Письма в ЖЭТФ, том 74, вып. 9, с. 532 – 538

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 98-02-16897

Электрон-фононное взаимодействие в двумерном электронном газе полупроводниковых гетероструктур при низких температурах

Г. Н. Гольцман, К. В. Смирнов[1)]

Московский педагогический государственный университет, 119882 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 октября 2001 г.

Рассмотрены теоретические и экспериментальные работы, посвященные изучению электрон-фононного взаимодействия в двумерном электронном газе полупроводниковых гетероструктур при низких температурах в случае сильного разогрева в электрическом поле, в квазиравновесных условиях и в квантующем магнитном поле, перпендикулярном 2D слою.

PACS: 73.50.-h

1. Введение. Одной из центральных проблем изучения двумерных (2D) электронных систем является исследование электрон-фононного взаимодействия. Сведения о нем являются определяющими при разработке и использовании большой группы полупроводниковых приборов, например детекторов на эффекте электронного разогрева [1, 2], а также позволяют значительно расширить понимание релаксационных процессов в таких системах. Многочисленные исследования показывают, что электрон-фононное взаимодействие в низкоразмерных проводниках значительно изменяется и скорость энергетической релаксации электронов существенным образом отличается от случая объемных материалов. В основном модификация электрон-фононного взаимодействия связана с изменением энергетического спектра электронов: становится существенным квантование энергии электронов в направлении, перпендикулярном плоскости гетерограницы. Энергетический спектр фононов в структурах с 2D газом в первом приближении не меняется, и сами фононы остаются трехмерными, так как для фононов в этом приближении отсутствует граница между 2D слоем и объемным материалом. Однако из-за изменения энергетического спектра электронов законы сохранения энергии и импульса накладывают определенные ограничения на спектр фононов, участвующих во взаимодействии с электронами, что необходимо учитывать при изучении электрон-фононного взаимодействия. Среди экспериментальных работ наибольший интерес представляют исследования для 2D слоя на границе гетероперехода AlGaAs/GaAs. В этом материале достигнута максимально возможная подвижность электронов при низких температурах по сравнению с другими, что позволяет с большой точностью изучать электрон-фононное взаимодействие при энергетической релаксации 2D носителей.

2. Электрон-фононное взаимодействие в 2D газе в равновесных условиях и при сильном разогреве. Теоретические исследования электрон-фононного взаимодействия в двумерных структурах ведутся уже давно. В этих работах (см., например, [3 – 7]) обычно обсуждается либо температурная зависимость подвижности, либо зависимость мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон Q_e в зависимости от эффективной температуры электронов. Типичная зависимость подвижности как функция температуры представлена на рис.1 [8]. Здесь представлены как теоретические зависимости для вклада в подвижность, обусловленного рассеянием на фононах, так и экспериментальные данные для гетероструктуры AlGaAs/GaAs. Как видно из рисунка, подвижность при низких температурах ($T < 10$ K) не определяется электрон-фононным взаимодействием: определяющую роль в ограничении подвижности носителей играет электрон-примесное рассеяние. При повышении температуры все более заметным становится рассеяние на акустических фо-

