

## ЗАТУХАНИЕ КВАНТОВАНИЯ ЛАНДАУ КАК МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ МЕХАНИЗМОВ РЕЛАКСАЦИИ 2D-ЭЛЕКТРОНОВ

Кадушкин В. И.

1. Нетепловое, столкновительное уширение уровней Ландау формально характеризуется температурой Дингла  $T_D$  и соответственно временем релаксации  $\tau_c$ , связанными соотношением

$$T_D = \frac{\hbar}{2\pi k \tau_c}. \quad (1)$$

В [1] показано, что столкновительное уширение уровней Ландау (при гелиевых температурах) обусловлено релаксацией электронов на ионизованной примеси ( $\tau_c \approx \tau_{ei}$ ) и опосредовано сильным электрон-электронным взаимодействием (время релаксации  $\tau_{ee}$ ). Эти представления получили экспериментальное подтверждение в измерениях температурной зависимости  $T_D(T)$  по затуханию амплитуды осцилляций различных кинетических коэффициентов на соединении  $n$ -InSb [1] и гетеросистеме  $n$ -Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с 2D-электронами [2, 3]. В случае объемных электронов ( $n$ -InSb) концепция двухкомпонентного затухания удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость

$$T_D(T) = T_0 + \text{const } T^2. \quad (2)$$

Эту зависимость можно понять, если предположить, что

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

где  $\tau_{ei} \sim T^0$ , а  $\tau_{ee} \sim T^{-2}$  [4]. При этом, естественно, считается, что (3) справедливо следует из независимости  $e-i$ - и  $e-e$ -механизмов релаксации.

Для двумерных электронов ситуация оказалась более сложной. Качественно экспериментальные зависимости  $T_D(T)$  следуют выражению (2). Но наряду с квадратичной на отдельных образцах наблюдалась и более слабая, близкая к линейной, зависимость  $T_D$  от  $T$  [2, 3].

2. На рис. 1 представлены зависимости от  $\tau_c(T)$  из опытных данных  $T_D(T)$  из [3] по (1). Основная особенность зависимости  $\tau_c(T)$ , отражающая двухкомпонентное затухание квантования Ландау, — это уменьшение  $\tau_c$  с ростом температуры для  $T > 6$  К и плато в области  $T < 6$  К. Последнее наблюдалось ранее в опытах на объемных и двумерных электронах. Так, измерения, выполненные авторами [5], показали, что в интервале  $1.7 < T < 4.2$  К температура Дингла в объемном полупроводнике не зависит от температуры. Плато на зависимости  $\tau_c(T)$  наблюдалось в работе [6] для случая 2D-электронов в диапазоне  $1.06 \div 3.90$  К.

Косвенное подтверждение присутствия двух механизмов в затухании квантования Ландау обнаруживается и в магнитопольевой зависимости амплитуды осцилляций. Пауль и Спрингфорд (см. с. 325 в [7]) предложили остроумный метод измерения  $T_D$ , в котором возможно выявление воздействия на характер затухания амплитуды осцилляций  $\delta$  внешнего параметра. Суть метода показана на рис. 2. Достоинство этого метода состоит в достаточно надежном установлении наклона зависимости  $\delta(1/B)$  аппроксимацией последней на  $(1/B) = 0$ . Семейство осцилляционных кривых, характеризуемых определенным механизмом затухания квантования Ландау, объединяет некая узловая точка (фокус) на оси  $\delta[(1/B) = 0]$ . Изменение какого-либо параметра, дающего вклад в затухание, отражается на перестройке  $\delta(1/B)$  в новое семейство. В нашем случае таким фак-

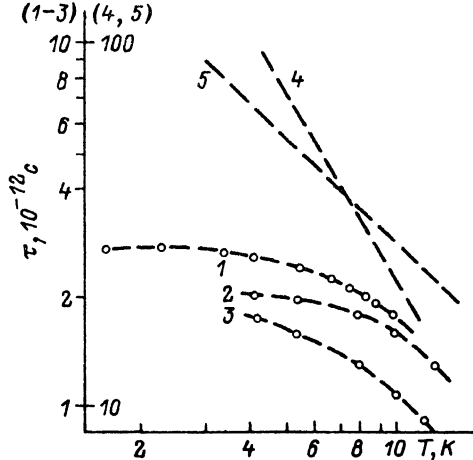


Рис. 1. Сопоставление результатов времени релаксации  $\tau_c(T)$  из  $T_D(T)$ .

1—3 — структуры № 687, 632 и 649 соответственно (см. [3]); 4, 5 — расчет  $\tau_{cc}$  по (4) и  $\tau_{pc}$  по (5).

