

## ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В СИСТЕМЕ $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ С $2D$ -ЭЛЕКТРОНАМИ

Кадушкин В. И., Сеничкин А. П., Фомичев С. И.

Обнаружены квантовые осцилляции фотомагнитного эффекта (ФМЭ) Шубникова—де-Гааза в  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x \approx 0.30$ ) с  $2D$ -электронами  $n_s = 5.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 1.07 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температуре 4.2 К. Квантовые осцилляции ЭДС ФМЭ опережают по фазе осцилляции поперечного магнитосопротивления  $\rho_{xx}$ . Периоды осцилляций ЭДС ФМЭ и  $\rho_{xx}$  по обратному магнитному полю  $\Delta$  ( $1/B$ ) совпадают. Увеличение интенсивности света вызывает сдвиг экстремумов осцилляций на область больших магнитных полей. Повышение температуры приводит к сглаживанию осцилляций и полному их исчезновению. В классическом магнитном поле ЭДС ФМЭ линейно зависит от интенсивности света и приложенного магнитного поля. Магнитополевая зависимость амплитуды осцилляций ЭДС ФМЭ описывается законом  $\exp[2\pi^2 \cdot k(T + T_D)/\hbar \omega]$ . Затухание осцилляций ЭДС ФМЭ и  $\rho_{xx}$  характеризуется одинаковой температурой Дингла  $T_D = 0.46 \text{ К}$ .

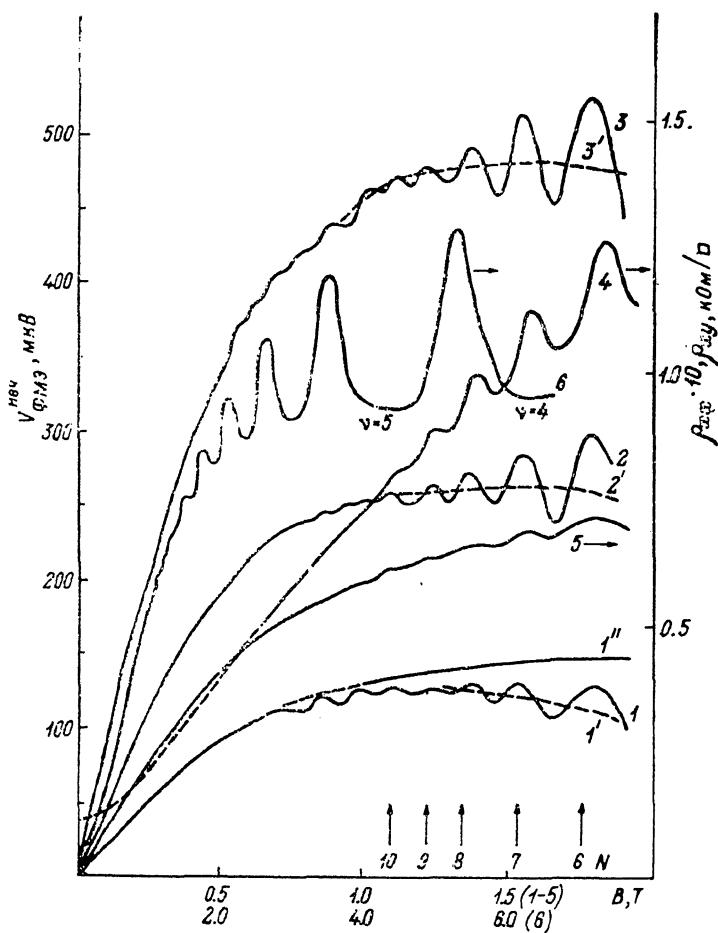
Тестовые измерения квантовых осцилляций типа Шубникова—де-Гааза (ШГ) компонент тензора поперечного магнитосопротивления  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  широко используются для получения информации о свойствах двумерных электронных систем. Наблюдались также осцилляции компонент термоэдс в магнитном поле [1], фотопроводимости [2], квантование фарадеевского вращения [3], намагниченности [4]. Нами обнаружены квантовые осцилляции ШГ фотомагнитного эффекта (ФМЭ) в двумерной электронной системе  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  ( $x = 0.30$ ).