[1)]e-mail: skv@mailru.com

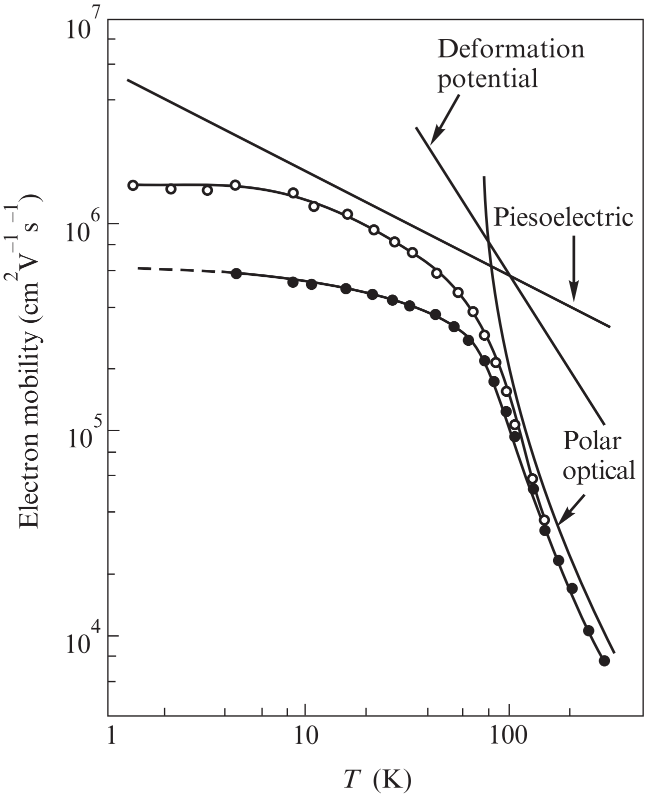

Рис.1. Температурная зависимость подвижности: теоретические кривые и экспериментальные данные для двух образцов AlGaAs/GaAs гетероструктур (из [8])

нонах. В наиболее чистых структурах характеристическая температура, отделяющая температурную область рассеяния на примесях от области доминирования акустического электрон-фононного взаимодействия, смещается в сторону более низких температур. Теоретически максимально возможная подвижность 2D электронного газа в гетероструктурах AlGaAs/GaAs определяется именно электрон-фононным взаимодействием и, как было показано в работах [9, 10], для 2D концентрации электронов $n_S = 4.2 \cdot 10^{11}$ см^2 составляет $\mu = 3 \cdot 10^7$ см$^2 \cdot$ В$^{-1} \cdot$ с$^{-1}$ при $T = 4.2$ К. В области высоких температур подвижность 2D электронного газа быстро падает с увеличением температуры. При высоких температурах преобладающим процессом рассеяния является рассеяние на полярных оптических фононах.

Подробный теоретический анализ зависимости мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, от электронной температуры дан в работах Карпуса [11 – 14]. Рассматривая различные температурные области применительно к 2D электронному газу гетероперехода AlGaAs/GaAs в условиях, когда почти полностью заполнена первая подзона размерного квантования (то есть $\varepsilon_F \le W$), Карпус получает зависимость мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, от электронной температуры T_e. В области малоуглового рассеяния ($k_B T \ll \sqrt{8ms_\lambda^2\varepsilon_F}$) мощность энергетических потерь оказывается пропорциональна третьей степени электронной температуры $Q_e \sim T_e^3$. В этой области основным механизмом энергетической релаксации является пьезоакустическое (PA) взаимодействие. При повышении температуры происходит переход к линейной зависимости $Q_e \sim T_e$, определяемой сосуществованием двух механизмов рассеяния, а именно рассеянием на деформационном (DA) и на PA потенциалах.

Однако для области, в которой $k_B T \gg \sqrt{8ms_\lambda^2\varepsilon_F}$, $\sqrt{8ms_\lambda^2 W}$, где все более заметным становится рассеяние на деформационном потенциале, существуют и другие теоретические оценки температурной зависимости мощности энергетических потерь. Так, в работах [15, 16] было показано, что в этой области рассеяние на деформационном потенциале становится доминирующим (вклад процессов PA взаимодействия ослабляется), и зависимость полной мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, можно представить в виде $Q_e \sim (T_e^\gamma - T^\gamma)$ где $\gamma = 2$.

При высоких температурах преобладающим процессом рассеяния в гетеропереходах AlGaAs/GaAs является процесс рассеяния на полярных оптических фононах. Его теоретическому исследованию посвящены, например, работы [17 – 22], в которых, однако, приводятся лишь оценки температурной области доминирования процессов релаксации с участием оптических фононов. Так, в работе [22] показано, что в области температур, меньших 40 К, зависимость мощности энергетических потерь от электронной температуры определяется рассеянием электронов на деформационном потенциале. В области температур $T > 50$ К механизмом, определяющим температурную зависимость Q_e, является рассеяние на полярных оптических фононах.

Измерению темпа энергетической релаксации 2D электронного газа в гетероструктурах AlGaAs/GaAs посвящено большое количество экспериментальных работ. Однако длительное время измерения энергетических потерь Q_e в условиях сильного разогрева как функции электронной температуры T_e оставались единственным способом определения темпа энергетической релаксации. В качестве его иллюстрации на рис.2 представлены зависимости $\tau_e(T_e)$, полученные с использованием известных соотношений:

$$\tau_e(T_e) = \frac{d\varepsilon}{dQ_e(T_e)}, \quad d\varepsilon = \frac{\pi^2 k_B^2 T_e dT_e}{3\varepsilon_F}$$

