

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ  
УШИРЕНИЕ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ

Кадушкин В. И.

1. Конечная амплитуда осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШГ) кинетических коэффициентов обусловлена нетепловым, столкновительным уширением уровней Ландау [1]. Это уширение, причинная связь которого с различными механизмами проанализирована в [2], формально характеризуется температурой Дингла  $T_D$  и временем релаксации  $\tau_e$ , связанным соотношением [3]

$$T_D = \pi \hbar / 4k\tau_e \tilde{\omega} \quad (1)$$

В опытах по разогреву электронов и измерению электронной температуры [4-8] обычно предполагается, что  $T_D$  от температуры опыта не зависит, что не очевидно. Самостоятельный интерес представляет исследование зависимости  $T_D(T)$  в связи с выяснением природы нетеплового уширения уровней Ландау [2, 9, 10]. В настоящей работе изучено влияние температуры на столкновительное уширение уровней Ландау и установлена зависимость  $T_D(T)$ . Измерены осцилляции поперечного  $\rho_{xx}$  и продольного  $\rho_{zz}$  магнитосопротивления, эффекта Холла и фотомагнитного эффекта (ФМЭ)  $n$ -InSb ( $n=2.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu=58\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ) в интервале температур  $4.2 \div 30 \text{ К}$  при магнитных полях до  $B \approx 7.4 \text{ Т}$ . Использовались обычные экспериментальная техника и методика.

Температура Дингла определялась по зависимости амплитуды осцилляций от магнитного поля  $\delta$  ( $1/B$ ) при данной температуре опыта. Процедура измерения  $T_D$  подробно описана в [2]. Результаты эксперимента представлены на рис. 1 ( $I-3$  — из осцилляций  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{zz}$  и ЭДС ФМЭ соответственно). Зависимости  $T_D(T)$  для различных эффектов почти идентичны в целом  $T_D \sim T^\alpha$  с  $\alpha \approx 2$ . В области  $T < 8 \text{ К}$  видна тенденция зависимости  $T_D$  от  $T$  к насыщению. Заметим, что в интервале температур  $2.1 \leq T \leq 4.2 \text{ К}$  авторы [9] установили независимость  $T_D$  от  $T$ . Наши данные были дополнены оценками  $T_D$  по температурным измерениям поперечного и продольного магнитосопротивления  $n$ -InAs из работ [6] (рис. 1, кривая 4) и [1] (кривые 5, 6). Величина и характер зависимости температуры Дингла от температуры образца (кривые 4-6) отличаются от наших результатов несущественно.

2. Нетепловое столкновительное уширение уровней Ландау определяется эффективным механизмом релаксации импульса электронов. При неполном импульсном контроле, когда

$$\tau_p^{-1} < \tau_{ee} < \tau_e, \quad (2)$$

где  $\tau_p$ ,  $\tau_e$  и  $\tau_{ee}$  — времена релаксации импульса, энергии и электрон-электронных столкновений, что имеет место в условиях анализируемых экспериментов, энергетическое уширение уровней Ландау косвенно определяется сильным  $e$ - $e$ -взаимодействием [2]. Согласно [11], электрон-электронное взаимодействие, не давая вклада в сопротивление, уменьшает полное время релаксации:

$$\tau_p^{-1} = \tau_e^{-1} + \tau_{ee}^{-1}, \quad (3)$$

где  $\tau_{ei}$  — время релаксации электронов на ионизованной примеси, и поэтому следует ожидать зависимости  $T_D$  от  $T$  из-за  $\tau_e \simeq \tau_p$ ,  $\tau_{ee}$ , согласно (1).

При гелиевых температурах в соединениях АШВ<sup>v</sup> релаксация импульса определяется рассеянием электронов на ионизованных примесях. Температурные и магнитопольевые исследования монотонных компонентов осцилляций  $\rho_{xx}$ ,  $\rho_{yy}$  и тангенса угла Холла показали, что подвижность, а следовательно, и время релаксации импульса  $\tau_p \simeq \tau_{ei}$  от температуры практически не зависят. Так, в измеренном диапазоне  $T$  проводимость в условиях  $B=0$  возрастает на 14 %, а температура Дингла — в 2—3 раза. Таким образом, следует заключить, что зависимость  $T_D(T)$  обусловлена вкладом  $\tau_{ee}(T)$  в  $\tau_e$ .

