

УДК 621.315.592

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ИМПУЛЬСА 2D-ЭЛЕКТРОНОВ $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$ В КЛАССИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кадушкин В. И., Денисов А. А., Колосова С. В.

Классическое магнитосопротивление использовано для определения времени релаксации τ_p двумерных электронов $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследовались образцы с $n_s = 2 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ и магнитном поле до 7.2 Т . Сравнивались экспериментальные зависимости магнитопроводимости с расчетной. На зависимости $\tau_p(B)$ имеются плато (в слабом поле) и участок спада. Показано, что в магнитном поле конкурируют два механизма релаксации импульса: примесный механизм и деформационный потенциал акустических фононов. Выполненные различными способами оценки подвижности согласуются между собой лишь для низкоподвижных образцов.

Классическое магнитосопротивление полупроводниковых систем с двумерным электронным газом при низких температурах обнаруживает особенности, интерпретация которых позволила определить характерные времена релаксации электронной подсистемы [1-6]. Авторами [7] установлено качественное совпадение найденной из эксперимента магнитопроводимости с теоретической как в слабом, так и в сильном магнитных полях. Это обстоятельство мы используем для количественного измерения времени релаксации импульса τ_p и установления ее зависимости от магнитного поля.

1. Эксперименты выполнены на гетероструктурах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/GaAs}$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с концентрацией $n_s \approx 2 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при температуре 4.2 К и магнитном поле до $B \approx 7.2 \text{ Т}$. Измерения проведены на образцах в геометрии Ван-дер-Пау и меза-структурах в форме двойного холловского моста. Контакты (индий) вжигались в атмосфере водорода. Некоторые данные по образцам приведены в таблице: ξ_Δ , $n_{s\Delta}$, n_{sH} и μ_H — энергия Ферми, концентрация и подвижность носителей, измеренные по периоду осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШГ) и эффекту Холла соответственно.

На рис. 1 представлены типичные кривые компонентов ρ_{xx} и ρ_{xy} тензора поперечного магнитосопротивления некоторых образцов.

Классическое магнитосопротивление в слабом поле ($B < 1 \text{ Т}$) изменяется с магнитным полем по квадратичному закону. Выделив в осцилляциях ШГ ρ_{xx} монотонный компонент, который есть магнитосопротивление в классически сильном магнитном поле [8], и перестроив $\rho_{xx}^{\text{мон}}$ в масштаб B^2 , мы убедились в том, что для всех образцов имеет место отклонение от закона $\sim B^2$ с тенденцией к насыщению [2].

№ образца	$n_{s\Delta} \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$	$n_{sH} \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$	$\xi_\Delta \cdot 10^3, \text{ эВ}$	$\mu_H \cdot 10^{-4}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\mu_p \cdot 10^{-4}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
401	4.8	4.7	16.5	7.2	4.6
361A	5.6	6.4	19.6	107	350
399	8.9	9.1	30.0	7.9	9.0
388	9.0	9.8	30.6	7.2	8.0
360	—	27	—	2.1	2.3

Воспользовавшись известными соотношениями между тензорами

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad \rho_{xy} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}, \quad (1)$$

мы вычислили по данным рис. 1 зависимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{xy}(B)$. Относительное изменение компонента тензора магнитопроводимости σ_{xx} в функции магнитного

