

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

К.В.Смирнов, Н.Г.Птицина, Ю.Б.Вахтомин¹⁾, А.А.Веревкин, Г.Н.Гольцман,
Е.М.Гершензон

*Московский педагогический государственный университет
113567 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 ноября 1999 г.

Методом миллиметровой спектроскопии с высоким временным разрешением измерены времена энергетической релаксации τ_e 2D электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах в магнитных полях $B = 0 - 4$ Тл в квазиравновесных условиях при $T = 4.2$ К. С ростом B наблюдается значительное увеличение τ_e от 0.9 нс до 25 нс. В больших B при малых значениях фактора заполнения ν скорость энергетической релаксации τ_e^{-1} осциллирует. Глубина осцилляций и положение максимумов зависят от фактора заполнения ν . При $\nu > 5$ скорость τ_e^{-1} максимальна, когда уровень Ферми лежит в области локализованных состояний между уровнями Ландау, при меньших ν τ_e^{-1} максимально при полужелтых ν , когда уровень Ферми совпадает с уровнем Ландау. Особенности зависимости $\tau_e^{-1}(B)$ объясняются различным вкладом внутриуровневых и межузловых электрон-фононных переходов в процесс релаксации энергии 2D электронов.

PACS: 73.50.Jt

1. В последнее десятилетие электрон-фононное взаимодействие и механизмы энергетической релаксации горячих носителей являлись одной из важнейших проблем в физике 2D структур. В отсутствие магнитного поля для широкого диапазона температур при рассеянии на акустических и оптических фононах эта задача была решена как во многих теоретических (например, [1, 2]), так и экспериментальных работах (например [3, 4]). В магнитном поле, перпендикулярном 2D слою, электрон-фононное взаимодействие существенно изменяется из-за квантования энергии носителей в 2D плоскости.

В ряде теоретических работ проведен расчет скорости энергетической релаксации электронов в реальной ситуации, учитывающей размытие уровней Ландау и появление в энергетическом спектре электронов области делокализованных состояний вблизи центра уровня Ландау и локализованных состояний между уровнями [5–8]. Показано, что в квантующем магнитном поле спектр фононов, участвующих во взаимодействии с электронами, существенно меняется, что должно приводить к изменению скорости энергетической релаксации.

Из-за зависимости плотности электронных состояний от магнитного поля скорость энергетической релаксации должна испытывать осцилляции, подобные осцилляциям Шубникова-де Гааза.

Энергетическая релаксация может осуществляться как за счет переходов между уровнями Ландау, так и внутри уровней. От условий эксперимента зависит, какой из этих процессов окажется определяющим. Экспериментальные работы посвящены в основном изучению спектра фононов, участвующих во взаимодействии с электронами в магнитном поле, и их угловому распределению [6–9]. Из измерений

¹⁾ e-mail: vachtomin@mail.ru.

заселенности уровней Ландау методами магнито-туннельной спектроскопии [10] были проведены оценки времени энергетической релаксации τ_e при межуровневых переходах электронов. Оно оказалось равным ≈ 100 нс в полях $B \geq 4$ Тл, что существенно больше значений τ_e , соответствующих случаю нулевого поля. О прямых измерениях времен энергетической релаксации в магнитном поле в литературе не сообщалось.

2. Нами проведены исследования неупругой релаксации двумерных электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах при температуре $T = 4.2$ К в магнитном поле 0–4 Тл, перпендикулярном 2D плоскости, измерения выполнены в условиях слабого разогрева, когда свободные носители можно считать квазиравновесными. Измерялось время релаксации миллиметровой фотопроводимости, возникающей при нерезонансном поглощении электромагнитного излучения в условиях осцилляций сопротивления Шубникова – де Гааза (энергия кванта излучения $\hbar\omega = 0.6$ мэВ много меньше $\hbar\omega_C$ при $B > 1$ Тл, где ω_C – циклотронная частота). Для измерений были использованы структуры GaAs/AlGaAs с концентрацией $n_s \approx 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и подвижностью $\mu = 2 \cdot 10^5$ см 2 /Вс при $T = 4.2$ К. Как и в [4], для прямых измерений времени энергетической релаксации нами был применен метод миллиметровой спектроскопии с высоким временным разрешением.