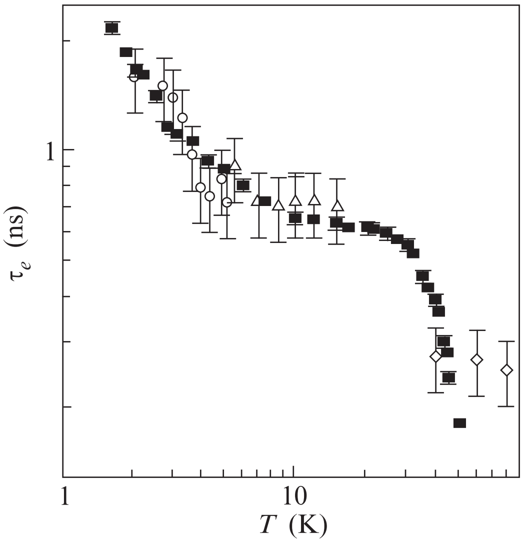

Рис.2. Температурная зависимость времени энергетической релаксации. Данные работ: ○ – [23], △ – [15, 16], ◇ – [26], ■ – [9, 10, 28 – 30]

по результатам измерения $Q_e(T_e)$ в работах [15, 16, 23]. Из рисунка видно, что погрешность, возникающая при определении времени энергетической релаксации, достаточно большая ($\sim$ 20%), и на основе полученных данных трудно выделить температурные области доминирования различных механизмов электрон-фононного взаимодействия. Кроме того, точность результатов работ [15, 16, 23] ограничивается способом определения электронной температуры в гетероструктурах – по затуханию осцилляций Шубникова – де Гааза, который практически не работает при $T_e > 15 - 20$ К, то есть в условиях, когда осцилляции существенно подавлены.

К этим работам примыкают эксперименты по определению характерного времени жизни оптического фонона τ_{LO} методом наблюдения люминесценции, обусловленной остыванием носителей при импульсном межзонном возбуждении [24 – 26]. Они способны дать количественную информацию о времени энергетической релаксации, однако только в области достаточно ярко выраженных процессов с участием оптических фононов, то есть в интервале температур $T_e > 20$ К. Интерпретация данных здесь также осложняется тем, что измеренные величины τ_{LO} для гетероструктур обнаруживают значительную зависимость определяемых значений от энергии возбуждающего кванта – его близости к величине энергии запрещенной зоны полупроводников, из которых создается гетеропереход. Значения τ_e, полученные из [26], представлены на рис.2. Видно, что доминирование процессов релаксации с участием оптических фононов проявляется при температурах выше 40 К. Однако в области температур $T_e < 40$ К линии комбинационного рассеяния при импульсном межзонном возбуждении носителей слабо выражены, и эксперименты по определению влияния оптических фононов на рассеяние горячих носителей оказываются невозможными.

Более прямой метод определения τ_e, базирующийся на измерении временных зависимостей релаксации сопротивления в области развитых осцилляций Шубникова – де Гааза при пропускании коротких электрических импульсов через образец, был использован для определения времени энергетической релаксации электронов в 2D газе гетеропереходов AlGaAs/GaAs в работе [27]. Исследовалась энергетическая релаксация 2D носителей в области доминирования акустического рассеяния (диапазон температур $T = 4.2{-}14$ К) и сделана оценка $\tau_e = 0.5$ нс. К сожалению, при этом не учитывалось влияние на релаксационные процессы довольно сильного магнитного поля (2–3 Тл). Ограничение на температуру сверху возникло потому, что использованный метод определения времени энергетической релаксации не работает при температурах, где осцилляции Шубникова – де Гааза существенно подавлены.

Прямые измерения релаксации фотоотклика в миллиметровом диапазоне волн дали возможность авторам [9, 10, 28 – 30] определить неупругие времена релаксации 2D носителей в AlGaAs/GaAs гетероструктурах в квазиравновесных условиях. Суть используемого метода состоит в следующем. Поглощение электромагнитного излучения от двух источников когерентного излучения, смещенных один относительно другого по частоте на величину Δf, приводит к электронному разогреву, изменению подвижности и к изменению сопротивления образца по постоянному току. Возникает сигнал фотопроводимости ΔU на частоте Δf. Время релаксации фотоотклика, а следовательно, и время энергетической релаксации носителей, определяется по частотной зависимости величины ΔU.

