

СТИМУЛИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ОСЦИЛЛЯЦИИ СТАЦИОНАРНОЙ ЭДС В СИСТЕМЕ ВЫРОЖДЕННЫХ 2D—3D-ЭЛЕКТРОНОВ

Кадушкин В. И.

Исследована стационарная ЭДС, генерируемая структурой с двумерным электронным газом в режиме квантового эффекта Холла. Показано, что эта ЭДС имеет два компонента, один из которых монотонно, а другой осциллирующим образом зависит от магнитного поля. Причем осциллирующий компонент ЭДС асимметричен по отношению к квантовым осцилляциям поперечного магнитосопротивления и подчиняется тем же закономерностям, что и последний. Предложен механизм асимметричных осцилляций стационарной ЭДС, основывающийся на модели двумерного электронного газа, контактирующего с резервуаром объемных электронов. Осцилляции стационарной ЭДС обусловлены обменом электронами между 2D-каналом и резервуаром при сканировании уровня Ферми уровнями Ландау (в условиях резонанса) при изменении магнитного поля. Асимметрия возникает из-за перераспределения электронов на уровни Ландау, лежащие под уровнем Ферми, обусловленного изменением функции плотности состояний в магнитном поле.

Выполнены оценки величины амплитуды ЭДС, обусловленной изменением плотности электронных состояний за один цикл сканирования уровнем Ландау уровня Ферми. Численные значения хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В работах [1, 2] были обнаружены «нулевые» осцилляции (НО) в полупроводниковых системах с вырожденными двумерными электронами, которые были в дальнейшем исследованы авторами [3–6]. Суть явления состоит в возникновении постоянной (осциллирующей с магнитным полем B) ЭДС $\bar{V}^{(0)}$ на контактах к образцу с двумерными электронами в отсутствие тока («тянущего» поля) внешнего источника. Этот эффект безотносителен к способу реализации двумерного канала (полупроводниковые гетеросистемы на основе соединений $A^{III}B^V$ и МДП структуры) виду технологии (жидкофазная или эпитаксия из молекулярных пучков), топологии тестовых образцов (холловские мосты, геометрия Ван-дер-Пау и Корбино) [1–6].

Единой точки зрения на происхождение НО нет: согласно [5], они связаны с детектированием контактирующей 2D—3D-электронной системы наводки от внешних частей измерительной цепи, а авторы [3] причину НО видят в наводке на образец от нестабильности (затухания) магнитного поля соленоида или излучения от низкотемпературного окружения образца. Отсутствует в цитированных работах и удовлетворительное объяснение механизма НО.

Исследования особенностей $\bar{V}^{(0)}(B, \nabla)$, выполненные на серии гетероструктур $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ [7] с применением RC-фильтров и возбуждением образца искусственной наводкой ∇ в широком спектре частот и уровней возбуждения, подтвердили точку зрения авторов [5] на источник ЭДС НО. Одновременно с этим обращено внимание на следующие обстоятельства. Прежде всего это наличие двух компонентов в ЭДС $\bar{V}^{(0)}$, первый из которых $V^{(0)}(0)$ уже существует при $B=0$ и который сложным образом зависит от магнитного поля, что показано на рис. 1 и в данных цитированных работ [1–6]. Второй компонент $\bar{V}^{(0)}(B)$ имеет

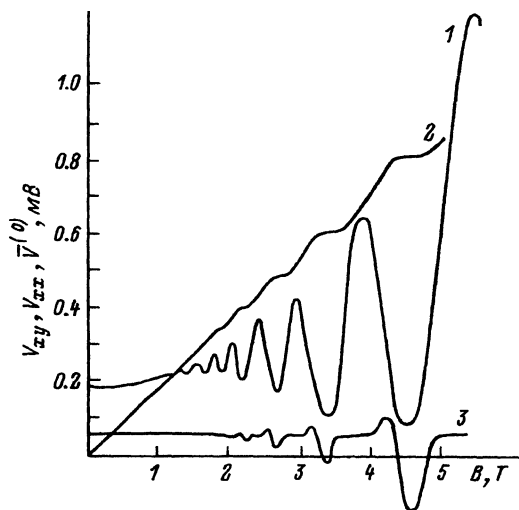


Рис. 1. Осцилляции компонент V_{xy} (1), V_{xx} (2) и $V^{(0)}$ (3) в режиме КЭХ структуры № 626 ($n_s = 7.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 10.5 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) при $T = 4.2 \text{ К}$.

