

## ФАЗА ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОКИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВЫРОЖДЕННЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Кадушкин В. И., Кульбачинский В. А.

Проанализированы квантовые осцилляции Шубникова—де-Гааза селективно легированных гетероструктур с  $2D$ -электронами  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с концентрациями носителей тока от  $3.46 \cdot 10^{11}$  до  $15.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (всего более 20 структур) в диапазоне магнитных полей до 8 Т и гелиевых температурах. Установлено, что имеется две группы структур, одни с начальной фазой осцилляций  $0.3\pi$  и другие —  $0.5\pi$ , что близко к теоретической величине  $0.25\pi$  для объемных и  $0.5\pi$  для двумерных электронов.

Установлено, что, как и в случае объемных полупроводников, осцилляции ЭДС ФМЭ опережают по фазе осцилляции поперечного магнитосопротивления.

1. Квантовые осцилляции типа Шубникова—де-Гааза (ШдГ) кинетических коэффициентов позволяют получить ценную информацию о динамических свойствах и энергетических параметрах вырожденных электронов в двумерных системах [1].

Относительно высокая концентрация носителей (объемный эквивалент  $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и умеренные по величине магнитные поля ( $B \ll 10 \text{ Т}$ ) часто не обеспечивают достижение квантового предела, что приводит к определенному произволу в идентификации осцилляционных экстремумов  $1/B = f(N)$  ( $N$  — номер магнитной подзоны Ландау). Это не сказывается на определении величины периода осцилляций  $\Delta(1/B)$  и соответствующих параметрах: концентрации двумерных носителей  $n$  и энергии Ферми  $\xi$ , но проявляется в смещении зависимости  $1/B = f(N)$  относительно  $N=0$ . При этом возникает неоднозначность в определении величины фазы осцилляций  $\varphi$ . Например, в [2]  $\varphi$  принимает значения от  $-2\pi$  до  $-3\pi$ , в [3–5]  $\varphi = -0.16\pi, -0.61\pi$  и  $-0.84\pi$  соответственно.

Спиновое расщепление экстремумов осложняет ситуацию. Так, сохранение шага по  $N$  при построении функциональной зависимости  $1/B = f(N)$  в области спинового расщепления экстремумов приводит к появлению характерного излома, который может вызываться лишь изменением концентрации носителей, что не соответствует действительным условиям эксперимента [6]. Имеет место неоднозначность идентификации осцилляционных экстремумов: в работах [2, 7, 8] целочисленные значения  $N$  соответствуют максимумам магнитосопротивления, а в [9–11] — минимумам магнитосопротивления. В работе Шалыта и Эфроса [12] показано, что, когда уровень Ландау совпадает с уровнем Ферми, компоненты тензоров  $\rho_{xx}$  и проводимости  $\sigma_{xx}$  имеют максимум. Таким образом, целочисленным  $N$  соответствуют максимумы осцилляций, что наблюдается экспериментально [13, 14].

Квантовая добавка к тензору поперечного магнитосопротивления осциллирует по закону

$$\delta \sim \cos\left(\frac{2\pi\xi}{\hbar\omega} + \varphi\right), \quad (1)$$

причем для объемных электронов  $\varphi = -\pi/4$  [15, 16], а для двумерных  $\varphi = -\pi/2$  [17] либо  $\varphi = -\pi$  [9].

В настоящей работе проведен сопоставительный анализ осцилляций ШдГ поперечных кинетических коэффициентов вырожденных электронов двумерных полупроводниковых систем. С этой целью выполнены измерения осцилляций

$\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  гетероструктур  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Эти данные сравниваются с результатами анализа осцилляций ШдГ  $n\text{-InSb}$ , измеренных ранее [14, 18], и результатами анализа осцилляций ШдГ из некоторых публикаций.

