

## РОЛЬ ВЫСШИХ ПОДЗОН В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Крещук А. М., Мартисов М. Ю., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сайдашев И. И., Шик А. Я., Шмарцев Ю. В.

Теоретически вычислена скорость энергетических потерь двумерного электронного газа, взаимодействующего с акустическими фононами, при условии, когда носители заполняют две подзоны размерного квантования. Указанная теория объясняет приведенные экспериментальные данные, согласно которым в гетероструктуре GaAs—AlGaAs при увеличении концентрации двумерных электронов и начале заполнения второй подзоны меняется температурная зависимость скорости энергетических потерь.

Процессы энергетической релаксации в двумерном вырожденном электронном газе, определяющие его эффективную температуру  $T_e$  в условиях полевого разогрева, уже являлись объектом как экспериментального [1-3], так и теоретического [4-7] исследований. В указанных работах исследовался чисто двумерный случай, когда энергия Ферми  $\epsilon_F$  лежит ниже второго квантового уровня  $\epsilon_2$ , так что заполнен лишь низший уровень  $\epsilon_1$ , и все процессы рассеяния носят внутриуровневый (внутриподзонный) характер. Следует ожидать, что с ростом концентрации носителей, когда  $\epsilon_F > \epsilon_2$ , появление носителей во второй подзоне и включение процессов межподзонного рассеяния могут существенно изменить характер энергетической релаксации.<sup>1</sup> Исследование этого эффекта и является задачей данной работы.

1. *Теория.* Вычислим скорость энергетических потерь  $Q$  для двумерных электронов, имеющих фермиевское распределение с уровнем химического потенциала  $\epsilon_F$  и устанавливающейся за счет частых электрон-электронных соударений эффективной температурой  $T_e$ , при рассеянии на деформационном ( $DA$ ) и пьезоэлектрическом ( $PA$ ) потенциалах акустических фононов. При условии  $\epsilon_F > \epsilon_2$ , когда заполнены две подзоны, искомая величина состоит из четырех слагаемых:  $Q = Q_{11} + Q_{12} + Q_{21} + Q_{22}$ . Здесь  $Q_{ij}$  — скорость потерь энергии электронами  $i$ -й подзоны, переходящими при электрон-фононном рассеянии в  $j$ -ю подзону.

Формулы для  $Q_{11}$  были получены Карпусом [7], рассматривавшим энергетическую релаксацию в условиях одной заполненной подзоны. Очевидно, что при замене  $\epsilon_F$  на  $\epsilon_F - \epsilon_2 + \epsilon_1$  они могут быть применены и для  $Q_{22}$ . Что касается перекрестных членов  $Q_{12}$  и  $Q_{21}$ , то для них имеем

$$Q_{21} = 2\pi s \sum_k \sum_q q M^2(q) I_{12}(q_z) f\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m}\right) \left[1 - f\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \hbar s q\right)\right] \frac{1 - \exp\left[\frac{\hbar s q}{T_e} \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{T}\right)\right]}{1 - \exp\left(-\frac{\hbar s q}{T}\right)} \times \\ \times \delta\left\{\frac{\hbar^2}{2m} [k^2 - (k - \hbar q_{\parallel})^2] - \epsilon_2 + \epsilon_1 - \hbar s q\right\}, \quad (1)$$

а  $Q_{12}$  отличается лишь заменой  $\epsilon_1 \leftrightarrow \epsilon_2$  в аргументе  $\delta$ -функции. Здесь  $M(q)$  — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, отвечающий фонону

<sup>1</sup> Изменение импульсной релаксации в этих условиях уже частично рассматривалось в литературе [8-10].