Типичная амплитудно-частотная характеристика сигнала фотопроводимости представлена на рис.3. Время энергетической релаксации определяется из частотной зависимости

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

как $\tau_e = (2\pi\Delta f_0)^{-1}$, где Δf_0 – значение частоты, при котором $\Delta U(\Delta f_0) = \Delta U(0)/\sqrt{2}$, оно показано стрелкой на рис.3.

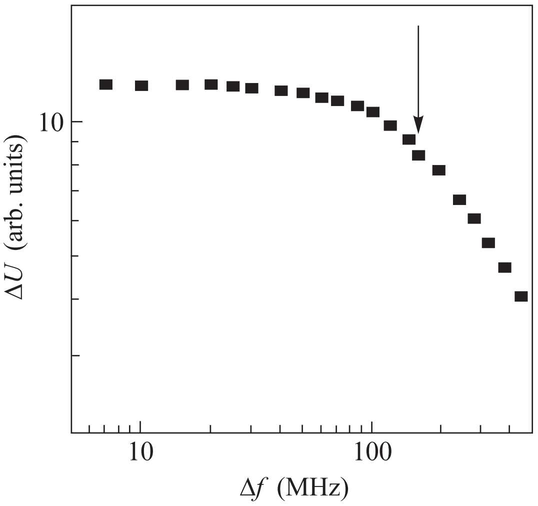

Рис.3. Типичная частотная зависимость сигнала фотопроводимости из работы [10]. Стрелкой указано значение f, при котором $\Delta U = \Delta U_0/\sqrt{2}$

Чувствительность использованной аппаратуры позволяла проводить измерения при увеличении температуры 2D носителей лишь на $\Delta T_e \approx 0.1$ К при $T = 4.2$ К.

Полученная в эксперименте зависимость $\tau_e(T)$ для гетероструктур AlGaAs/GaAs с концентрацией 2D носителей $n_s = 4.2 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ при $T = 4.2$ К и подвижностью электронов $\mu = 7.5 \cdot 10^5\,\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 4.2$ К представлена на рис.2. По виду зависимости весь температурный интервал можно разделить на четыре области. Первая область – $T < 3$ К – область уменьшения времени энергетической релаксации с характерной зависимостью $\tau_e \sim (T_e)^{-1}$. В этой области, как было показано Карпусом [11], преобладает PA рассеяние. Вторая температурная область – $3 < T < 10$ К, как следует из теоретического рассмотрения [11, 31], соответствует сосуществованию процессов рассеяния, обусловленных PA потенциалом и рассеянием на DA фононах. При повышении температуры рассеяние на DA потенциале, не проявляющееся при низких температурах, становится все более значимым, приводя к замедлению падения π_e по мере увеличения температуры. Наблюдаемое постоянство времени энергетической релаксации в интервале температур $10 < T < 21$ К (третья область) соответствует, согласно [15, 16], доминированию DA-процессов рассеяния (энергетические потери вида $Q_e \sim (T_e^2 - T^2)$. Значение времени релаксации, полученное [10, 28 – 30] в этой области, $\tau_{DA} = 0.6$ нс, меньше предсказанного в работе [16] (~ 0.9 нс), но очень близко к оценке $\tau_e = 0.5$ нс, полученной из первых прямых измерений [27].

Высокотемпературный интервал зависимости $\tau_e(T)$, где наблюдается резкое падение времени энергетической релаксации ($T > 21$ К), авторы [28 – 30] связывают с влиянием оптических фононов. Действительно, полученные данные по τ_e близки к теоретической температурной зависимости [22]. Определенное при $T > 35$ К характерное время жизни оптического фонона составило $\tau_{LO} \sim 4.5$ пс. Оно оказывается в 30 раз больше времени спонтанного излучения оптического фонона, составляющего по оценкам авторов [17] 0.15 пс, что связано с процессами перепоглощения фононов электронами.