2. На рис. 1 показаны типичные осцилляции ШдГ компонент  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  некоторых образцов (всего исследовано более 20 гетероструктур с  $n$  от  $3.46 \cdot 10^{11}$  до  $1.52 \cdot 10^{12}$   $\text{см}^{-2}$  при  $T=4.2$  К). Видные характерные особенности: на структуре,

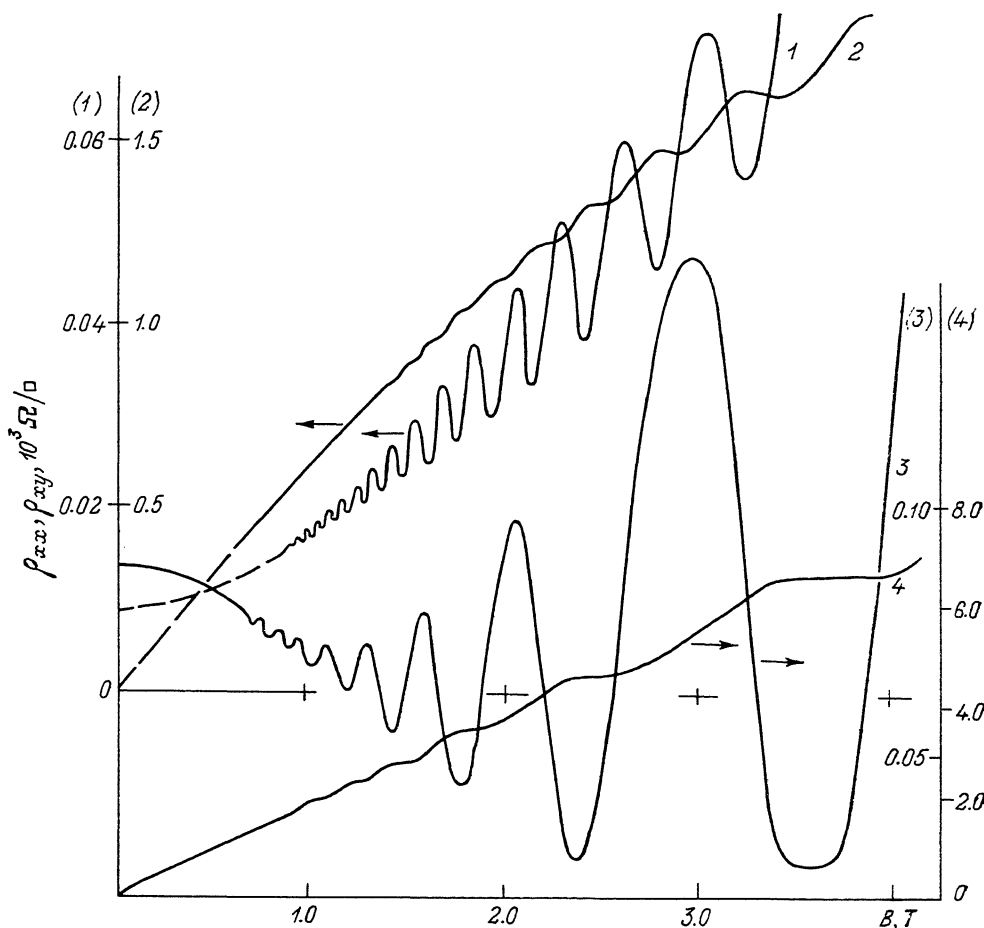


Рис. 1. Осцилляции  $\rho_{xx}$  (1, 3) и  $\rho_{xy}$  (2, 4) у гетероструктур с разными концентрациями двумерных электронов.

$n \cdot 10^{12}$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1, 2 — 0.89; 3, 4 — 0.34.  $T=4.2$  К.

для которой реализуются шубниковские осцилляции,  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  находятся в противофазе (кривые 1, 2), кривые 3, 4 показывают режим квантового эффекта Холла.

Воспользовавшись известными соотношениями между компонентами тензоров  $\rho_{ij}$  и  $\sigma_{ij}$

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (2)$$

вычислили компоненты  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$ . Осцилляции  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$  (рис. 2) обнаруживают хорошую периодичность по  $1/B$  и коррелированы по экстремумам с осцилляциями компонент  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$ , что совпадает с данными для объемных полупроводников [13, 14].

По известному выражению для положений максимумов осцилляций  $1/B_N = (N+1/2)\Delta(1/B)$  [12, 19] найдены положения  $1/B_N$  для  $N=3 \div 10$ . На рис. 2 они отмечены вертикальными линиями.