$c$  — волновым вектором  $\mathbf{q}$ ,  $f(\varepsilon)$  — функция Ферми с эффективной температурой  $T_e$ ,  $s$  — скорость продольного звука,

$$I_{12}(q_z) = \left| \int \exp(-iq_z z) \psi_1(z) \psi_2(z) dz \right|^2,$$

а  $\psi_1(z)$  и  $\psi_2(z)$  — волновые функции первого и второго квантовых уровней. При  $|\varepsilon_F - \varepsilon_2| \ll \varepsilon_F - \varepsilon_1$ , когда концентрация электронов на втором уровне относительно мала, выражение для  $Q_{21}$  приводится к виду

$$Q_{21} = \frac{m^2 s T_e I_3}{\pi \hbar^4} \int_1^\infty \frac{dy y^2}{\sqrt{y^2 - 1}} M^2(\beta y) I_{12}(\beta \sqrt{y^2 - 1}) \times \left\{ 1 - \exp \left[ \hbar \beta s y \left( \frac{1}{T_e} - \frac{1}{T} \right) \right] \right\} \ln \left\{ 1 + \frac{\exp \left( \frac{\hbar \beta s y}{T_e} \right) - 1}{\exp \left( \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_F}{T_e} \right) + 1} \right\} \times \frac{1}{\left[ \exp \left( \frac{\hbar \beta s y}{T_e} \right) - 1 \right] \left[ 1 - \exp \left( -\frac{\hbar \beta s y}{T} \right) \right]} \quad (2)$$

[ $L$  — нормировочная длина,  $\beta = \sqrt{2m(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}/\hbar$ ].

Зависимость  $Q_{12}$  и  $Q_{21}$  от  $T_e$ , описываемая формулой (2), имеет сложный вид, отличный от простой степенной зависимости  $Q_{11}(T_e)$  [7]. Однако существенное изменение характера зависимости  $Q(T_e)$  в области  $\varepsilon_F \geq \varepsilon_2$  связано не только, а порой и не столько с наличием межподзонного рассеяния  $Q_{21}$ . Даже в его отсутствие сам факт переноса по двум подзонам может заметно сказаться на  $Q(T_e)$ .

Рассмотрим, в частности, случай низких температур и слабого разогрева:  $T, T_e \ll \sqrt{8ms^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$ . При этом из (2) имеем  $Q_{21} \sim \exp(-\sqrt{2ms^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}/T_e)$ , т. е. межподзонное рассеяние существенно подавлено по сравнению с внутриподзонным. Действительно, межподзонное рассеяние связано с большой передачей импульса  $\Delta p \sim \sqrt{m(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}$ . Энергия фонона с таким импульсом  $\hbar\omega = s\Delta p$  заметно превосходит  $T_e$ . Это делает весьма затруднительным испускание подобных фононов, требующее наличия либо «горячего» электрона с энергией  $\sim \hbar\omega$  над уровнем Ферми, либо свободного места на глубине  $\sim \hbar\omega$  под уровнем Ферми. В результате  $Q = Q_{11} + Q_{22}$ . Если  $\varepsilon_F \approx \varepsilon_2$ , то для рассматриваемого случая в первой подзоне реализуется режим малоуглового рассеяния, характеризующегося зависимостями  $Q_{11} \sim (T_e^5 - T^5)$  для  $DA$ -рассеяния и  $Q_{11} \sim (T_e^3 - T^3)$  для  $PA$ -рассеяния [7]. Однако  $Q_{22}$  может описываться совсем иными формулами. Действительно, если  $\sqrt{8ms^2(\varepsilon_F - \varepsilon_2)} < T_e$ , то для электронов второй подзоны реализуется режим квазиупругого рассеяния, характеризующегося зависимостью  $Q_{22} \sim (T_e - T)$ . При этом, в частности, для  $PA$ -рассеяния в кристаллах группы симметрии  $T_d$  при ориентации подложки (100)

$$Q = Q_{11} + Q_{22} = \frac{2ms_T^2}{\tau_0} \left\{ 2\zeta(3) a_2 \frac{(T_e^3 - T^3)}{[2ms_T^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)]^{3/2}} + \frac{a_1}{2} \left( \frac{\pi T_e}{2ms_T^2} \right)^{1/2} F_{-1/2} \left( \frac{\varepsilon_F - \varepsilon_2}{T_e} \right) \frac{(T_e - T)}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right\}, \quad (3)$$