Из полученных авторами [9, 10, 28 – 30] результатов можно рассчитать зависимость скорости энергетических потерь от электронной температуры (рис.4). Здесь же нанесены экспериментальные

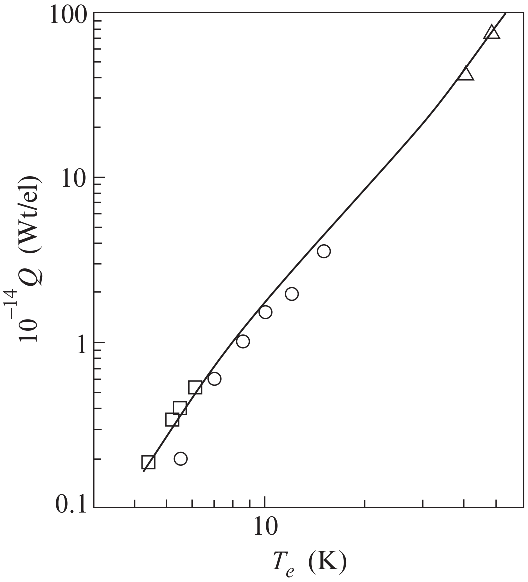

Рис.4. Зависимость мощности энергетических потерь от электронной температуры. Сплошная кривая – расчет по τ_e из работ [9, 10, 28 – 30]. □ – данные [23], ◯ – данные [16], △ – данные [26]

данные, взятые из работ [16, 23, 26] для образцов с близкими концентрациями. Хорошее соответствие значений Q_e, полученных в условиях сильного разогрева постоянным электрическим током и из расчета по значениям τ_e, полученным в квазиравновесных условиях, показывает, что τ_e действительно является функцией только электронной температуры во всем температурном диапазоне.

Отметим, что в температурной зависимости времени энергетической релаксации вклад оптических фононов проявляется в резком уменьшении τ_e при $T > 25$ К (рис.2). В случае измерения мощности энергетических потерь, приходящихся на один электрон, влияние оптических фононов должно проявляться в виде отклонения от зависимости $Q_e \sim T_e^2$ [11–14], характерной для области рассеяния на деформационном потенциале. Однако, как видно из рис.4, указанные отклонения практически не заметны в пределах погрешности эксперимента даже при $T \sim 40$ К. Таким образом, используемый авторами [9,10,28–30] метод измерения времени энергетической релаксации позволяет получать более точную информацию о механизмах электрон-фононного взаимодействия в 2D системах.

3. Электрон-фононное взаимодействие в 2D газе в магнитном поле. Из-за зависимости плотности электронных состояний от магнитного поля скорость энергетической релаксации также должна испытывать осцилляции, подобные осцилляциям Шубникова – де Гааза. В реальной ситуации при наличии в системе беспорядка 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 [32]. Как следует из работы [33], скорость энергетической релаксации при внутриуровневой релаксации существенно зависит от плотности состояний и возрастает при электрон-фононных 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.

Как показано в работах [34–37], изменение энергетического спектра электронов приводит и к изменению спектра фононов, участвующих в электрон-фононном взаимодействии в магнитном поле. В отсутствие магнитного поля в электрон-фононном взаимодействии участвуют фононы, волновой вектор которых ограничен в направлении, перпендикулярном 2D слою, поперечными размерами слоя: $q_\perp < 1/d$, а в плоскости слоя в соответствии с законами сохранения энергии и импульса $q_\| < 2k_F$. В магнитном поле $q_\|$ ограничивается также магнитной длиной $q_\| < 1/l_B$, и для магнитных полей $B \leq 8$ Тл, при типичной концентрации носителей в GaAs/AlGaAs 2D структур $n_S \cong 5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, $q_{\|B\neq 0} \ll q_{\|B=0}$. Таким образом, если в отсутствие магнитного поля темп энергетической релаксации определяется равновероятным по направлению излучением высокоэнергичных фононов, то в достаточно сильном магнитном поле такие фононы могут излучаться лишь под малыми углами к направлению магнитного поля, что существенно уменьшает скорость энергетической релаксации электронов.

В экспериментальных работах, посвященных изучению темпа энергетической релаксации 2D носителей в магнитном поле, перпендикулярном 2D плоскости, в основном обращается внимание на изменение спектра фононов, участвующих во взаимодействии с электронами в магнитном поле, и их угловое распределение [33–37]. Из измерений заселенности уровней Ландау методами магнито-туннельной спектроскопии в работе [38] были проведены оценки времени энергетической релаксации τ_e при межуровневых переходах электронов. Оно оказалось равным ~ 100 нс в поле $B = 4$ Тл, что существенно больше значений τ_e, соответствующих случаю нулевого поля. Прямые измерения времени энергетической релаксации 2D электронов τ_e на гетерогранице AlGaAs/GaAs при температуре 4.2 К в квазиравновесных условиях, в магнитном поле, перпендикулярном 2D плоскости, были проведены авторами [39,40], которые использовали метод миллиметровой спектроскопии, подробно обсуждавшийся выше.