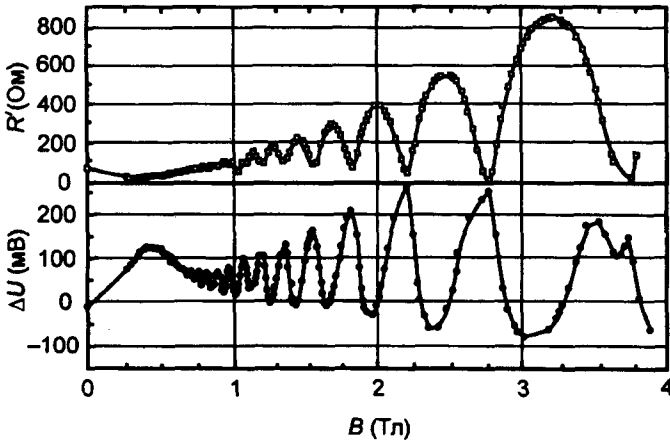


Рис.1. Зависимость сигнала субмиллиметровой фотопроводимости $\Delta U(\bullet)$ и осцилляционного вклада в сопротивление образца $R'(\square)$ от магнитного поля B . $R' = R - \Delta R(B)$, где $\Delta R(B)$ – вклад в сопротивление образца, связанный с магнитосопротивлением. $\Delta R(B)$ линейно возрастает с ростом B

Особенность ситуации состоит в том, что время энергетической релаксации в магнитном поле варьируется в широких пределах от 10^{-9} с до 10^{-7} с. Для измерения малых времен $\tau_e < 10^{-8}$ с использовался спектрометр миллиметрового диапазона волн, в котором электромагнитное излучение от двух ламп обратной волны, смещенных по частоте на величину Δf , подводится к исследуемому образцу. Поглощение электромагнитного излучения свободными или связанными в области локализованных состояний носителями приводит к изменению сопротивления образца ΔR и появлению сигнала фотопроводимости ΔU на частоте Δf . Время релаксации сигнала миллиметровой фотопроводимости, равное времени энергетической релаксации носителей в отсутствие болометрического эффекта, определяется по частотной зависимости величины ΔU :

$$\Delta U(\Delta f) = \frac{\Delta U(\Delta f = 0)}{\sqrt{1 + (2\pi\Delta f\tau_e)^2}}$$

Стабильность частоты ламп обратной волны позволяет проводить такие измерения на частотах $\Delta f > 10^7$ Гц ($\tau_e < 10^{-8}$ с). При измерениях больших времен электромагнитное излучение лампы обратной волны амплитудно модулируется путем подачи модулирующего напряжения на частоте Δf в анодную цепь лампы.

Измерения τ_e в квазиравновесных условиях предъявляют высокие требования к чувствительности измерительной аппаратуры из-за слабой зависимости сопротивления структуры R от температуры электронов. Чувствительность использованной нами аппаратуры позволяла проводить измерения при минимальной мощности электромагнитного излучения, подводимой к образцу, и мощности по постоянному току $P_{e\min} \approx 5 \cdot 10^{-17}$ Вт/эл., что соответствует увеличению температуры свободных двумерных носителей на $\Delta T_e \approx 0.1 - 0.3$ К и вполне удовлетворительно при рабочей температуре $T = 4.2$ К.

3. Измерения сигнала нерезонансной миллиметровой фотопроводимости ΔU показали, что в магнитном поле ΔU осциллирует подобно осцилляциям сопротивления Шубникова – де Гааза (рис.1). Результаты измерений ΔU , приведенные на рисунке, соответствуют малой частоте модуляции миллиметрового излучения ($\Delta f = 2$ кГц). Сигнал биполярный: в области минимума сопротивления в осцилляциях Шубникова – де Гааза ΔU соответствует росту сопротивления при поглощении электромагнитного излучения, в области максимума R – уменьшению сопротивления. Первый максимум в сигнале при $B \approx 0.4$ Тл соответствует циклотронному резонансу на частоте миллиметрового излучения. Сигнал ΔU несимметричен относительно нуля: в минимуме R он значительно больше. Биполярность сигнала, связанная с различными механизмами фотопроводимости (разогрев электронного газа в области максимума R и прыжковый механизм в минимуме R) наблюдалась и в других работах (например [11]).

