

[6] Пирагас К. А. Одиннадцатое совещание по теории полупроводников. Ужгород, 1983. 496 с.

[7] Teitswarth S. W., Westerwell R. M. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 27. P. 2587—2590.

[8] Митин В. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 231—237.

[9] Владимиров В. В., Горшков В. Н. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 3. С. 417—423.

Тбилисский государственный университет

Получено 16.03.1989

Принято к печати 17.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ИМПУЛЬСНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ 2D-ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кадушкин В. И., Сеничкин А. П.

В [1-3] установлено влияние магнитного поля  $B$  на разогрев электронов  $n$ -InSb сильным электрическим полем  $E$  и обнаружена осциллирующая зависимость электронной температуры  $T_e(E)$  с магнитным полем в области осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШдГ). Насколько известно из литературы, влияние магнитного поля на эффекты разогрева двумерных электронов полупроводниковых систем Si—SiO<sub>2</sub> [4, 5], AlGaAs/GaAs [6-10] не изучалось, хотя в качестве метода определения зависимости  $T_e(E)$  использовались особенности осцилляций ШдГ в электрическом поле. Вместе с тем было показано [11, 12], что классическое магнитное поле оказывает охлаждающее воздействие на эффекты разогрева 2D-электронов, что проявлялось в смещении характерных нелинейностей ВАХ на область более сильных  $E$  с увеличением  $B$  на образце.

В настоящей работе исследованы эффекты разогрева 2D-электронов в квантовых магнитных полях селективно-легированной гетероструктуры  $n$ -Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs ( $x \approx 0.30$ ), выращенной методом МПЭ и содержащей одиночную квантовую яму. Измерены осцилляции ШдГ компонент тензора поперечного магнитосопротивления  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  при различных  $T$  в интервале 4.2÷20 К и тянущего поля  $E$  (до 1 В/см) на образце, а также вольттемпературные и вольт-амперные характеристики  $\rho_{xx}(T)$ ,  $\rho_{xx}(E)$  в экстремумах осцилляций. Техника эксперимента и методика установления зависимости  $T_e(E, B)$  аналогичны [2, 3].

Основные экспериментальные результаты представлены на рис. 1 и 2. Характерная особенность на зависимостях  $T_e(E)$  и  $P(T_e)$  — это иллюстрация охлаждения квантующим магнитным полем 2D-электронного газа. С увеличением магнитного поля (кривые 1 и 3) скорость возрастания  $T_e(E, B_1)$  меньше  $T_e(E, B_3)$ , т. е. отвод энергии от 2D-электронной подсистемы в термостат идет более эффективно в большем по величине магнитном поле. Зависимость  $T_e(E, B)$  имеет осциллирующий характер: кривая 2 смещена относительно 1 и 3 на область меньших  $E$  ( $B_1 > B_2 > B_3$ ). Происхождение осцилляции электронной температуры в магнитном поле объяснено в [3]. Зависимости  $T_e(E)$  для  $B_1$  и  $B_2$  обнаруживают два квадратичных участка: I — в области  $T_e$  до 9 К, II — в  $T_e > 9$  К, что сопровождается характерным изломом на зависимости  $P(T_e)$  (рис. 2). Эти результаты показывают, что разогрев 2D-электронов в квантующем магнитном поле имеет отличный от условий  $B=0$  [12] характер.

2. Теория разогрева 2D-электронов в квантующем магнитном поле отсутствует [5, 9], и для дальнейшего анализа аналогично [4-10] воспользуемся выражением, связывающим  $P$  и  $T_e$  из [13],

$$P = \frac{2}{5} \frac{2ms^2}{\tau_e} \left[ \left( \frac{T_e}{T} \right)^\gamma - 1 \right], \quad (1)$$

где  $\tau_e$  — время релаксации 2D-электронов на акустических фононах,  $2ms^2$  — характерная энергия,  $\gamma=5$ . Это выражение применимо при условии низких

температур и слабого разогрева:  $T, T_e < T = \sqrt{8ms^2\xi}, \sqrt{8ms^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$ , где  $\xi$  — энергия Ферми,  $\varepsilon_{1,2}$  — уровни энергии размерного квантования. Для исследованной структуры  $\xi = 22.5$  мэВ,  $\varepsilon_1 = 55.2$  мэВ и  $\varepsilon_2 = 80.1$  мэВ, так что  $T_\xi = 14.3$  К и  $T_\varepsilon = 15.1$  К, и условия  $T, T_e < T_\xi, T_e$  выполняются с определенным запасом лишь для области I.