На рис.5 представлена полученная в эксперименте зависимость времени энергетической релаксации от

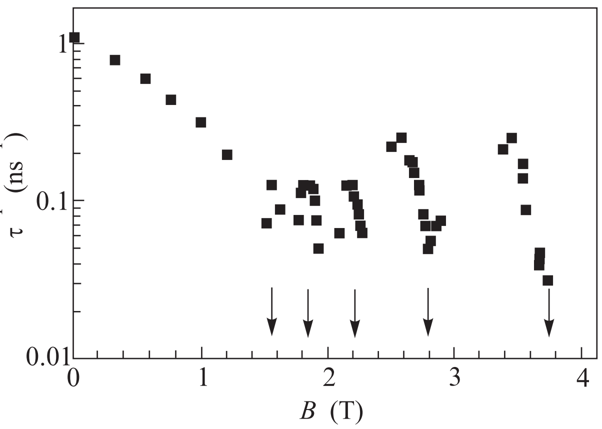

Рис.5. Зависимость скорости энергетической релаксации от магнитного поля B из работ [39,40]. Стрелками указаны значения магнитных полей соответствующие минимуму в осцилляциях сопротивления Шубникова – де Гааза

магнитного поля B. Видно, что уже в малых магнитных полях с ростом B электрон-фононное взаимодействие становится менее эффективным (τ_e^{-1} уменьшается), и при $B \approx 1.2$ Тл скорость энергетической релаксации падает на порядок по сравнению с ее значением при $B = 0$. Это объясняется изменением спектра фононов, участвующих в электрон-фононном взаимодействии, обсуждавшимся выше.

В области больших магнитных полей ($B > 1$ Тл, фактор заполнения $\nu < 8$) на зависимости $\tau_e^{-1}(B)$ наблюдаются осцилляции. Глубина осцилляций возрастает с ростом B. На этом же рисунке стрелками показаны значения B, соответствующие минимумам в осцилляциях сопротивления Шубникова – де Гааза. Видно, что при $B > 2.5$ Тл минимум τ_e^{-1} наблюдается при значениях B, соответствующих минимуму R, а при $B < 2$ Тл – максимуму R. Анализ условий эксперимента (циклотронной энергии, энергии кванта миллиметрового излучения, kT) показывает, что в магнитных полях $B > 2.5$ Тл энергетическая релаксация носителей осуществляется за счет электронных переходов внутри уровня Ландау. Как следует из [33], скорость энергетической релаксации при внутриуровневых переходах минимальна, когда ε_F попадает в область локализованных состояний, то есть в область минимума R. Лишь в области малых магнитных полей в переходной области $1 < B < 2.5$ Тл возможны и межуровневые переходы, связанные с тем, что частично заполненными оказываются несколько уровней Ландау. В этом случае, согласно [33], при нахождении уровня Ферми в области локализованных состояний между уровнями Ландау скорость энергетической релаксации максимальна.

Результаты работ [39, 40] находятся в соответствии с результатами экспериментов по разогреву 2D электронного газа электрическим полем в присутствии магнитного поля [32]. В широкой области температур наблюдается зависимость $Q \sim (T_e^3 - T^3)$. Однако, начиная с некоторого значения T_e, возрастающего с ростом B, темп энергетической релаксации существенно ускоряется; авторы связывают это с эмиссией электронами фононов с циклотронной энергией. Они также указывают, что этот тип переходов наблюдается при $\alpha k T_e \approx \hbar\omega_c$, где α принимает значения 2–4. При температуре 4.2 К это соответствует магнитным полям $B \sim 1 - 1.5$ Тл. В этой же области магнитных полей, как следует из работ [39, 40] межуровневые электрон-фононные переходы начинают играть определяющую роль.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 01-02-17058.