Результаты графического анализа осцилляций, выполненного по методу [13], представлены на рис. 3. Целочисленные значения соответствуют максимумам, а  $N+1/2$  — минимумам осцилляций (положения узловых точек не показаны, но они хорошо укладываются на приведенные зависимости).

Аппроксимация зависимостей  $1/B=f(N)$  рис. 3 на область  $1/B=0$  дает значение фазы  $\varphi=-0.3\pi$ . Другая серия структур обнаруживает осцилляции с фазой  $\varphi \approx -0.5\pi$ .

В опытах с объемными полупроводниками было установлено, что осцилляции фотомагнитного эффекта ЭДС ФМЭ опережают по фазе осцилляции магнитосо-

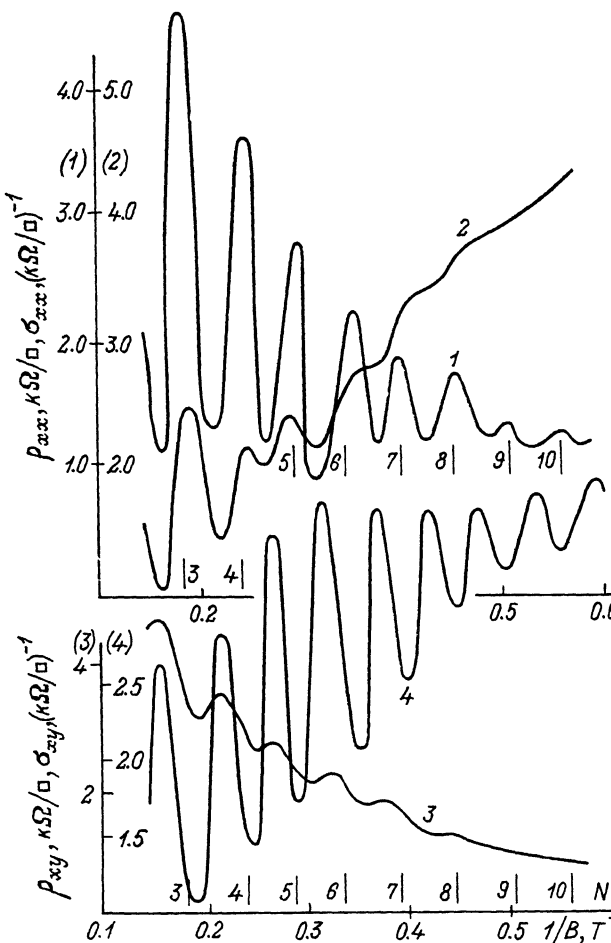


Рис. 2. Иллюстрация синфазности осцилляций диагональных ( $\rho_{xx}$  и  $\sigma_{xx}$ ) и недиагональных ( $\rho_{xy}$  и  $\sigma_{xy}$ ) компонент тензоров магнитосопротивления (1, 3) и проводимости (2, 4).

Структура с  $n=9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $T=4.2 \text{ К}$ .

противления [26]. На рис. 4, где представлены результаты графического анализа осцилляций ЭДС ФМЭ и  $\rho_{xx}$ , этот эффект изображается для гетероструктуры с  $2D$ -электронами (кривые 1) для объемного  $n$ -InSb зависимостями 2 (наши данные) и 3 (из [26]).

Согласно способу идентификации, использованному в работах [9–11], резонансы минимумов магнитосопротивления имеют место в  $B_v=2\pi\hbar n/ev$ , что соответствует условию не в виде (1), а в виде  $\xi=\hbar\omega/2v$  и  $v=2N+1$ . Естественно, что полученным  $N$  для минимумов осцилляций  $\rho_{xx}$  соответствуют четные  $v$  с шагом (при  $\Delta N=1$ )  $\Delta v=2$ .