где  $F_{-1/2}$  — интеграл Ферми—Дирака,  $a_1$  и  $a_2$  — константы, обусловленные анизотропией рассеяния ( $a_1 = \frac{13}{64} \left[ 1 + \frac{9}{13} \left( \frac{s_T}{s} \right)^2 \right]$ ,  $a_2 = \frac{9}{2}$ ),  $s_T$  — скорость поперечного звука,  $\zeta(x)$  — дзета-функция Римана,  $\tau_0 = 2\pi c \hbar^2 s_T / (e\hbar_{14})^2 m$  — характерное время испускания акустического фонона за счет пьезоэлектрического взаимодействия,  $\rho$  — плотность материала,  $\hbar_{14}$  — пьезоэлектрическая постоянная.

Поскольку при квазиупругом рассеянии передача энергии фононам более эффективна, чем при малоугловом, вклад электронов второй подзоны в  $Q$  может быть сравним с  $Q_{11}$  и даже превосходит его. Тот факт, что концентрация электронов во второй подзоне существенно меньше, чем в первой, не столь важен,

поскольку энергетические потери обуславливаются не всей массой электронов, а узким пояском энергий вблизи  $\epsilon_F$ . Из (3) следует, что при

$$\epsilon_F > \epsilon_2 + \frac{1}{\epsilon_F - \epsilon_1} \left( \frac{\zeta(3) a_2 T_e^2}{a_1 m_s^2} \right)^2$$

$Q_{22} > Q_{11}$  и зависимость  $Q \sim (T_e^3 - T^3)$  сменяется более слабой зависимостью  $Q \sim (T_e - T)$ . При дальнейшем росте концентрации режим малоуглового рассеяния начнет реализовываться и для электронов второй подзоны [ $\sqrt{8m_s^2(\epsilon_F - \epsilon_2)} > T_e$ ]. При этом снова приходим к закону  $Q \sim (T_e^3 - T^3)$ , но с иным коэффициентом, чем в случае малых концентраций.

Аналогичное поведение (с заменой третьих степеней  $T$  и  $T_e$  на пятые) должно испытывать  $Q$  и для случая  $DA$ -рассеяния.

Следует заметить, что в наших расчетах электроны в обеих подзонах описывались фермиевской функцией с одним и тем же уровнем Ферми  $\epsilon_F$  и эффективной температурой  $T_e$ . Для этого необходимо, чтобы время энергетической релаксации  $\tau_e$  превосходило время межуровневых переходов за счет электрон-электронных соударений  $\tau_{12}^{ee}$ . Последняя величина вычислялась в [11]. Согласно имеющимся там расчетам, для одиночных гетероструктур, используемых в наших экспериментах (см. далее),  $\tau_{12}^{ee} \sim 10^{-12} - 10^{-11}$  с  $\ll \tau_e$ , что оправдывает сделанное приближение. Однако для симметричных квантовых ям, где существуют правила отбора, запрещающие электронные переходы между первой и второй подзонами [8, 11],  $\tau_{12}^{ee}$  существенно больше, ситуация не столь однозначна и требует особого рассмотрения.

2. *Эксперимент и его обработка.* Экспериментальные исследования описанного явления проводились на гетероструктуре GaAs—AlGaAs, основные характеристики которой были описаны в [12]. Измерялись осцилляции Шубникова—де-Гааза в магнитном поле, перпендикулярном гетерогранице. В параллельном границе поле осцилляции отсутствовали, что свидетельствовало о том, что, несмотря на низкую подвижность ( $\mu \simeq 4 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/В·с),<sup>2</sup> электронный газ в структуре носил двумерный характер. Методика измерений и их обработки была аналогична описанной в [3]. Исследовались зависимости амплитуды осцилляций от температуры образца  $T$  и от напряженности тянущего электрического поля  $E$ . Из их сопоставления определялись электронная температура  $T_e$  в условиях полевого разогрева и ее связь со скоростью энергетических потерь  $Q$ . Особенностью настоящих экспериментов являлось то, что в них с помощью оптической подсветки варьировалась концентрация двумерных электронов  $n$  (т. е. положение уровня Ферми  $\epsilon_F$ ). Величина  $n$  определялась по эффекту Холла и периоду осцилляций.