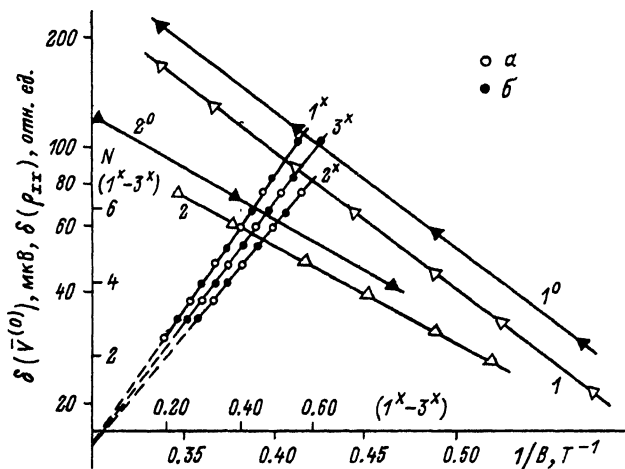


Рис. 2. Иллюстрация идентичности свойств осцилляций $\bar{V}^{(0)}$ и $\delta(\rho_{xx})$ в магнитном поле.

Совпадение периодов $\Delta(1/B) = 1^x - 3^x$ (а — минимумы $\bar{V}^{(0)}$ (В), (б — экстремумы ρ_{xx}), равенство фаз и характера затухания амплитуды $\delta(1/B)$. 1, 2 — $\delta(\rho_{xx})$, $1^0, 2^0$ — $\delta(\bar{V}^{(0)})$. 1, 1^x — структура № 627 ($n_s = 6.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 15.0 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), 2, 2^0 и 2^x — № 624 и 3^x — № 626.

осциллирующую зависимость от магнитного поля. Далее вид кривых $\bar{V}^{(0)}(B)$ в зависимости от физических условий опыта квантового эффекта Холла (КЭХ) существенно различается. Для структур с обычными осцилляциями Шубникова—де-Гааза (ШДГ) $\bar{V}^{(0)}(B)$ имеет форму косинусоподобных осцилляций, идентичных осцилляциям ρ_{xx} [2, 3]. Для структур, реализующих режим КЭХ, форма $\bar{V}^{(0)}(B)$ имеет нерегулярную (асимметричную) структуру (см. рис. 1, а также [5-7]).

Сопоставительный анализ осцилляций $\bar{V}^{(0)}$ и ρ_{xx} , выполненный для исследованных структур и представленный на рис. 2, позволил заключить, что НО — это существенно квантовый эффект, присущий двумерным электронам в квантующих магнитных полях. В самом деле, затухание осцилляций характеризуется

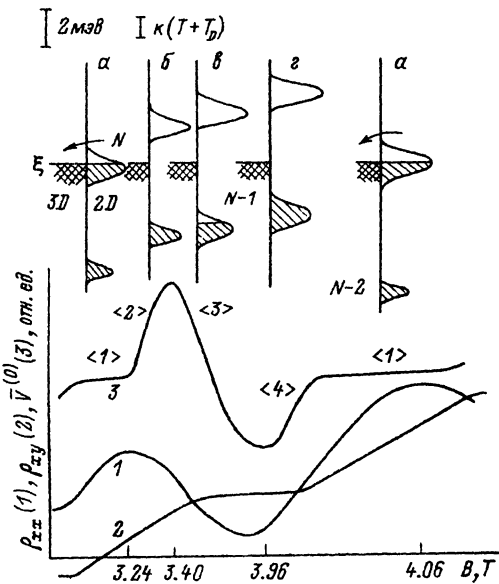


Рис. 3. Фрагмент осциллирующих кривых ρ_{xx} (1), ρ_{xy} (2) и $\bar{V}^{(0)}$ (3) структуры № 798 ($n_s = -3.46 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 21.3 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) и скоростные диаграммы (а—г) сканирования уровня Ферми ξ резонансными состояниями ($N+1$) и N , поясняющие возникновение асимметрии в осцилляциях $\bar{V}^{(0)}$.