1. Эксперименты выполнены на селективно легированной гетероструктуре, выращенной методом МЛЭ, содержащей одиночный гетеропереход. Концентрация и подвижность электронов в двумерном канале ( $2D$ -электроны), измеренные по осцилляциям ШГ и эффекту Холла в слабом магнитном поле, составили  $n_s = 6.4 \cdot 10^{11}$  и  $5.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $\mu = 0.88 \cdot 10^6$  и  $1.07 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  соответственно при температуре 4.2 К. Образцы ( $7 \times 7 \text{ мм}$ ) с двумя парами контактов (в геометрии Ван-дер-Пау) располагались так, что вектор индукции магнитного поля  $\mathbf{B}$  был нормален плоскости гетероперехода. Излучение от источника света (светодиода, миниатюрной лампочки накаливания) падало на не прикрытую экраном половину образца параллельно вектору  $\mathbf{B}$ . Таким образом создавался градиент концентрации неравновесных носителей в плоскости гетероперехода. Диффундирующие неравновесные носители испытывают действие силы Лоренца в плоскости гетероперехода. Последнее и регистрировалось в виде ЭДС ФМЭ на контактах в области, защищенной от излучения экраном. Знак ЭДС ФМЭ показывает, что эффект определяется электронами.

2. Экспериментальные результаты представлены на рисунке, где кривые 1—3 — ЭДС ФМЭ при различных значениях интенсивности излучения  $I$ , 4, 5 — осцилляции компонент тензора магнитосопротивления  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  соответственно. Эти результаты относятся к области осцилляций Шубникова—де-Гааза. Для данного образца в магнитном поле  $B > 1.4 \text{ Т}$  реализуется режим квантового эффекта Холла (кривая 6).

Общим с эффектами, характерными для ЭДС ФМЭ объемных полупроводников [5–7], является следующее: линейная зависимость ЭДС ФМЭ от магнитного поля и интенсивности излучения в области классического слабого

магнитного поля (начальные участки кривых 1—3); насыщение и спад сигнала в классическом сильном магнитном поле (последнее можно наблюдать по поведению монотонных компонент осцилляций ЭДС ФМЭ  $I'$ — $3'$ ). Квантовые осцилляции ЭДС ФМЭ опережают по фазе осцилляции поперечного магнитосопротивления [6]; увеличение температуры приводит к уменьшению амплитуды осцилляций и их полному исчезновению (кривые 1 и  $1''$ ,  $T'' = 20$  К). Амплитуда осцил-



Квантовые осцилляции фотомангнитного эффекта (1—3), тензоров поперечного магнитосопротивления  $\rho_{xx}$  (4, 6) и  $\rho_{xy}$  (5) гетероструктуры  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  с концентрацией  $n_s = 5.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu = 1.07 \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температуре 4.2 К.

1/10, отн. ед.: 1 — 1.0, 2 — 1.34, 3 — 1.82. N — расчетные положения максимумов осцилляций Шубникова-де-Гааза.

ляций зависит от величины обратного магнитного поля по экспоненциальному закону [7]. Затухание амплитуды осцилляций ЭДС ФМЭ в магнитном поле характеризуется температурой Дингла  $T_D \approx 0.46$  К, которая, как оказалось, практически совпадает с данными по измерению  $T_D$  из осцилляций  $\rho_{xx}$ .

Ранее (для объемных электронов) было установлено [6—8], что увеличение интенсивности света воздействует на ЭДС ФМЭ так же, как повышение температуры образца: уменьшается амплитуда осцилляций, экстремумы смещаются в сторону больших магнитных полей. Наблюдаемое нами смещение экстремумов в область меньших полей с увеличением интенсивности излучения указывает на небольшое (до 5 %) уменьшение концентрации равновесных  $2D$ -электронов, на что было обращено внимание в [2]. Этот результат подтверждается и данными по измерению эффекта Холла (в слабом магнитном поле) в условиях подсветки.

