

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ AlGaAs /GaAs.

*М.Г.Блюмина, А.Г.Денисов, Т.А.Полянская, И.Г.Савельев
А.П.Сеничкин, Ю.В.Шмарцев*

Экспериментально показано, что низкотемпературный разогрев двумерных электронов на гетерогранице AlGaAs/GaAs определяется пьезоэлектрическим рассеянием на акустических фонахах.

Исследованы осцилляции сопротивления Шубникова – де Гааза в селективно-легированных гетероструктурах $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,73}\text{As}/\text{GaAs}$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии и описанных ранее в работе ¹. Измерения проводились на постоянном токе, на образцах в форме двойного креста, в диапазоне температур от 1,8 до 4,2 К. На рис. 1, *a* приведены температурные зависимости амплитуды осцилляций ΔR_{SH} (нормированной на сопротивление образца R_0), при фиксированной величине магнитного поля и двух значениях

электрического поля. Осцилляции сопротивления в исследуемом диапазоне полей $H \lesssim 10$ кГс имеют синусоидальный характер и температурная зависимость амплитуды $\Delta R_{SH}/R_0$ для случая негреющегося электрического поля хорошо описывается теорией² с эффективной массой двумерных электронов $m^*/m_0 = 0,069 \pm 0,002$. Сопоставление зависимости $\Delta R_{SH}(E)$ (рис. 1, б) с температурной зависимостью $\Delta R_{SH}(T)$ при $E = 0,02$ В/см позволяет определить температуру электронов T_e и ее зависимость от электрического поля E .

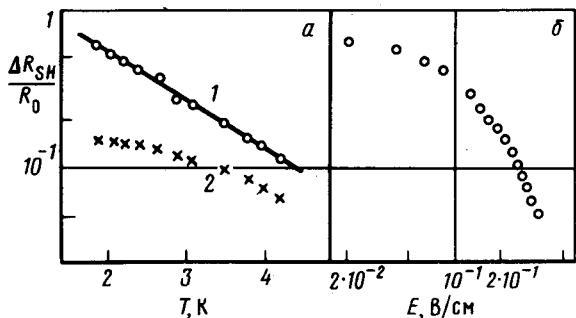


Рис. 1.

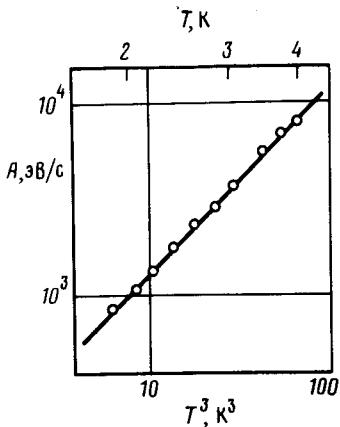


Рис. 3

Рис. 1. Нормированная амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза в образце 1 при фиксированном значении магнитного поля $H = 9,6$ кГс: а – в зависимости от температуры для двух значений электрического поля E (В/см): 1 – 0,02; 2 – 0,2; б – в зависимости от электрического поля при температуре решетки $T = 1,86$ К

Рис. 2. а – Зависимость электронной температуры T_e от подводимой мощности $\langle Q \rangle$ при $T = 1,86$ К для образца 1, прямая соответствует $\langle Q \rangle \sim T_e^3$; б – зависимость величины $(T_e/T)^3 - 1$ от подводимой мощности $\langle Q \rangle$: 1 – образец 1, 2 – образец 2, 3 – данные⁹. Прямые соответствуют зависимостям $\langle Q \rangle = A((T_e/T)^3 - 1)$

Рис. 3. Зависимость коэффициента A от температуры решетки T для образца 1. Прямая соответствует зависимости $A = \alpha \cdot T^3$

В "температурном" приближении³ уравнение баланса энергии двумерных электронов при взаимодействии с акустическими фононами можно записать в следующем виде:

$$\langle Q \rangle = \alpha (T_e^\gamma - T^\gamma) = \alpha T^\gamma [(T_e/T)^\gamma - 1] \quad (1)$$