одинаковой температурой Дингла, что проявляется в одинаковом наклоне зависимостей $\delta(\rho_{xx})$ и $\delta(\bar{V}^{(0)})$ в функции $1/B$ (зависимости 1, 2 и 1⁰, 2⁰). Более того, осцилляции $\bar{V}^{(0)}$ и ρ_{xx} имеют одинаковый период $\Delta(1/B)$ и фазу $\varphi = -0.3\pi$ (зависимости 1^x—3^x).

Для объяснения осциллирующей зависимости $\bar{V}^{(0)}(B)$ используем модель двумерного газа электронов, контактирующего с резервуаром объемных электронов. (Это могут быть ионизованные доноры в тройном соединении $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (Si) и/или объемные контакты с металлической проводимостью).

Эта модель развита в [7] и неоднократно привлекалась к объяснению наличия плато холловского сопротивления. Движение уровня Ландау относительно уровня Ферми обусловлено двумя причинами. Первая — это монотонное увеличение энергии $\hbar\omega(N + \frac{1}{2})$ с ростом B относительно потенциала двумерного газа. Вторая состоит в том, что потенциал двумерного газа относительно уровня Ферми ξ также зависит от B , ибо стабилизация уровня Ландау на уровне Ферми в условиях резонанса достигается притоком электронов из резервуара на уровень Ландау или, наоборот, в резервуар. Именно это и является причиной осциллирующей зависимости $\bar{V}^{(0)}(B)$ и ее асимметрии.

Есть еще одно обстоятельство, специфичное для квантующих магнитных полей. Плотность состояний на уровне Ландау является функцией магнитного поля. Уровень Ландау, находящийся под уровнем Ферми, с ростом B , перемещаясь вверх по шкале энергий, приобретает возможность локализовать электроны, а при уменьшении магнитного поля плотность состояний на уровне Ландау уменьшается. В объемных полупроводниках это сопровождается перераспределением электронов между уровнями Ландау. В двумерной системе в режиме КЭХ эта ситуация приводит к дополнительному обмену электронами между уровнем Ландау, находящимся под уровнем Ферми, и резервуаром.

Рассмотрим механизм возникновения асимметричных осцилляций $\bar{V}^{(0)}(B)$ более подробно (рис. 3). Пусть первоначальная ситуация (а) соответствует величине магнитного поля такого, что полностью заполненный N -уровень Ландау [размытый на $k(T + T_D)$ из-за температурного и столкновительного уширения] выходит на уровень Ферми (магнитное поле увеличивается). При этом убывание потенциала $2D$ -электронного газа из-за опустошения уровня Ландау полностью компенсируется увеличением энергии $\left[\hbar\omega(N + \frac{1}{2}) \right]$. На кривой $\bar{V}^{(0)}(B)$ плато (1) соответствует максимумам осцилляций ρ_{xx} (ситуация а). При полном опустошении N -уровня и выходе его за уровень Ферми (участок (2)—б) происходит увеличение потенциала из-за $\hbar\omega(N + \frac{1}{2})$. Одновременно на $(N-1)$ -уровне, ко-

торый подтягивается к уровню Ферми, возрастает плотность состояний и появляются вакантные для электронов из резервуара места (ситуация *в*). Переход последних на $(N - 1)$ -уровень (как это показано стрелкой) также повышает потенциал двумерного газа. Спад $\langle \beta \rangle$ — это результат резкого уменьшения вероятности рассеяния вдали от резонанса в обычных осцилляциях ШдГ. С увеличением магнитного поля (ситуация *г*) возрастает потенциал $(N - 1)$ -уровня двумерного газа за счет увеличения $\hbar\omega (N + \frac{1}{2})$ до момента (по магнитному полю) касания $(N - 1)$ -уровнем Ландау уровня Ферми ξ (участок $\langle 4 \rangle$). Зависимость $\bar{V}^{(0)}(B)$ выходит при этом на новое плато $\langle 1 \rangle$ и цикл повторяется. Существенно отметить, что смена условий $\langle 3 \rangle$ на $\langle 4 \rangle$ соответствует холловскому плато на зависимости $V_{xy}(B)$, т. е. условиям неизменности концентрации $2D$ -электронов на уровне Ферми.