Зависимость холловской подвижности  $\mu_H$  от концентрации двумерных электронов в первой подзоне, определенной из осцилляций Шубникова—де-Гааза  $n_{SH}$ , показана на рис. 1, а. Видно, что экспериментальная кривая характеризуется резким спадом при  $n_{SH} \simeq (7.4 \pm 0.1) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Подобный спад предсказывался теоретически [9], наблюдался экспериментально в [10] и связан с включением межподзонного рассеяния при заполнении второй подзоны размерного квантования. Его положение позволяет определить энергетическое расстояние между уровнями  $\epsilon_2 - \epsilon_1 = (26 \pm 0.4)$  мэВ и говорит о том, что в наших условиях может реализоваться случай как пустой, так и частично заполненной второй подзоны.

На рис. 2 показаны определенные на опыте зависимости электронной температуры  $T_e$  от подводимой мощности  $Q = e\mu E^2$  при 1.85 К для двух значений концентрации электронов  $n_{SH}$ :  $7.5 \cdot 10^{11}$  (точки 1) и  $9 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> (точки 2). Для более удобного сопоставления с теорией эти и все другие зависимости аппроксимировались функцией

$$Q = \alpha (T_e^\gamma - T^\gamma). \quad (4)$$

<sup>2</sup> Была использована структура со столь низкой подвижностью, поскольку в ней наиболее выражен эффект остаточной фотопроводимости, используемый для управления концентрацией (см. далее).

Значения  $\gamma$ , наилучшим образом описывающие экспериментальные кривые, представлены на рис. 1, б. Видно, что при  $\epsilon_F < \epsilon_2 - 4$  мэВ  $\gamma = 3$ , что согласуется с полученными ранее результатами [3] и свидетельствует о том, что основным механизмом энергетических потерь является рассеяние на пьезоэлектрическом потенциале акустических фононов, а используемое в опытах магнитное поле существенно не меняет процессы релаксации (напомним, что теория [7] построена для отсутствия магнитного поля). Однако при увеличении концентрации электронов и приближении уровня Ферми ко дну второй подзоны характер экспериментальных зависимостей изменяется и введенный выше показатель  $\gamma$  уменьшается, насыщаясь при достаточно сильном заполнении второй подзоны на значениях  $\sim 2$ .

Такое поведение качественно согласуется с изложенными выше теоретическими представлениями. Количественное согласие с формулой (3) и, в частности, выход на зависимость вида  $Q \sim (T_e - T)$  не наблюдаются прежде всего потому, что использованное при выводе этой формулы неравенство  $T_e \ll$

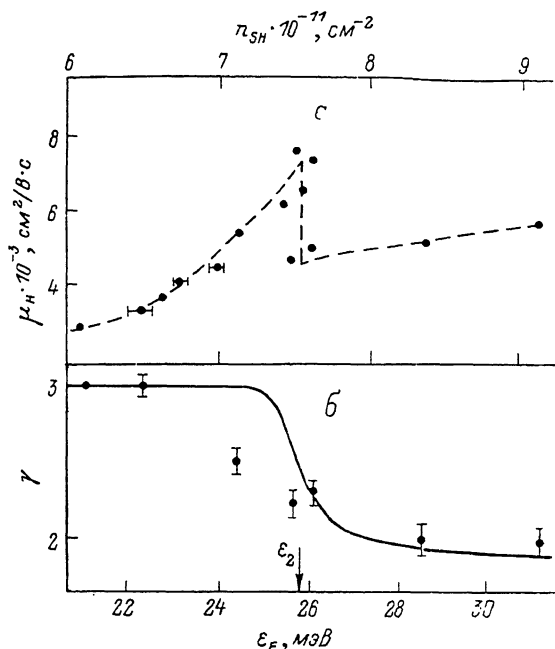


Рис. 1. Зависимости холловской подвижности от концентрации двумерных электронов (а), определенной из осцилляций Шубникова—де-Гааза, и параметра  $\gamma$  от положения уровня Ферми относительно дна первой квантовой подзоны (б).