Таким образом, следует заключить, что осцилляциям магнитосопротивления и ЭДС ФМЭ типа ШдГ селективно легированных гетеросистем с  $2D$ -электронами

присущи свойства, идентичные объемным электронам. В структурах, где реализуются условия чисто шубниковских осцилляций, осцилляции  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  противо-

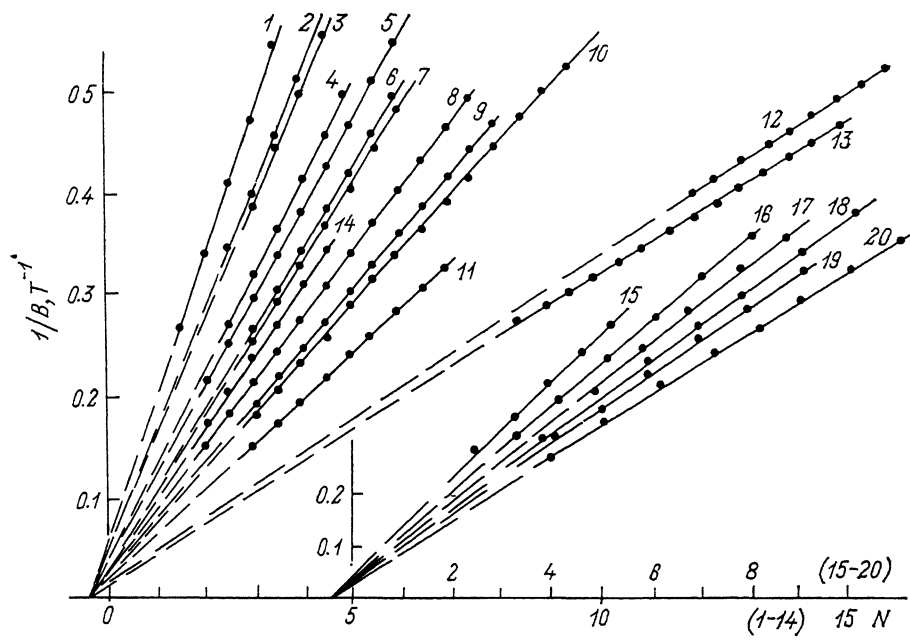


Рис. 3. Положение экстремумов осцилляций в зависимости от  $N$ .

Концентрации электронов  $n \cdot 10^{11}$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 4 — 4.8; 5 — 5.5; 7 — 6.3; 9 — 8.5; 10 — 9.0; 12 — 15.2; 15 — 5.3; 16 — 5.8; 17 — 6.3; 18 — 6.9; 19 — 7.2; 20 — 7.9 (данные настоящей работы). Данные работ: 1 — [20], 2 — [\*] (InAs/GaSb), 3 — [21], 6 — [22], 8 — [23], 11 — [24], 13 — [25] (Si-SiO<sub>2</sub>), 14 — [26] (n-GaAs).

фазы. Осцилляции соответствующих компонент магнитосопротивления и проводимости совпадают по фазе. Положения экстремумов по магнитному полю

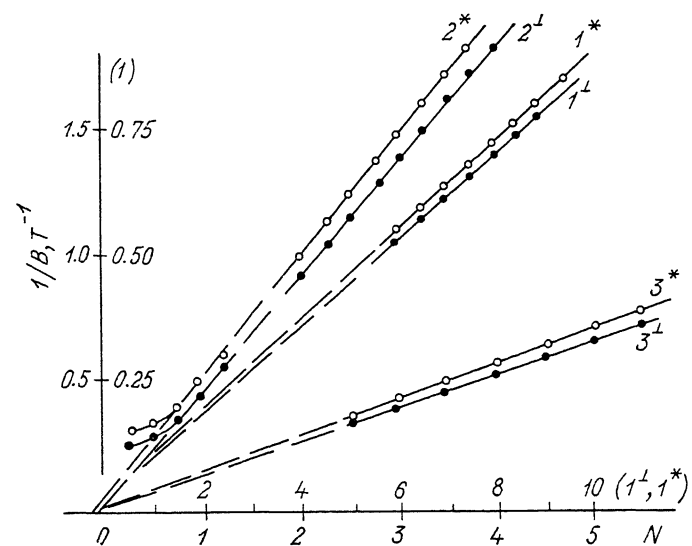


Рис. 4. Иллюстрация эффекта опережения по фазе ЭДС ФМЭ ( $1^* - 3^*$ ) осцилляций поперечного магнитосопротивления ( $1^L - 3^L$ ).

