98.
- [11] Рашба Э. И., Тимофеев В. Б. // ФТП. 1986. Т. 20. № 6. С. 977—1024.
- [12] Fang F. F., Stiles P. J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 10. P. 6487—6498.
- [13] Rendell R. W., Girvin S. M. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 12. P. 6610—6621.
- [14] Лозовик Ю. У., Фарзудинов В. М., Геворкян Ж. С. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 4. С. 153—155.
- [15] Апенко С. М., Лозовик Ю. Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 2. (8). С. 573—588.
- [16] Пудалов В. М., Семенчинский С. Г. // Поверхность. 1984. Т. 4. № 4. С. 5—28.
- [17] Хайкин М. С., Трояновский А. М., Эдельман В. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 4. С. 193—196.
- [18] Ando T., Murayama Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1985. V. 53. N 4. P. 44—69.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
17 марта 1988 г.
В окончательной редакции
22 июля 1988 г.