Выражение для ЭДС ФМЭ содержит два слагаемых, одно из которых имеет разогретую природу [5, 9] и в квантующих полях преобладает над диффузион-

ным членом [9]. В наших опытах разогривные эффекты в явном виде не проявляются (см. также [2]). Одно обстоятельство уже было отмечено — отсутствие смещения экстремумов осцилляций ЭДС ФМЭ с увеличением интенсивности излучения. Косвенным указанием на проявление разогрева электронов светом может служить поведение монотонных компонент осцилляций ЭДС ФМЭ  $1'-3'$  (насыщение и тенденция к убыванию с увеличением магнитного поля). Однако это может быть объяснено как наличием термоградиентного компонента ЭДС ФМЭ, так и изменением подвижности в магнитном поле [7].

Естественно предположить, что измеренная в опытах ЭДС ФМЭ есть суммарный эффект в слоях  $Al_xGa_{1-x}As$ ,  $i-GaAs$  и в  $2D$ -канале. Однако первые два высокоомных слоя могут дать вклад лишь в монотонный компонент ЭДС ФМЭ, так как ни величина подвижности, ни величина концентрации не удовлетворяют условиям, необходимым для наблюдений осцилляций ШГ. В частности, проводимость по слоям  $Al_xGa_{1-x}As$  и  $i-GaAs$  иллюстрируется «гигантским» положительным магнитосопротивлением [10], на фоне которого проявляется плато  $\rho_{xx}$  в режиме квантового эффекта Холла  $\nu=5, 4$  (кривая б). Роль шунтирующих слоев в явлениях переноса в условиях подсветки обсуждалась в [11].

С другой стороны, геометрия опыта исключает возможность того, что осцилляции ЭДС ФМЭ носят вторичный характер, т. е. эффект не может быть вызван диффузией  $2D$ -электронов в поле, созданном фотоносителями в высокоомных слоях  $Al_xGa_{1-x}As$  и  $i-GaAs$ .

Совокупности экспериментальных данных позволяет утверждать, что наблюдаемые нами осцилляции ЭДС ФМЭ связаны с электронами в двумерном канале. Так, уменьшение концентрации электронов в  $2D$ -канале гетероперехода в освещенной области образца вызывает градиент электронной концентрации в плоскости гетероперехода. Вид зонной диаграммы (в реальном пространстве) таков, что неравновесные дырки, «всплывая» по потолку валентной зоны, пространственно разделяются с электронами, и установление стационарной ЭДС ФМЭ, по-видимому, достигается рекомбинацией электронно-дырочных пар через глубокие центры на границе раздела  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$  и в объеме  $i-GaAs$ .

#### Список литературы

- [1] Obloh H., von Klitzing K., Ploog K. // Surf. Sci. 1984. V. 142. N 1-3. P. 236—240.
- [2] Гродненский И. М., Старостин К. В., Галченков Д. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 1. С. 54—56.
- [3] Волков В. А., Галченков Д. В., Галченков Л. А., Гродненский И. М., Матов О. Р., Михайлов С. А., Сеничкин А. П., Старостин К. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 5. С. 255—257.
- [4] Eisenstein J. P., Stormer H. L., Narayanamurti V., Cho A. Y., Gossard A. C., Tu C. W. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 8. P. 875—878.
- [5] Кикоин И. К., Лазарев С. Д. // Письма ЖЭТФ. 1966. Т. 3. В. 9. С. 434—436. 1967. Т. 5. В. 7. С. 393—396. УФН. 1978. Т. 124. В. 4. С. 597—617.
- [6] Парфеньев Р. В., Фарбштейн И. И., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. В. 11. С. 1571—1581.
- [7] Кадушкин В. И. // ФТП. 1987. Т. 15. В. 2. С. 230—240. Изв. вузов СССР. Физика. 1982. № 4. С. 100—101.
- [8] Лазарев С. Д., Шепельский Г. А., Ефремова Г. Д. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 2. С. 419—421.
- [9] Лягущенко Р. И., Ясиевич И. Н. // ЖЭТФ. 1970. Т. 56. В. 4. С. 1432—1440.
- [10] Блюмина М. Г., Денисов А. Г., Крещук А. М., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдышев И. И., Сеничкин А. П., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 164—167.
- [11] Luryi S., Kastalsky A. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 2. P. 164—167.

Научно-исследовательский  
технологический институт  
Рязань

Получена 18.01.1990  
Принята к печати 19.03.1990