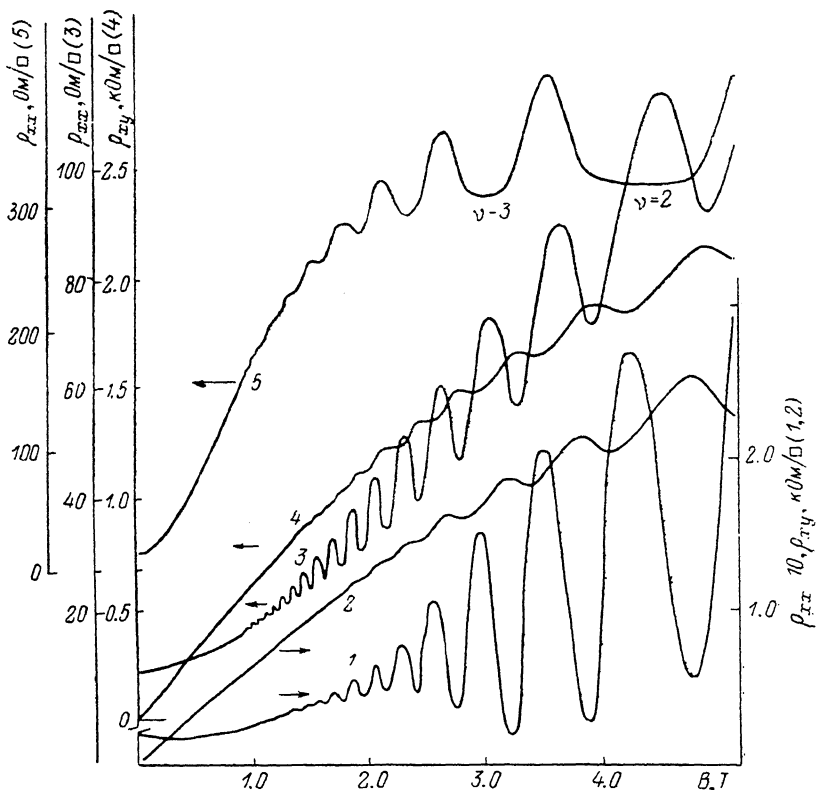


Рис. 1. Поперечные магнитосопротивления ρ_{xx} (1, 3, 5) и ρ_{xy} (2, 4) в классическом и квантовом магнитных полях при 4.2 К.

№ образца: 1, 2 — 388, 3, 4 — 399, 5 — 361А.

поля показано на рис. 2. Здесь же (кривая 1) приведена универсальная зависимость

$$\frac{\Delta\sigma_{xx}}{\sigma_0} = -\frac{(\omega_c\tau_p)^2}{1 + (\omega_c\tau_p)^2} \quad (2)$$

в функции параметра $(\omega_c\tau_p)$, где $\omega_c = (e/m^*)B$ — циклотронная частота.

Суперпозиция экспериментальных зависимостей $\sigma_{xx}^{\text{эксп}}(B)$ (кривые 2—5) и расчетной $\sigma_{xx}^{\text{расч}}(\omega_c\tau_p)$ (кривая 1) дает возможность определить τ_p и установить ее зависимость от магнитного поля. Процедура нахождения τ_p показана на рис. 2. Для каждого из образцов данному значению $\sigma_{xx}^{\text{эксп}}$ (горизонтальная сплошная стрелка) на кривой соответствует значение B^* , а $\sigma_{xx}^{\text{расч}}$ (универсальная кривая 1) — $(\omega\tau)^*$. Таким образом, имеем $\tau_p = (\omega\tau)^*/(e/m^*)B$.

2. Найденные изложенным выше методом зависимости $\tau_p(B)$ представлены на рис. 3. Общим для всех кривых является наличие плато и характерного спада в области $B > 0.1$ Т, т. е. в условиях $\omega_c\tau_p > 1$. Отметим разумные для 2D-электронов численные значения τ_p .

Какой механизм может быть ответственным за такое поведение найденного параметра $\tau_p(B)$? Предлагается следующая интерпретация. Время релаксации

имеет два компонента: $\tau_1 = \tau_1^0$ и не зависит от магнитного поля, а второй зависит от B : $\tau_2 = \tau_2^0 B^{-\alpha}$. Таким образом, из выражения

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_1^0} + \frac{1}{\tau_2^0 B^{-\alpha}}, \quad (3)$$

предположив $(\tau_1^0/\tau_2^0) B^\alpha < 1$, получим $\tau_p = \tau_1^0 [1 - (\tau_1^0/\tau_2^0) B^\alpha]$. Убывание τ_p с магнитным полем может быть обеспечено релаксацией $2D$ -электронов на пьезоэлектрическом и деформационном потенциалах акустических фононов: $\tau_{\text{пзео}} \sim B^{-1}$, $\tau_{\text{деф}} \sim B^{-2}$ [9, 10]. Лишь на одной зависимости (кривая 1) в области спада имеется линейный участок, где τ_p убывает с B по линейному закону.