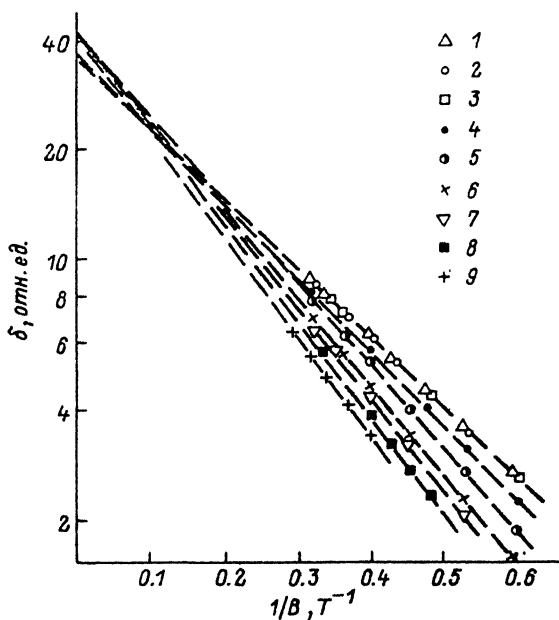


Рис. 2. Графики Дингла, иллюстрирующие проявление двух механизмов в уширении уровней Ландау.

Структура № 687;  $T, K$ : 1 — 1.5, 2 — 2.36, 3 — 3.42, 4 — 4.2, 5 — 5.5, 6 — 6.8, 7 — 7.7, 8 — 9.0, 9 — 10.9.

тором, изменяющим характер затухания квантования Ландау, является примешивание в процесс релаксации  $2D$ -электронов электрон-электронных столкновений.

Этот метод внутренне содержит элемент подгонки, в результате чего экспериментальные точки, заметно выпадающие из  $\delta(1/B)$ , образующих семейство, исключаются из рассмотрения. На рис. 2 представлен скорее нетипичный случай: для большинства исследованных нами структур размытие по оси  $\delta[(1/B) = 0]$  узловых точек весьма существенное, и выделить достаточно четко семейства

кривых  $\delta(1/B)$  затруднительно. Логичнее бы было ожидать плавного смещения узловой точки  $\delta(1/B) = 0$  с ростом температуры, а так, по виду рис. 2, следует заключить о резкой смене механизма релаксации, определяющего затухание квантования. Результаты же рис. 1 свидетельствуют о плавном примешивании  $\tau_{ee}$  к  $\tau_{ei}$  и общем уменьшении  $\tau_c$  с ростом температуры.

3. Приняв за основу концепцию двухкомпонентного затухания, отождествим температурно зависимую часть  $\tau_c(T)$  с зависимостью от температуры времени релаксации электрон-электронных взаимодействий. Теория  $e-e$ -взаимодействий в квантующем магнитном поле для случая вырожденных двумерных электронов отсутствует. И поэтому естественно воспользоваться следствиями теории квантовых поправок к проводимости [8, 9]. Выражения для времени релаксации электрон-электронных столкновений и времени сбоя фазы волновой функции из-за  $e-e$ -взаимодействий имеют вид [8]

$$\tau_{ee}^{-1} = F^2 \frac{(kT)^2 \pi}{2\xi} \frac{\pi}{h} \ln \left( \frac{\xi}{kT} \right) \quad (4)$$

и [9]

$$\tau_{\varphi e}^{-1} = \frac{kT\pi G_0 R_{\square}}{h} \ln \left( \frac{1}{2\pi G_0 R_{\square}} \right). \quad (5)$$

В этих выражениях  $G_0 = 1.23 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ ,  $\xi$  — энергия Ферми,  $R_{\square}$  — сопротивление квадрата двумерной структуры,  $F$  — функция приведенного фермиевского волнового вектора  $k_F$ .

На рис. 1 (кривые 4 и 5) представлены результаты расчетов по (4) и (5) для значений параметров  $\xi = 24 \text{ мэВ}$  и  $R_{\square} = 160 \text{ Ом}/\square$ , близких к данным структур из [3]. Теоретические оценки  $\tau_{ee}(T)$  от экспериментальных в области  $T > 6 \text{ К}$  отличаются на порядок. Этот результат не является неожиданным.

Адекватность теории [8, 9] эксперименту детально исследована в работах [10, 11] (см. также обзор [12]). Чтобы понять суть кажущегося противоречия, необходимо проанализировать физические условия опытов. Прежде всего эксперименты [10, 11] выполнены в классическом магнитном поле, вдали от условий осцилляций ШдГ. Второе немаловажное обстоятельство относится к качеству структур. В [10, 11] измерениям подвергнуты структуры с низкими значениями подвижности ( $\mu \approx 0.4 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) и соответственно большими  $R_{\square}$  (для усиления эффекта проявления квантовых поправок). Опыты, анализируемые в этой работе, выполнены на достаточно хороших структурах ( $\mu > 5 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ) с довольно низкими значениями  $R_{\square}(0)$  что, естественно, приводит к величинам  $\tau_{ee}$  и  $\tau_{\varphi e}$  согласно (4) и (5) существенно большим, чем в [2, 10].