где $\langle Q \rangle = e\mu E^2$ – джоулева мощность в расчете на один электрон. На рис. 2, а приведена экспериментальная зависимость величины электронной температуры T_e от подводимой мощности $\langle Q \rangle$. Видно, что в сильном поле $E > 0,2$ В/см, когда $(T_e/T)^3 > 7$, экспериментальная зависимость описывается выражением $\langle Q \rangle \sim T_e^3$. Далее, на рис. 2, б видно, что зависимость полностью спрямляется в координатах $\langle Q \rangle$ и $((T_e/T)^3 - 1)$, т. е. при фиксирован-

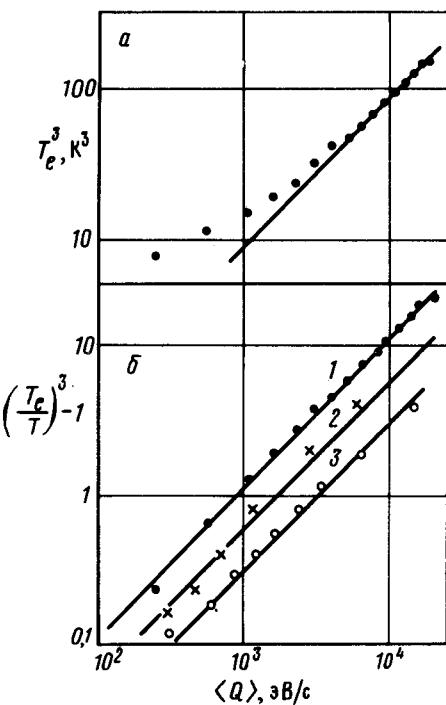


Рис. 2

ном значении $T = 1,86 \text{ K}$, $\langle Q \rangle = A((T_e/T)^3 - 1)$. Сопоставляя кривые 1 и 2 на рис. 1, a удается определить зависимость T_e от температуры решетки T при фиксированной величине электрического поля и выделить зависимость коэффициента пропорциональности A от температуры: $A = \alpha T^3$ (рис. 3). Таким образом, уравнение баланса в исследуемых структурах описывается выражением (1) при $\gamma = 3$. При этом $\alpha = 130 \text{ эВ/с} \cdot \text{К}^3$ для образца № 1 с концентрацией электронов $n_e = 6,75 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижностью $\mu = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $\alpha = 230 \text{ эВ/с} \cdot \text{К}^3$ для образца № 2 с $n_e = 7,79 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 7,9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Для уравнения баланса энергии двумерных электронов при взаимодействии с деформационным потенциалом акустических фононов (DA -рассеяние) в низкотемпературном пределе, когда $T < T_1 = 2\hbar k_F s$ (s – скорость звука, k_F – волновой вектор электрона с энергией ϵ_F) теория предсказывает величины $\gamma_{DA} = 5$ – без учета экранирования рассеяния электронов⁴ и $\gamma_{DA} = 7$ – при сильной экранировке⁵. Сильное экранирование соответствует условию $x \equiv q\lambda_q \ll 1$ ⁶, где q – волновой вектор фонона, λ_q – длина экранирования. В двумерном газе в длинноволновом пределе ($q \approx T/\hbar s < k_F$) $\lambda_q \simeq a_B/2$, a_B – боровский радиус электрона ($a_B = 100 \text{ \AA}$ для GaAs). В этом же пределе ($x \ll 1$) в случае взаимодействия двумерных электронов с пьезоэлектрическим потенциалом акустических фононов (PA -рассеяние) в работе⁵ получено значение $\gamma_{PA} = 5$. В исследованных образцах условия низкотемпературного предела выполняется ($T_1 \simeq 15 \text{ K} > T$), но случай сильного экранирования, по-видимому, не реализуется, так как $x \simeq 1$. Таким образом, экспериментальное значение $\gamma = 3$ не находит объяснения в рамках теорий^{4, 5}. Однако, в работе⁴ было отмечено, что в низкотемпературном пределе различие между скоростью потери энергии двумерным и трехмерными электронами (без учета экранирования) заключается только в изменении численного множителя в выражении для баланса энергии. Поэтому мы сочли возможным воспользоваться результатом расчета $\langle Q \rangle$ для PA -рассеяния в трехмерном электронном газе, приведенным в монографии⁶ (см. табл. 6.1 этой ссылки), где $\gamma_{PA} = 3$ и $\alpha = 1,8/\tau_{PA}\epsilon_F^{3/2}(\hbar\omega_0)^{1/2}$, где $\hbar\omega_0 = 421 \text{ K}$, $\tau_{PA} = 8 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ – характерные параметры для GaAs⁶. Расчет дает величину $\alpha = 220 \text{ эВ/с} \cdot \text{К}^3$ для образца № 1 и $\alpha = 170 \text{ эВ/с} \cdot \text{К}^3$ для образца № 2. Эти значения близки к экспериментально определенным величинам. Однако, как следует из теоретического выражения, величина α должна уменьшаться с увеличением концентрации электронов, а для двух исследованных образцов обнаруживается обратная закономерность. Это остается неясным.