1. K. S. Yngvesson, Appl. Phys. Lett. **76**, 777 (2000).
2. Y. Kawaho, Appl. Phys. Jap. **89**, 4037 (2001).
3. R. F. S. Hearmon, in *Elastic Piezoelectric and Related Constants of Crystals*, Eds. K. H. Hellwege and A. M. Hellwege, Landolt-Bornstein, New Series, Vol.III/11, Springer-Verlag, Berlin, 1979, p. 11.
4. P. J. Price, Surf. Sci. **113**, 199 (1982).
5. P. J. Price, Surf. Sci. **143**, 145 (1984).
6. P. J. Price, J. Appl. Phys. **53**, 6863 (1982).
7. C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum semiconductor structures: Fundamentals and applications*, Academic Press, Inc. Harcourt B.J., USA, 1991, p. 19.
8. J. J. Harris, J. A. Pals, and R. Woltjer, Rep. Prog. Phys. **52**, 1217 (1989), printed in the UK.
9. A. A. Verevkin, N. G. Ptitsina, G. M. Chulcova et al., Phys. Rev. **B53**, R7592 (1996).
10. А. А. Веревкин, Н. Г. Птицина, Г. М. Чулкова и др., Письма в ЖЭТФ **61**, 579 (1995).
11. В. Карпус, ФТП **22**, 439 (1988).
12. В. Карпус, ФТП **20**, 12 (1986).
13. В. Карпус, ФТП **21**, 1949 (1987).
14. V. Karpus, Semicond. Sci. Technol. **5**, 691 (1990).
15. H. Sakaki, K. Hirakawa, J. Yoshino et al., Surf. Sci. **142**, 306 (1984).
16. K. Hirakawa and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. **49**, 889 (1986).
17. B. K. Ridley, Rep. Prog. Phys. **54**, 169 (1991), printed in the UK.
18. B. K. Ridley, J. Phys. C: Solid State Phys. **15**, 5899 (1982).
19. С. Э. Есипов, И. Б. Левинсон, ЖЭТФ **90**, 330 (1985).
20. A. Straw, A. J. Vickers, N. Balkan et.al., Superlattices and Microstructures **10**, 203 (1991).
21. Jagdeep Shah, IEEE Quant. Electr. **QE-22**, 1728 (1986).
22. N. G. Asmar, A. G. Markelz, E. G. Gwinn et.al., Phys. Rev. **B51**, 18041 (1995).
23. М. Г. Блюмина, А. Г. Денисов, Т. А. Полянская и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 257 (1986).
24. J. F. Ryan, R. A. Taylor, A. J. Turberfield et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 1841 (1984).
25. W. Potz and P. Kocevar, Phys. Rev. **B28**, 7040 (1983).
26. R.A.Hopfel and G. Weimann, Appl. Phys. Lett. **46**, 291 (1985).
27. J. Lutz, F. Kuchar, K. Ismail et al., Semicond. Sci. Technol. **8**, 399 (1993).
28. А.А.Веревкин, Н.Г.Птицина, К.В.Смирнов и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 371 (1996).
29. А. А. Веревкин, Н. Г. Птицина, К. В. Смирнов и др., *III Всероссийская конференция по физике полупроводников "Полупроводники '97"*, 1997, с. 229.
30. A. A. Verevkin, N. G. Ptitsina, K. V. Smirnov et al., *International semiconductor device research symposium*, Charlottesville, USA, 1997, p. 55.
31. Y. Ma, R. Fletcher, E. Zaremba et al., Phys. Rev. **B43**, 9033 (1991).
32. D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. J. Harris et al., Semicond. Sci. Technol. **4**, 879 (1989).
33. A. J. Kent, R. E. Strickland, K. R. Stpickland et al., Phys. Rev. **B54**, 2019 (1996).

34. H.A.J.M. Reinen, T. T. J. M. Berendschot, R. J. H. Kappert et al., Sol. St. Com. **65**, 1495 (1988).
35. G. A. Toombs, F. W. Sheard, D. Neilson et al., Sol. St. Com. **64**, 577 (1987).
36. F. Dietzel, W. Dietsche, and K. Ploog, Phys. Rev. **B48**, 4713 (1993).
37. K. Benedict, J. Phys. Condens Matter **4**, 4083 (1992).
38. B. R. A. Neves, N. Mori, P. H. Beton et al., Phys. Rev. **B52**, 4666 (1995).
39. N. G. Ptitsina, A. A. Verevkin, K. V. Smirnov et al., *The 24$^{\text{th}}$ Intern. Conf. on the physics of semiconductors*, Jerusalem, Israel, 1998.
40. К. В. Смирнов, Н. Г. Птицина, Ю. Б. Вахтомин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 47 (2000).