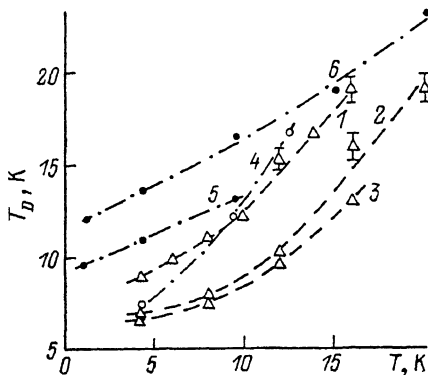


Рис. 1. Зависимость температуры Дингла от температуры опыта из разных осцилляций.

1 —  $\rho_{xx}$ , 2 —  $\rho_{yy}$ , 3 — ЭДС ФМЭ (наши данные), 4 —  $\rho_{xx}$  (из работы [7], образец  $n$ -InAs,  $n = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), 5 —  $\rho_{xx}$ , 6 —  $\rho_{xx}$  (из работы [7], образец  $n$ -InAs,  $n = 7.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ).

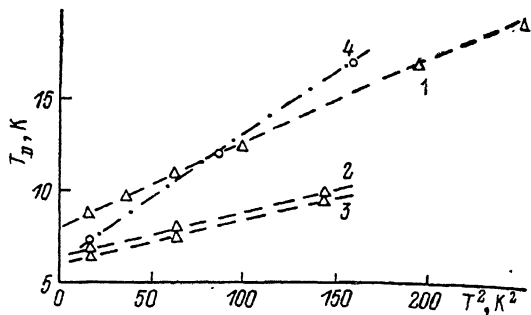


Рис. 2. Квадратичная зависимость  $T_D$  от  $T$ . 1—4 — то же, что и на рис. 1.

Для анализа результатов эксперимента воспользуемся выражением для  $\tau_{ee}$  из [12]

$$\tau_{ee}^{-1} = \frac{\epsilon_B}{\hbar} \left( \frac{kT}{\xi} \right)^2, \quad \epsilon_B = \frac{m^* e^4}{2\hbar^2 \kappa^2}, \quad (4)$$

где  $\xi$  — энергия Ферми,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость. Из (4) с учетом (3) и (4) имеем

$$T_D = \frac{\pi \hbar}{4k\tau_{ee}} + \frac{\pi m^* e^4 \kappa}{8\hbar^2 \kappa^2 \xi^2} T^2. \quad (5)$$

Экспериментальные зависимости  $T_D(T)$  качественно согласуются с (5), что показано на рис. 2: 1—4 (рис. 1) переведены в масштаб  $T_D(T^2)$ . Видно, что температура Дингла описывается выражением

$$T_D = T_0 + \beta T^2 \quad (6)$$

с  $T_0 = 6.4 \div 8.2$  К и  $\beta = 0.030 \div 0.043$  К<sup>-2</sup>. Расчет по (5) для  $n$ -InSb с использованием  $\xi = 20.5 \cdot 10^{-3}$  эВ и  $\kappa = \kappa_0 \epsilon_0$ , где  $\kappa_0 = 17.88$  [12] и  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  ф/м, дает  $\beta^{\text{расч}} = 0.050$  К<sup>-2</sup>. По величинам  $T_0$  была выполнена оценка времени релаксации импульса  $\tau_{ei}(T_0) = (0.75 \div 0.91) \cdot 10^{-12}$  с, что весьма близко к значению  $\tau_p$ , найденному из подвижности:  $\tau_p(\mu) = 0.60 \cdot 10^{-12}$  с. Оценка  $\tau_{ee}$  по (4) для  $n$ -InSb дает величину  $1.5 \cdot 10^{-12}$  с, а подстановка  $\tau_{ee}$  и  $\tau_{ei}(T_0)$  в (3) —  $\tau_p = 0.54 \cdot 10^{-12}$  с. Следовательно, условие неполного импульсного или энергетического контроля (2), на котором основывается вышеизложенное, выполняется, если учесть, что  $\tau_e \simeq 10^{-8}$  с (по данным измерений эффектов разогрева). Согласно аналогичным оценкам по  $T_0 = 6.2$  К для  $n$ -InAs [6],  $\tau_p(T_0) = 0.97 \cdot 10^{-12}$  с, а  $\tau_p(\mu) = 0.94 \times 10^{-12}$  с; экспериментальное значение  $\beta = 0.068$  К<sup>-2</sup> весьма близко к рассчитанному по (6):  $\beta = 0.072$  К<sup>-2</sup>.