Выполним оценки ожидаемой величины $\bar{V}^{(0)}(B)$ за один цикл сканирования уровнем Ландау уровня Ферми. Для этого воспользуемся выражением для приращения плотности состояний на N -уровне Ландау в магнитном поле B при изменении энергии на $\hbar\omega = \varepsilon_N - \varepsilon_{N-1} \cdot \Delta n_s (e/m^*) B$ [8]. Учитывая емкость обедненного слоя $C = \varepsilon\varepsilon_0/d$, где ε — диэлектрическая постоянная тройного соединения, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, а d — эффективная толщина (спейсер плюс область ОПЗ в $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), имеем

$$\bar{V}^{(0)}(B) \equiv \frac{q}{C} = \frac{Ne^2Bd}{\varepsilon\varepsilon_0m^*}.$$

В условиях нашего эксперимента (рис. 1) для $N \simeq 3 \div 4$, $B \simeq 4 \div 5$ Т и $d \simeq 200 \text{ \AA}$ получим $\bar{V}^{(0)}(B) \simeq 100 \div 200$ мкВ, что весьма близко к наблюдаемым амплитудным значениям $\bar{V}^{(0)}(B)$.

Уместно следующее замечание по предложенной гипотезе механизма асимметричных осцилляций ЭДС $\bar{V}^{(0)}(B)$ в режиме КЭХ. В объемных полупроводниках по мере опускания N -уровня Ландау (в условиях, близких к резонансу) электроны переходят на $(N - 1)$ -уровень из-за возрастающей на нем плотности состояний. В двумерном случае оказывается более вероятным переход между $2D$ -электронами и $3D$ -резервуаром, чем переход между N - и $(N - 1)$ -уровнями в $2D$ -электронном газе напрямую. Доказать причину поддержания такого энергетически невыгодного состояния по отношению к частично незаполненному $(N - 1)$ -состоянию затруднительно. Возможно, что такое метастабильное состояние обеспечивается пространственным разделением свободных состояний на $(N - 1)$ -уровне и $3D$ -состояний резервуара в легированном слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (Si).

Таким образом, привлечение модели контакта $2D$ -электронного газа и резервуара объемных электронов [7] позволило естественно и последовательно объяснить асимметрию и оценить амплитуду осцилляций стационарной ЭДС, стимулированной внешней наводкой и инициированной магнитным полем в режиме КЭХ, хотя не исключено, что объяснение осцилляций $\bar{V}^{(0)}(B)$ связано, возможно, с особенностями свойств контакта $2D$ — $3D$ -электронов [9] или доменной структурой $2D$ -электронов в квантующем магнитном поле [10, 11].

Творческое общение и дискуссии с А. Я. Шиком и И. И. Сайдашевым способствовали формированию изложенных в работе представлений, за что автор приносит им искреннюю благодарность. Автор благодарен также В. М. Скороходову, указавшему на некоторые недочеты в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Веселаго В. Г., Заварицкий В. Н., Нунупаров М. С., Беркут А. П. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 4. С. 382—384.
- [2] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крещук А. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 2. С. 95—98.
- [3] Grassie A. D. C., Lakrimi M., Hutchings K. M., Harris I. I., Foxon C. T. // *Semicond Sci. Techn.* 1988. V. 3. P. 983—987.
- [4] Kane V. E., Tsui D. C., Weimann G. // *Surf. Sci.* 1988. V. 196. N 1-3. P. 183—187.
- [5] Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1110—1113.
- [6] Brandt N. B., Kulbachinskii V. A., Kaduskin V. I., Losovik Yu. E. // *Phys. St. Sol. (b)*. 1991. V. 163. P. K15—K18.
- [7] Кадушкин В. И., Фомичев С. И. // ФТП. 1992. Т. 26. В. 5. С. 811—817.
- [8] Baraff G. A., Tsui D. C. // *Phys. Rev. B*. 1981. V. 24. N 4. P. 2274—2277.
- [9] Kliros G., Jannussis A. // *Nuovo Cimento*. 1988. V. 10D. N 10. P. 1171—1180.
- [10] Петросян С. Г., Шик А. Я. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1113—1116.
- [11] Von Klitzing K., Ebert G. // *Two-Dimensional Syst. Heterostruct. a. Superlatt. Proc. of the Int. Winter school Mautendorf* / Ed. by G. Bauer, F. Kuchar, H. Heinrich. N. Y., 1984. P. 242—251.

Научно-исследовательский
технологический институт
Рязань

Получена 23.01.1991
Принята к печати 24.10.1991