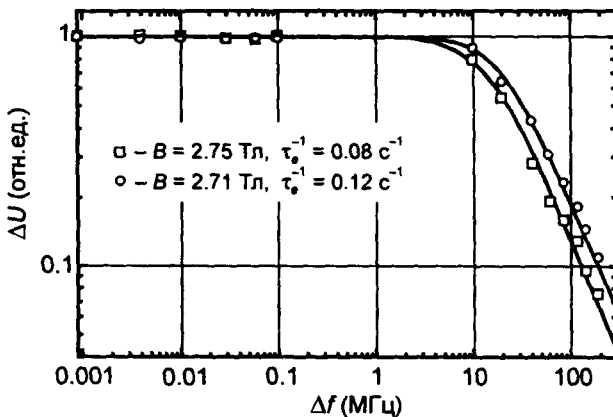


Рис.2. Зависимость величины сигнала от частоты модуляции для двух близких значений магнитного поля $B = 2.75$ Тл и $B = 2.71$ Тл. При малых частотах Δf значения ΔU привязаны к единице

В диапазоне магнитных полей 0–3.6 Тл были проведены измерения сигнала фотопроводимости ΔU от Δf . В качестве иллюстрации на рис.2 приведены зависимости сигнала фотопроводимости ΔU от Δf для двух близких значений B ($B_1 = 2.75$ Тл и $B_2 = 2.71$ Тл), соответствующих области минимума R . Видно, что частотные зависимости заметно различаются. Из измерений $\Delta U(\Delta f)$ были получены значения $\tau_e^{-1}(B)$ (рис.3). Отсутствие экспериментальных значений τ_e^{-1} в области значений $B = 2.9 - 3.3$ и $2.3 - 2.5$ Тл связано с недостаточной чувствительностью эксперимен-

тальной установки на высоких частотах $\Delta f (\Delta f > 10^6 \text{ Гц})$ (сигнал фотопроводимости в этих диапазонах B слишком мал; см.рис.1).

Эксперимент показывает, что с ростом B электрон-фононное взаимодействие становится менее эффективным (τ_e^{-1} уменьшается), и при $B \approx 1.2 \text{ Тл}$ скорость энергетической релаксации уменьшается на порядок по сравнению с ее значением при $B = 0$. В области квантового эффекта Холла ($B > 1 \text{ Тл}$, фактор заполнения $\nu = \epsilon_F / \hbar \omega_c < 8$) на зависимости $\tau_e^{-1}(B)$ наблюдаются осцилляции. Глубина осцилляций возрастает с ростом B . На рис.3 стрелками показано значение B , соответствующее максимуму сигнала фотопроводимости (минимуму R). Видно, что при $B > 2.5 \text{ Тл}$ минимум τ_e^{-1} наблюдается при значениях B , соответствующих минимуму R , а при $B < 2 \text{ Тл}$ – максимуму R .