Стрелкой указано положение дна второй квантовой подзоны.

использованное при выводе этой формулы неравенство  $T_e \ll$

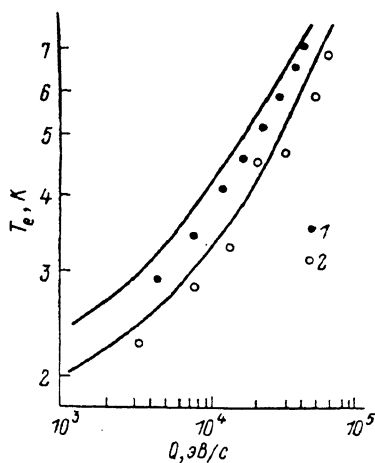


Рис. 2. Зависимость электронной температуры от подводимой мощности в расчете на один электрон при 1.85 К.

1 —  $\epsilon_F \approx \epsilon_2$ , 2 —  $\epsilon_F = \epsilon_2 + 4.9$  мэВ; сплошные линии — теоретический расчет.

$\ll \sqrt{8ms^2 (\epsilon_2 - \epsilon_1)}$  выполняется с недостаточно большим запасом и пренебрежение  $Q_{21}$  недостаточно корректно. [Поскольку  $Q_{12}/Q_{21} \approx \sqrt{(\epsilon_F - \epsilon_2)/(\epsilon_F - \epsilon_1)}$ , то пренебрегать  $Q_{12}$  можно с достаточно хорошей точностью]. Поэтому для количественного сопоставления с экспериментом использовалась формула (3) не в чистом виде, а с добавлением  $Q_{21}$ , определенной согласно (2). Теоретические зависимости мощности потерь от  $T_e$ , рассчитанные таким образом, показаны на рис. 2 для двух различных значений  $\epsilon_F$ . Указанные зависимости, так же как и экспериментальные кривые, аппроксимировались степенной функцией (4). Определенная из такой аппроксимации зависимость  $\gamma$  ( $n_{SH}$ ) показана на рис. 1, б сплошной линией.

Результаты, представленные на рис. 1, б и 2, свидетельствуют о хорошем согласии теории и эксперимента. Это согласие ухудшается лишь в узкой области концентраций вблизи  $\epsilon_F \leq \epsilon_2$ , что, по-видимому, объясняется большой относительной ошибкой в определении величины  $\epsilon_F - \epsilon_2$  (малая разность больших величин), от которой экспоненциально зависит концентрация носителей во второй подзоне.

Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемое в эксперименте изменение вида скорости энергетических потерь при росте концентрации носителей связано с существенным вкладом, вносимым в скорость потерь электронами, находящимися во второй подзоне размерного квантования.

Авторы благодарят В. Карпуса за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Inoue M., Niyamizu S., Hida H., Hashimoto H., Inuishi Y. — J. Phys., 1981, v. 42, N C7, p. 19—24.
- [2] Sakaki H., Hirakawa K., Yoshino J., Svensson S. P., Sekiguchi Y., Hotta T., Nishii S. — Surf. Sci., 1984, v. 142, N 1-3, p. 306—313.
- [3] Блюмина М. Г., Денцов А. Г., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сенпчкин А. П., Шмарцев Ю. В. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 5, с. 257—260.
- [4] Price P. J. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 10, p. 6863—6866.
- [5] Basu P. K., Kundu S. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 3, p. 264—266.
- [6] Есипов С. Э., Левинсон П. Б. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 1, с. 330—345.
- [7] Карпус В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 12—19.
- [8] Погансен Л. В. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, в. 3, с. 709—716.
- [9] Mori S., Ando T. — Phys. Rev. B, 1979, v. 19, N 12, p. 6433—6441.
- [10] Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W. — Sol. St. Commun., 1982, v. 41, N 10, p. 707—710.
- [11] Мартисов М. Ю., Шик А. Я. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1474—1477.
- [12] Савельев И. Г., Полянская Т. А., Шмарцев Ю. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2096—2099.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
АН СССР  
Ленинград

Получена 25.06.1987  
Принята к печати 22.07.1987