Таким образом, обнаруживается двухкомпонентное по физической сущности уширение уровней Ландау. В области  $T < 8$  К, когда выполняется условие (2) с большим запасом, процесс «напрямую» контролируется примесным механизмом и  $T_D \simeq T$ . При повышении температуры ( $T > 8$  К) на первое слабое (5) налагается температурно-зависимый компонент, обусловленный электрон-электронным взаимодействием, поскольку  $\tau_{ee}$  становится сравнимым с  $\tau_p$  из-за убывания  $\tau_{ee}$  с температурой по закону  $T^{-2}$ .

Известно [4], что повышение температуры решетки и нагревание электронов электрическим полем  $E$  (при  $T = \text{const}$ ) оказывают на осцилляции ШГ одинаковое воздействие. Именно это обстоятельство использовано в качестве метода измерения эффективной электронной температуры  $T_e$  в [4, 6, 7]. Однако сечение кулоновского взаимодействия электрон-примесный ион несимметрично по отношению к  $T$  и  $T_e$ , и поэтому при измерениях  $T_e$  методом [4], когда сопоставляются участки кривых осцилляций  $\rho(T)$  и  $\rho(E)$ , следует учитывать зависимость  $T_D(T)$ . Очевидно, в этом нет необходимости при измерениях  $T_e(E)$  методом сопоставления температурных и вольт-амперных характеристик кинетических коэффициентов в условиях  $B = \text{const}$  [5, 8, 13].

Автор выражает благодарность Ю. Г. Садофьеву за помощь в проведении экспериментов, В. Ф. Елесину за обсуждение результатов.

#### Список литературы

- [1] Sladek R. J. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 1. P. 817—829.
- [2] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.
- [3] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. // Электронная структура металлов. М., 1973. С. 332.
- [4] Isacson R. A., Bridjes F. // Sol. St. Commun. 1966. V. 4. N 8. P. 635—638.
- [5] Быковский Ю. А., Елесин В. Ф., Гарифуллин И. А., Кадушкин В. И., Протасов Е. А., Родионов А. Г. // Изв. вузов СССР. Физика. 1972. № 2 (117). С. 96—100.
- [6] Bauer G., Kahlert H. // Phys. Rev. 1972. V. 5. N 2. P. 566—579.
- [7] Kahlert H., Bauer C. // Phys. Rev. 1973. V. 7. N 6. P. 2670—2682.
- [8] Кадушкин В. И., Протасов Е. А., Родионов А. Г., Толожков Н. А. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 9. С. 1786—1788.
- [9] Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 706—709.
- [10] Каратаев В. В., Резников М. И., Тальянский В. И. // Поверхность. 1989. № 6. С. 50—53.
- [11] Дубинская Л. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. В. 3. С. 801—811.
- [12] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 352 с.
- [13] Кадушкин В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 1113—1115.

Научно-исследовательский  
технологический институт  
Рязань

Получено 18.01.1990  
Принято к печати 22.05.1990

*ФТП, том 24, вып. 11, 1990*

### О ВЛИЯНИИ РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ПАРАМЕТРЫ СИГНАЛА В МЕТОДЕ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Григорьев В. В., Зуев В. В., Мехтиев М. М., Петровский А. Н.,  
Сальник А. О.

Одним из перспективных методов современной фотоакустической спектроскопии является разработанный недавно метод фотодефлекционной спектроскопии (ФДС), или так называемый метод «мираж»-эффекта [1] и его модификация для исследования полупроводников [2]. Бесконтактный характер метода ФДС позволяет измерять значения основных тепловых и электронных параметров полупроводника — коэффициентов температуропроводности  $D_T$  и диффу-