4. Анализ экспериментальных результатов начнем с некоторых оценок. Измерения проведены при $T = 4.2 \text{ К}$. В электрон-фононном взаимодействии преобладает рассеяние на деформационном потенциале; волновой вектор теплового фона $q = kT / \hbar S$ порядка волнового вектора двумерного электрона на поверхности Ферми k_F ($kT / \hbar S \approx k_F$). В отсутствие магнитного поля в электрон-фононном взаимодействии участвуют фононы, волновой вектор которых ограничен в направлении, перпендикулярном 2D слою, поперечными размерами слоя a_0 : $q_{\perp} < 1/a_0$, а в плоскости слоя в соответствии с законами сохранения $q_{\parallel} < 2k_F$, то есть все фононные состояния заполняют цилиндр высотой $1/a_0 \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$ для типичных GaAs/AlGaAs 2D структур и радиусом q_{\parallel} (при концентрации двумерных носителей $n_S \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ $q_{\parallel} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1} \approx 1/a$). В магнитном поле меняется лишь радиус цилиндра: q_{\parallel} ограничивается магнитной длиной $l_B = \sqrt{\hbar / eB}$; $q_{\parallel} < 1/l_B$, ($1/l_B = 3.9 \cdot 10^5 \text{ Тл}^{-0.5} \text{ см}^{-1}$). В диапазоне $B < 4 \text{ Тл}$ $q_{\parallel B \neq 0} \ll q_{\parallel B=0}$. Эти оценки показывают, что если в отсутствие магнитного поля темп энергетической релаксации определяется излучением фононов с энергией $\approx kT$, то в магнитном поле такие фононы могут излучаться лишь под малыми углами к направлению магнитного поля, что существенно уменьшает скорость энергетической релаксации электронов. Наблюдаемое в эксперименте значительное уменьшение τ_e^{-1} в магнитном поле мы связываем с изменением спектра фононов, участвующих в электрон-фононном взаимодействии.

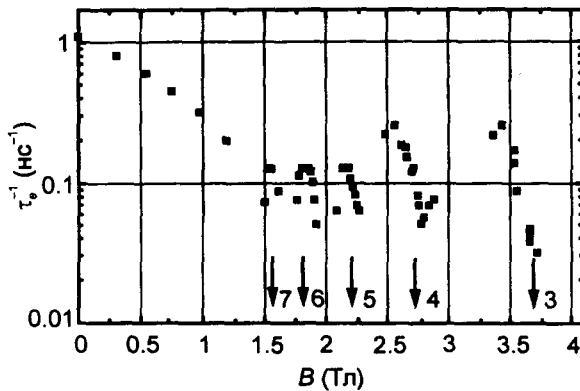


Рис.3. Зависимость обратного времени релаксации сигнала фотопроводимости τ_e^{-1} от индукции поля B . Стрелками показаны значения B , при которых R минимально. Цифры около стрелок указывают значения фактора заполнения ν , соответствующие данному магнитному полю

Полученные значения τ_e^{-1} в значительной части диапазона магнитных полей описывают неупругую релаксацию, связанную с переходами электронов внутри уровней Ландау. Действительно, энергия кванта миллиметрового излучения $\hbar \omega = 0.6 \text{ мэВ}$.

Для максимального значения $B \hbar\omega_C \approx 6 \text{ мэВ}$ и в области $B > 1 \text{ Тл}$ $\hbar\omega \gg \hbar\omega_C$. При температуре эксперимента $T = 4.2 \text{ К}$ $kT \approx 0.4 \text{ мэВ}$. Так как $kT \ll \hbar\omega_C$ в этом диапазоне магнитных полей, электронами заняты лишь те уровни Ландау, энергия которых $\epsilon \leq \epsilon_F$. Поэтому при поглощении кванта излучения с энергией $\hbar\omega \ll \hbar\omega_C$ возможны переходы электронов лишь внутри последнего занятого уровня Ландау. Эти переходы приводят к разогреву носителей, если ϵ_F совпадает с энергией уровня Ландау в области делокализованных состояний, либо к нерезонансным прыжкам по локализованным состояниям, если ϵ_F находится между уровнями Ландау в области локализованных состояний. Релаксация энергии возбужденных носителей в этом случае может происходить за счет переходов электронов только внутри уровня Ландау. Как следует из [9], скорость энергетической релаксации при внутриуровневой релаксации существенно зависит от плотности состояний и возрастает при электронфоонных переходах, происходящих в области энергий, соответствующих большой плотности состояний, то есть скорость энергетической релаксации максимальна, когда уровень Ферми совпадает с уровнем Ландау и минимальна, когда ϵ_F попадает в область локализованных состояний. Лишь в области малых магнитных полей в переходной области B , когда $kT < \hbar\omega_C$, возможны и межуровневые переходы, связанные с тем, что частично заполненными оказываются несколько уровней Ландау. При поглощении электромагнитного излучения разогретые носители могут излучать фононы как малых энергий $\epsilon_{ph} \ll \hbar\omega_C$, так и высокоэнергичные фононы с $\epsilon_{ph} \approx \hbar\omega_C$, (межуровневые). Хотя вероятность испускания таких фононов значительно меньше, чем фононов с малыми энергиями, в релаксацию они вносят значительный вклад из-за большого изменения энергии электрона в каждом акте излучения. Скорость энергетической релаксации, определяемая этими переходами, максимальна, когда уровень Ферми попадает в область локализованных состояний между уровнями Ландау [9]. В этом случае при $kT < \hbar\omega_C$ заполнение делокализованных состояний на уровне Ландау с энергией $\epsilon > \epsilon_F$ и опустошение делокализованных состояний на уровне Ландау с энергией $\epsilon < \epsilon_F$ больше, и вероятность излучения фононов с энергией $\epsilon_{ph} \approx \hbar\omega_C$, соответственно, возрастает.