Экспериментальные зависимости  $P(T_e)$  в области I (рис. 2) аппроксимируются (1) с  $\gamma = 4.5$ . Это соответствует релаксации электронов на деформационном потенциале акустических фононов [14]. С увеличением степени разогрева величины  $T_e, T_\xi$  и  $T_\varepsilon$  практически сравниваются (область II) и показатель  $\gamma$  уменьшается до 2.2 ( $B_1$ ), 3.0 ( $B_2$ ) и 2.7 ( $B_3$ ).

Естественно связать этот факт с изменением физических условий  $T_e \approx T_\xi, T_e$  [13]. Прямой расчет [7, 8] показывает, что экспериментальная зависимость  $P(T_e)$  в условиях  $4.2 < T_e < 20$  К ( $B > 10$  Т) полностью описывается в приближении деформационного потенциала. Это не противоречит тому, что в усло-

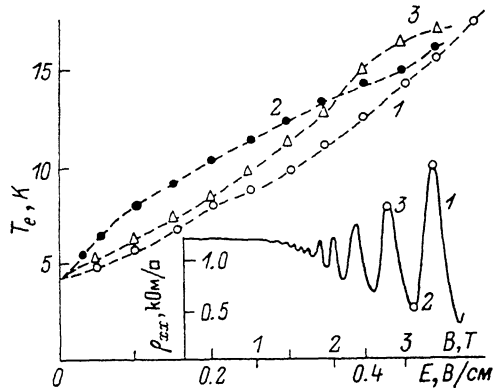


Рис. 1. Эффективная электронная температура в функции  $E$  (1—3) в квантующем магнитном поле образца с  $n_s = 6.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu = 1.93 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

$B, \text{ Т}$ : 1 — 3.35, 2 — 3.00, 3 — 2.74. На вставке — положения  $B_{1-3}$  на кривой осцилляции ШдГ.

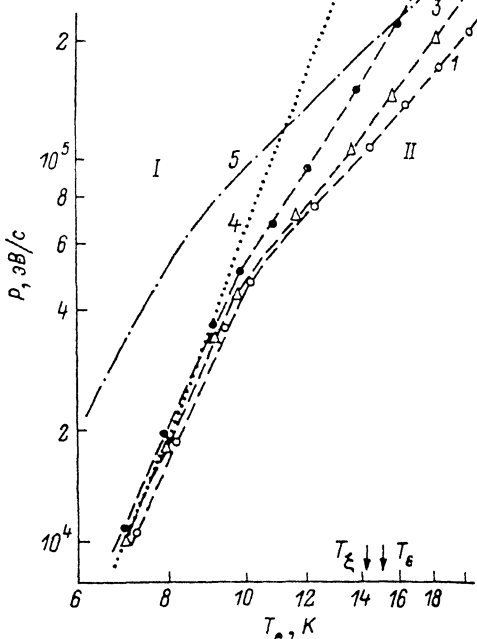


Рис. 2. Функциональная связь мощности потерь в расчете на один электрон  $P$  и  $T_e$  по данным рис. 1 и ВАХ.

$B, \text{ Т}$ : 1 — 3.35, 2 — 3.00, 3 — 2.74.

виях  $B=0$  [12] и небольших по величине квантующих полях ( $B=0.97$  Т) [9], процессы разогрева определяются пьезоэлектрическими фононами, поскольку в существенно больших магнитных полях следует ожидать  $\tau_e^{\text{эф}} < \tau_e^{\text{пьезо}}$  из-за  $\tau_e^{\text{эф}} \sim B^{-2}$ , а  $\tau_e^{\text{пьезо}} \sim B^{-1}$  [14].

Две зависимости  $P(T_e)$  приведены на рис. 2: 4 — расчет по формуле (1) с  $\tau_e = 2.6 \cdot 10^{-9}$  с, 5 — фрагмент теоретической кривой из [8]. Видно количественное согласие результатов расчета 4 и эксперимента 1—3 в области I, а кривая I в целом следует зависимости 5 (с точностью до численного коэффициента).

Из зависимостей  $P(T_e)$  1—3 (рис. 2) с учетом найденных величин для  $B_{1-3}$  и  $T < 9$  К имеем  $\tau_e^{(1-3)} = 2.1 \cdot 10^{-9}$  с; для области II  $\tau_e^{(1)} = 1.3 \cdot 10^{-9}$ ,  $\tau_e^{(2)} = 2.3 \times 10^{-9}$  и  $\tau_e^{(3)} = 2.4 \cdot 10^{-9}$  с.