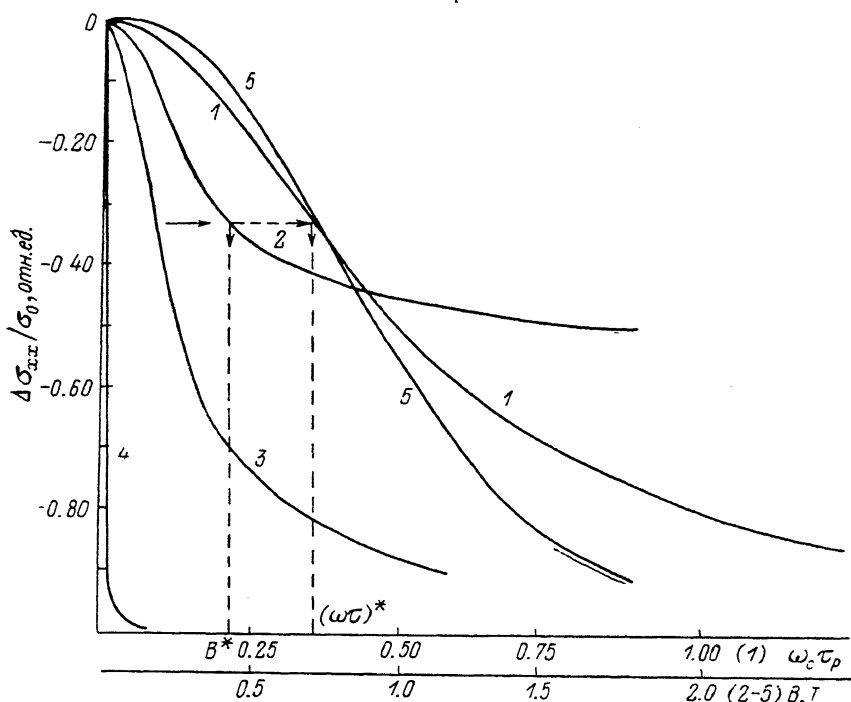


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных зависимостей магнитопроводимости с расчетной (1).

№ образца: 2 — 360, 3 — 401, 4 — 361 А, 5 — 399. $T=4.2$ К.

Следует предположить, что в сильном магнитном поле преобладает фононный механизм и τ_p имеет смысл времени релаксации на пьезоэлектрических фононах. В слабом магнитном поле (область плато) релаксация импульса контролируется примесным механизмом $\tau_p = \tau_{pi} \sim B^0$. Именно этот механизм и является ответственным за ограничение подвижности носителей в двумерном канале гетероструктуры.

По величинам τ_p на плато зависимости $\tau_p(B)$ мы определили граничное значение подвижности $2D$ -электронов. Эти данные приведены в графе μ_c таблицы. Видны удовлетворительное совпадение величин μ_c , найденных различными методами для низкоподвижных образцов, и значительные расхождения в значениях μ_c для образцов с высокими значениями подвижностей.

3. Нами выполнены оценки времени релаксации τ_D по затуханию амплитуды осцилляций в магнитном поле аналогично [1]. Для образца 388 в интервале $B=1.2 \div 1.7$ Т $\tau_D = (0.31 \div 0.28) \cdot 10^{-12}$ с. Такое сильное отличие τ_D от $\tau_p = 8 \cdot 10^{12}$ с (на плато) — хорошо известный для объемных полупроводников факт [11, 12]. Причиной этого является различие физических условий, при которых происходит рассеяние носителей тока, а именно τ_p определяется вдали от резонанса, τ_D — при пересечении уровнем Ландау уровня Ферми. Воспользовавшись соотношением

$$\frac{\tau_p}{\tau_D} = \left(\frac{\xi_{\Delta} \tau_D}{\hbar} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \quad (4)$$

из [11], мы нашли для структуры 388 $\gamma=1.5$, что несколько меньше величин, измеренных в [11]. Однако, если пересчитать n_s на объемную концентрацию $n=n_s/t$, где t — эффективная толщина двумерного канала: $tk_F \sim 1$, k_F — волновой вектор электрона, получим $n \approx 1.34 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [3]. Таким образом, значение $\gamma=1.5$, следующее из наших экспериментов, свидетельствует о том, что с ростом концентрации электронов γ уменьшается [11].