Интересно отметить следующее. Если, как это было принято раньше (см., например, обзор⁷), построить зависимость $\Delta T = T_e - T$ от электрического поля E в логарифмическом масштабе, то наши данные для образца № 2 достаточно хорошо укладываются на прямую, соответствующую зависимости $\Delta T \sim E^{1,5}$ ⁸. Такая зависимость наблюдалась ранее на Si-MДП структурах⁹ и, как отмечалось в обзоре⁷, не нашла своего объяснения. Данные работы⁹ приведены на рис. 2, a и также хорошо описываются зависимостью (1) при $\gamma = 3$. Возможно, это случайное совпадение, так как в кремнии PA -рассеяние отсутствует. Однако, и в других исследованиях на Si-MДП структурах не было полного согласия с теорией рассеяния на DA -потенциале⁴ – либо по величине коэффициента α ¹⁰, либо по показателю степени γ ^{9, 11}.

Возможно, количественное расхождение теории и эксперимента как в данной работе, так и в работах^{9, 11}, связано с тем, что разогрев электронов исследуется в присутствии квантующего магнитного поля. Так как теория разогрева двумерных электронов, распределенных по уровням Ландау, отсутствует (при большом числе заполненных уровней), то влияние магнитного поля не учитывалось при анализе экспериментальных данных как в нашей, так и в упомянутых выше работах.

В заключение хотелось бы отметить, что для арсенида галлия расчеты показывают (например,¹²), что при $T < 10 \text{ K}$ основным механизмом взаимодействия электронов и фононов является пьезоакустическое рассеяние, что согласуется с результатами проведенного в данной работе анализа.

Авторы благодарны А.Я.Шику и В.Карпусу за весьма полезные обсуждения, М.В.Егоровой за проведение фотолитографических работ.

Литература

1. Блюмина М.Г., Денисов А.Г., Крещук А.М., Полянская Т.А., Савельев И.Г., Сайдашев И.И., Шмарцев Ю.В. ФТП, 1985, 19, 164.
2. Ando T., Uemura J. J. Phys. Soc. Jap., 1974, 36, 959.
3. Есинов С.Э., Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1986, 90, 330.
4. Карпус В. ФТП, 1986, 20, 12.
5. Price P.J. J. Appl. Phys., 1982, 53, 6863.
6. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984, с. 350.
7. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437 (Перевод: Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. — М.: Мир, 1985, с. 415).
8. Денисов А.Г., Блюмина М.Г., Полянская Т.А., Савельев И.Г., Сеничкин А.П., Шмарцев Ю.В. Разогрев двумерных электронов на границе раздела GaAlAs/GaAs. Тезисы IV Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах 27 – 29 мая 1986 г., Минск, с. 44.
9. Fang F.F., Fowler A.B. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1825.
10. Долгополов В.Т., Шишкун А.А., Дорожкин С.И., Выродов Е.А. ЖЭТФ, 1985, 89, 2113.
11. Newgebauer F., Landwehr G. Phys. Rev. B., 1980, 21, 702.
12. Fletcher K., Butcher P.N. J. Phys., 1972, C5, 212.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 мая 1986 г.
После переработки
22 июля 1986 г.