Условия, соответствующие энергетической релаксации за счет внутриуровневых переходов, в полной мере реализуются в нашем эксперименте при $B > 2 \text{ Тл}$: наблюдаются два глубоких минимума в значениях τ_e^{-1} при магнитных полях, соответствующих минимумам R ($\nu = 3, 4$). При $B = 3.6 \text{ Тл}$ τ_e^{-1} на порядок меньше, чем в максимуме R . Очевидно, что глубина осцилляций должна возрастать с ростом B (при меньших факторах заполнения ν) и при уменьшении T . Осцилляции τ_e^{-1} наблюдаются и в области промежуточных магнитных полей $1 \text{ Тл} < B < 2 \text{ Тл}$. Однако при значениях B , соответствующих минимуму R , наблюдается максимум в значениях τ_e^{-1} , что указывает, по-видимому, на значительный вклад межуровневых электрон-фоонных переходов в релаксацию энергии двумерных электронов. Глубина осцилляций в этой области B существенно меньше, чем при малых ν .

Таким образом, в квазиравновесных условиях измерены времена энергетической релаксации 2D электронов в магнитных полях, соответствующих квантовому эффекту Холла. Показано, что квантование энергии электронов в магнитном поле приводит к резкому уменьшению скорости энергетической релаксации и осцилляциям времени энергетической релаксации, подобным осцилляциям Шубникова – де Гааза. В условиях малой неравновесности энергетическая релаксация в больших по-

лях определяется электрон-фононными переходами внутри уровня Ландау. Вклад электрон-фононных переходов между уровнями Ландау проявляется в области промежуточных магнитных полей.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 98-02-897), Программы государственной поддержки ведущих научных школ (проект # 96-02-96426), Программы "Физика твердотельных наноструктур", гранта "Университеты России".

-
1. B.K.Ridley, Rep. Progr. Phys. **54**, 169 (1991).
 2. В.Карпус, ФТП **22**, 439 (1988).
 3. H.Sakaki, k. Hirakawa, J.Yoshino et all, Surface Science **142**, 306 (1994); K.Hirakawa and H.Sakaki, Appl. Phys. Lett. **49**, 889 (1986).
 4. A.A.Verevkin, N.G.Ptitsina, G.M.Chulcova et all., Phys. Rev. **B53**, R7592 (1996), А.А.Веревкин, Н.Г.Птицина, Г.М.Чулкова и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 579 (1995).
 5. H.A.J.M.Reinen, T.T.J.M.Berendschot, R.J.H.Kappert et all., Sol. St. Com. **64**, 557 (1987).
 6. G.A.Toombs, F.W.Sheard, D.Neilson et all., Sol. St. Com. **64**, 577 (1987).
 7. F.Dietzel, W.Dietsche, and K.Ploog, Phys. Rev. **B48**, 4713 (1993).
 8. K.Benedict, J. Phys. Condens Matter. **4**, 4083 (1992).
 9. A.J.Kent, R.E.Strickland, K.R.Stpickland et all., Phys. Rev. **B54**, 2019 (1996).
 10. B.R.A.Neves, N.Mori, P.H.Beton et all., Phys. Rev. **B52**, 4666 (1995).
 11. Н.М.Гродненский, К.В.Старетин, Д.В.Галченков, Письма в ЖЭТФ **43**, 54 (1986).