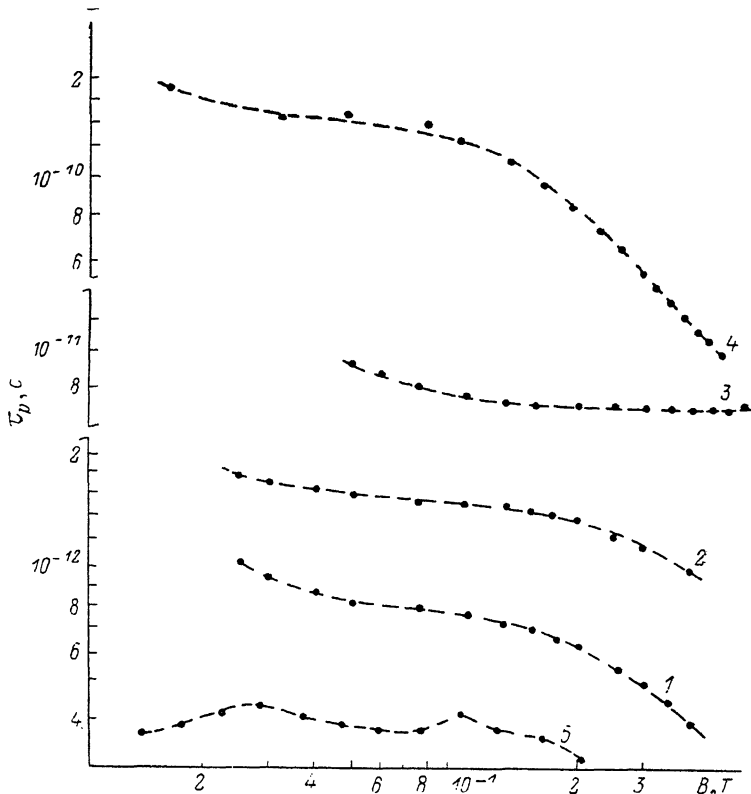


Рис. 3. Время релаксации импульса в магнитном поле по данным рис. 2.
№ образца: 1 — 360, 2 — 401, 3 — 388, 4 — 361 А, 5 — 399. $T=4.2 \text{ К}$.

Список литературы

- [1] Paalen M. A., Tsui D. C., Hwang J. C. M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 24. P. 2226—2229.
- [2] Namby T., Kawaji S., Kuboki K. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1984. V. 53. N 2. P. 682—686.
- [3] Алфёров Ж. И., Гореленок А. Т., Мамутин В. В., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 1999—2005.
- [4] Кичигин Д. А., Миронов О. А., Чистяков С. В. // ФНТ. 1985. Т. 11. В. 6. С. 606—619.
- [5] Kawaji S., Shigeno H., Yoshino J., Sakaki H. // J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. N 10. P. 3880—3884.
- [6] Гусев Г. М., Квон З. Д., Корчагин А. И., Неизвестный И. Г., Овсюк В. Н. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 6. С. 1100—1103.
- [7] Блюмина М. Г., Денисов А. Г., Крещук А. М., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдашев И. И., Сенячкин А. П., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 164—167.
- [8] Кадушкин В. И. // Изв. вузов СССР. Физика. 1975. № 5. С. 60—65. 1979. № 5. С. 117—118.
- [9] Коган Ш. М. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 9. С. 2474—2484.
- [10] Злобин А. М., Зырянов П. С. // ФММ. 1968. Т. 26. В. 6. С. 961—967.
- [11] Акимов В. А., Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В., Орлецкий В. Б., Товстюк К. В., Чудинов С. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 2. С. 402—407.
- [12] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.