Сопоставляя релаксационные характеристики  $\tau_e^{(1)}$  (II) и  $\tau_e^{(3)}$  (II) (поскольку условия рассеяния в  $B_2$  существенно отличаются от резонансных), следует заключить, что магнитное поле затрудняет разогрев электронов за счет уменьшения  $\tau_e$ . Этот вывод находит косвенное подтверждение в сопоставлении  $\tau_e$  (I) с  $\tau_e$  из [7] —  $\tau_e = 0.3 \cdot 10^{-8}$  с (для  $n_s = 8.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в  $B > 10$  Т) и [9] —  $\tau_e = 6.75 \cdot 10^{-9}$  с (для  $\gamma = 3$  в  $B \approx 0.96$  Т), полученных в близких физических усло-

ниях ( $n_s$  и  $T_e/T$ ) с практически совпадающими параметрами структур (толщины спейсера, величины подвижностей).

Найденные величины  $\tau_s$  используем для оценок времени релаксации импульса  $\tau_p$  по зависимостям  $T_e(E, B)$  (рис. 1 и из [15]):

$$T_e = T \left[ 1 + \left( \frac{E}{sB} \right)^2 \frac{\tau_s}{\tau_p} \lg^2 \theta \right], \quad (2)$$

где  $s$  — скорость звука,  $\lg \theta$  — угол Холла. Расчеты приводят к результату:  $\tau_p(I) = 0.96, 7.5$  и  $2.4 \cdot 10^{-12}$  с,  $\tau_p(II) = 4.6, 10.4$  и  $7.0 \cdot 10^{-2}$  с для  $B_{1-3}$ . Использование выражения для  $T_e(E, B)$  без учета поля Холла приводит к явно заниженным результатам ( $\approx 10^{-14}$  с). Полученные величины  $\tau_p$  хорошо согласуются с  $\tau_p' = 1.0 \cdot 10^{-12}$  с и  $\tau_p'' = 7.3 \cdot 10^{-12}$  с, найденным по температуре Дингла ( $T = 5.9$  К) и подвижности  $\mu$  при 4.2 К.

Хотя применение теории [15] к двумерному газу электронов проблематично, но, согласно [13], релаксационные параметры  $\tau_s$  и  $\tau_p$   $2D$ -электронов близки к объемным аналогам. Так что полученные нами данные несут достоверную информацию о процессах релаксации  $2D$ -электронов в квантующем магнитном поле.

#### Список литературы

- [1] Быковский Ю. А., Елесин В. Ф., Кадушкин В. И., Протасов Е. А. // Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 10. В. 6. С. 237—240.
- [2] Быковский Ю. А., Елесин В. Ф., Гарифуллин И. А., Кадушкин В. И., Протасов Е. А., Родионов А. Г. // Изв. вузов СССР. Физика 1972. № 2. С. 96—100.
- [3] Кадушкин В. И., Садофьев Ю. Г., Суслов А. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 7. С. 1933—1937.
- [4] Hönlein W., Laudwehr G. // Surf. Sci. 1982. V. 113. P. 260—266; 1984. V. 142. P. 82—85.
- [5] Долгополов В. Г., Шашкин А. А., Дорожкин С. И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 6(12). С. 2113—2123.
- [6] Inoue M., Hijamiji S., Hida H., Nambu K., Hashimoto H., Inuishi Y. // 9 Int. Symp. «Gallium Arsenide and Related Comp.». Japan, 1981. P. 257—262.
- [7] Sakaki H., Hirakawa K., Yoshino J., Svensson S. P., Sekiguchi Y., Hotta T., Nishii S., Miura N. // Surf. Sci. 1984. V. 142. P. 306—313.
- [8] Hirakawa K., Sakaki H. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49 (14). P. 889—891.
- [9] Блюмина М. Г., Денисов А. Г., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сеничкин А. П., Шмарцев Ю. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 5. С. 257—260.
- [10] Крещук А. М., Мартинов И. Ю., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдашев И. И., Шик А. Я., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 604—608. Sol. St. Commun. 1988. V. 65. N 10. P. 1189—1192.
- [11] Денисов А. А., Кадушкин В. И., Сеничкин А. П. // Тез. докл. V Всес. конф. «Тройные соединения и их применение». Кичинев, 1987. С. 175.
- [12] Кадушкин В. И., Денисов С. А., Сеничкин А. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 71—74.
- [13] Карпус В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 12—19.
- [14] Коган Ш. М. // ФТП. 1962. Т. 4. В. 9. С. 2474—2484.
- [15] Злобин А. М., Зырянов П. С. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 3. С. 952—961.

Получено 16.06.1989

Принято к печати 23.01.1990

ФТП, том 24, вып. 6, 1990

## АНИЗОТРОПИЯ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ПРОВОДИМОСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУР С $2D$ -ЭЛЕКТРОНАМИ

Кадушкин В. И., Сеничкин А. П.

1. В [1, 2] сообщалось о наблюдении анизотропии подвижности  $2D$ -электронов селективно-легированной гетероструктуры (ГСЛ)  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . Это явление связывается с наличием протяженных атомных ступеней на границе раздела гетероперехода. Авторами [3] показано, что в двумерном канале