$1^*$ ,  $1^L$  —  $n = 5.6 \cdot 10^{11}$   $\text{см}^{-2}$ ;  $2^*$ ,  $2^L$  —  $n = 1.8 \cdot 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  ( $n$ -InSb),  $3^*$ ,  $3^L$  —  $n = 1.1 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-3}$  ( $n$ -InSb).

описываются теорией проводимости вырожденных электронов в квантующем магнитном поле (независимо от реализации режима КЭХ). Значение величины фазы осцилляций близко к значению  $-\pi/2$ .

- [1] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. // Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [2] Razeghi M., Duchemin J. P. // The Int. Winter School. Berlin, 1984. P. 100—114.
- [3] Yoshino Y., Sakaki H., Hotta T. // Surf. Sci. 1984. V. 142. P. 326—331.
- [4] Chang L. L., Mendez E. E., Kawai N. J., Esaki L. // Surf. Sci. 1982. V. 113. N 1—3. P. 306—342.
- [5] Stormer H. L., Dingle R., Gossard A. C., Wiegmann W., Sturge M. D. // Sol. St. Commun. 1979. V. 29. P. 705—709.
- [6] Копьев П. С., Леденцев Н. И., Устинов В. М. // Тр. IV Всес. конф. по физическим процессам в полупроводн. гетероструктурах. Минск, 1986. Т. 1. С. 100.
- [7] Inoue K., Sakaki H., Toshino J., Hirakawa K. // II Int. Conf. «Modulated Semicond. Struct.». Japan, Kyoto, 1985. P. 549—554.
- [8] Блюмина Н. Г., Денисов А. Г., Крещук А. М., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдашев И. И., Сенчикин А. П., Шмарцев Ю. В. // ФТТ. 1985. Т. 19. В. 1. С. 164—167.
- [9] Ishihara A., Smrcka L. I. // J. Phys. C: 1986. V. 19. P. 6777—6789.
- [10] Jiang P. H., Zhu Y. T., Sun D. Z., Zeng Y. P. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 145. P. 111—145.
- [11] Гаврилов М. Г., Дорожкин С. И., Житомирский В. Е., Кукушкин И. В. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. В. 77. С. 402—406.
- [12] Шалыт С. С., Эфрос А. Л. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 5. С. 1233—1240.
- [13] Павлов С. Т., Парфеньев Р. В., Фирсов Ю. А., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 6. С. 1565—1571.
- [14] Кадушкин В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1979. № 5. С. 60—65.
- [15] Фхизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 1. С. 204—221.
- [16] Собакки В. Н. // ДАН СССР. 1966. Т. 167. В. 2. С. 318—321.
- [17] Grabowski M., Madhukar A. // Surf. Sci. 1982. V. 113. P. 273—276.
- [18] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.
- [19] Вул Б. И., Заварицкая Э. И., Котельникова И. В., Воронова И. Д. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 7. С. 1266—1271.
- [20] Гродненский И. М., Старостин К. В., Галченков Д. В. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 43. В. 1. С. 54—56.
- [21] Obloh H., von Klitzing K., Ploog K. // Surf. Sci. 1984. V. 142. N 1—3. P. 236—240.
- [22] Shubert E. F., Ploog K., Damhess D., Heime K. // Appl. Phys. 1984. V. A33. P. 183—193.
- [23] Stormer H. L., Haavasoja T., Nasavmurti V., Gossard A. G., Weigmann W. J. // Vac. Sci. Techn. 1981. V. B1 (2). N 4—6. P. 423—427.
- [24] Алфёров Ж. И., Иванов С. В., Копьев П. С., Мельцер Б. Я., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Устинов В. М., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1199—1203.
- [25] Honlein W., Landwehr G. // Surf. Sci. 1982. V. 113. N 1—3. P. 260—266.
- [26] Парфеньев Р. В., Фарбштейн И. И., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. В. 11. С. 1571—1581.