Корректное сопоставление теории [8, 9] и эксперимента встречает затруднения принципиального характера. При расчетах по (4) и (5) использовались величины  $R_{\square}(0)$ , соответствующие условию  $B=0$ . Однако измеренные величины  $\tau_c$  соответствуют квантующим магнитным полям, в которых  $R_{\square}(B)$  существенно больше величин  $R_{\square}(0)$ . При этом следует ожидать сближения результатов расчета и эксперимента. Однако измеренные величины  $\tau_c(T)$  (кривые 1—3) относятся к некоторому интервалу магнитных полей  $\Delta B$ , где величины  $R_{\square}(B)$ , осциллируя, сильно разнятся. Так что для корректного сопоставления с экспериментом в теории необходимо учесть это обстоятельство.

Заметное численное отличие экспериментальных данных (в «высокотемпературной» области) может проистекать также, например, и из-за неоднозначности в связи между  $T_D$  и  $\tau_c$ , на что указывалось [1] и [13].

4. Уже неоднократно отмечалось, что механизмы релаксации электронов в двумерном канале существенно сложнее, чем в объемном полупроводнике. Увеличение подвижности электронов в двумерном канале по отношению к

объемному GaAs достигается пространственным разделением ионизованных примесей, локализованных в  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , и  $2D$ -электронов в  $i\text{-GaAs}$  за счет введения нелегированной прослойки  $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . К тому же специфической особенностью систем с  $2D$ -электронами, выращенных по технологии МЛЭ, является «островковый» характер роста [<sup>14-16</sup>], что приводит к крупно- и мелкомасштабным флуктуациям на гетерогранице и искажает потенциальный рельеф. Возможны также включения  $p$ -типа на выходах вицинальных граней типа (311) микронеоднородностей рельефа [<sup>17</sup>], обусловленные технологией подготовки подложек. Конкуренция и суперпозиция механизмов релаксации возможно и объясняют такой широкий спектр характера зависимости проводимости от температуры [<sup>18, 19</sup>] и проявление квантовых поправок к проводимости [<sup>12</sup>].

Сильное различие в свойствах  $2D$ -электронов в структурах (разница по подвижности более чем в 3 раза у № 687 и № 632, 649) (см. [<sup>3</sup>]) практически не отразилась на величине  $\tau_c$ . Далее, не обнаруживается корреляция в соотношениях времени релаксации  $\tau_c$  и подвижности:  $\tau_c$  (№ 632)  $<$   $\tau_c$  (№ 649), а для подвижностей неравенство обратное. Все это позволяет заключить о степени сложности процессов релаксации электронов в двумерном канале.

Автор выражает благодарность А. Я. Шику за полезные консультации по принципиальным вопросам работы и весьма признателен Т. А. Полянской за многочисленные обсуждения и высказанные замечания, способствовавшие устранению некоторых недостатков в работе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240; 1990. Т. 24. В. 11. С. 2029—2031.
- [2] Кадушкин В. И., Кульбачинский В. А. // Тез. докл. V Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах». Калуга, 1990. С. 235—236.
- [3] Кадушкин В. И., Кульбачинский В. А., Сеничкин А. П. // Поверхность. 1991. В. 6. С. 156—158.
- [4] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. В. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 352 с.
- [5] Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 706—709.
- [6] Colerige P. T. // Semicond Sci. Techn. 1990. V. 5. P. 961—966.
- [7] Шенберг Д. Магнитные осцилляции в металлах. М., 1986. 678 с.
- [8] Fukuyama H., Abrahams E. // Phys. Rev. W. 1983. V. 27. N 10. P. 5976—5980.
- [9] Althuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitskii D. E. // J. Phys. C. 1982. V. 15. N 36. P. 7367—7386.
- [10] Савельев И. Г., Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2096—2099.
- [11] Савельев И. Г., Полянская Т. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1818—1826.
- [12] Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 3—32.
- [13] Кадушкин В. И. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 3. С. 459—463.
- [14] Копьев П. С., Уральцев И. И., Эфрос А. А., Яковлев Д. Р., Виноградова А. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 424—432.
- [15] Clarke S., Vvedensky D. D. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 7. P. 2272—2283.
- [16] Pukite P. R., Petrich G. S., Batra S., Conen P. J. // J. Cryst. Growth. 1989. V. 35. P. 269—272.
- [17] Nobuhara H., Wada Q., Fujii T. // Electron. Lett. 1987. V. 23. N 1. P. 35—36.
- [18] Lin B. J. F., Tsui D. C. // Sol. St. Commun. 1985. V. 56. N 3. P. 287—290.
- [19] Кадушкин В. И., Денисов А. А., Сеничкин А. П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1702—1704.