

АНОМАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТООСЦИЛЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

*В.Е.Житомирский, И.Е.Ицкевич, В.Е.Кирпичев, К.фон Клитцинг*¹⁾
И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев*

*Институт физики твердого тела РАН
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия
* Max-Planck-Institute für Festkörperforschung
Stuttgart, FRG*

Поступила в редакцию 23 июля 1992 г.

Исследована температурная зависимость нового типа магнитооптических осцилляций в системе двумерных электронов. Обнаружено ускорение межподзонной релаксации при понижении температуры. Показана важность начального и конечного спиновых состояний электронов, участвующих в межподзонной релаксации.

1. Обнаружение нового эффекта – магнитоосцилляций интенсивности рекомбинационного излучения двумерных (2D) электронов (оптического аналога осцилляций Шубникова – де Гааза)^{1–3} и применение этого эффекта в качестве альтернативного метода для исследования таких фундаментальных явлений в 2D-системах, как конденсация в несжимаемую ферми-жидкость и вигнеровская кристаллизация, стимулирует большой интерес к природе этого эффекта. В работе² было обнаружено, что в случае рекомбинации 2D-электронов со свободной дыркой острые пики интенсивности рекомбинационного излучения электронов из первой возбужденной подзоны размерного квантования в зависимости от магнитного поля точно совпадают с положениями целых факторов заполнения 2D-электронного газа в основной подзоне. Для объяснения наблюдавшегося эффекта был привлечен механизм экранирования кулоновского потенциала фотовозбужденных дырок. С использованием этого механизма было объяснено наблюдавшееся исчезновение осцилляций при повышении температуры от 0,12 до 4,2 К. Соответствующее этому механизму поведение скорости рекомбинации наблюдалось затем в экспериментах с временным разрешением⁴.

В нашей предыдущей статье⁵ исследовались магнитоосцилляции интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов из неравновесно заполненной 1-й возбужденной подзоны размерного квантования в случае рекомбинации с фотовозбужденной дыркой, связанной на акцепторе (нейтральный центр). Было обнаружено, что эти осцилляции, в отличие от^{2,3}, не связаны прямым образом с фактором заполнения в основной подзоне и, следовательно, с экранировкой. Нами было показано, что наблюдавшиеся резкие срывы интенсивности происходят в моменты пересечения уровней Ландау основной подзоны и 0-го уровня Ландау возбужденной подзоны. Возможный механизм появления этих срывов – упругая релаксация неравновесных носителей в момент пересечения уровней. В работе⁵ однозначно определить механизм межподзонной релаксации в промежутках между пересечениями уровней не удалось. Исследованию

¹⁾ K.von Klitzing.

температурной зависимости вероятности такой релаксации и посвящена данная работа.

2. Мы исследовали магнитопольевые и температурные зависимости интенсивности рекомбинационного излучения из неравновесно заполненной первой возбужденной подзоны размерного квантования в одиночном гетеропереходе GaAs-AlGaAs в условиях непрерывного фотовозбуждения. Рекомбинация 2D-электронов происходила с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах в δ -легированном слое, расположенном на расстоянии 300 Å от интерфейса. Для исследования температурных зависимостей применялась вставка с откачкой жидкого ^3He , что позволяло получать температуру в диапазоне 40–0,4 К. Более детальное описание техники эксперимента можно найти в работе ⁵.

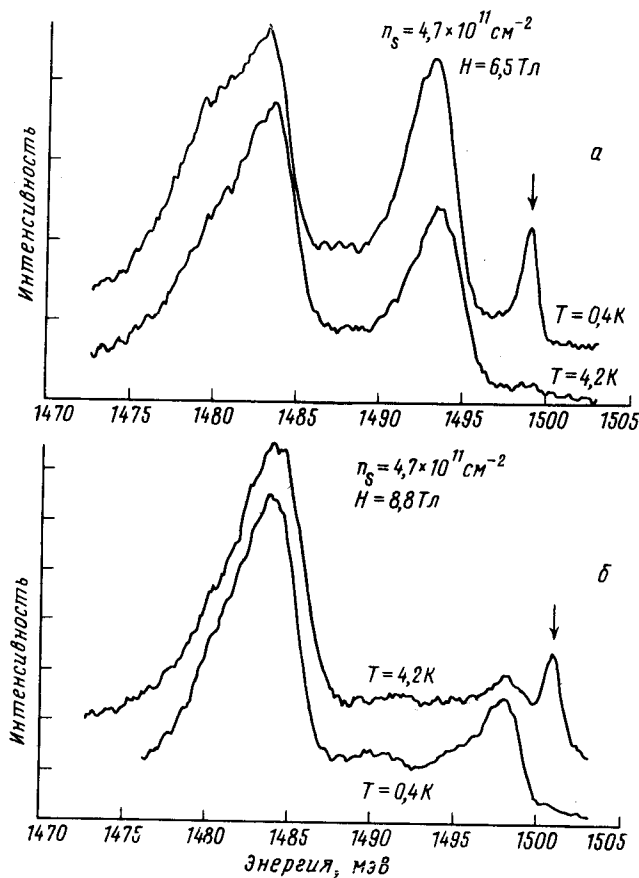


Рис.1. Вид спектров рекомбинации 2D-электронного газа при температурах $T = 4,2$ и $0,4 \text{ К}$ при двух значениях перпендикулярного магнитного поля: а - $H = 6,5 \text{ Тл}$; б - $H = 8,8 \text{ Тл}$. Стрелкой показано положение линии рекомбинации, отвечающей возбужденной подзоне

3. На рис.1 приведены спектры рекомбинации, измеренные при двух температурах $T = 4,2$ и $0,4 \text{ К}$ для магнитных полей: а - $H = 6,5 \text{ Тл}$ и б - $H = 8,8 \text{ Тл}$. Положение линии возбужденной подзоны показано стрелкой. Видно совершенно различное поведение интенсивности этой линии от температуры в разных магнитных полях. Если в случае а линия возгорается, то в случае б она исчезает при понижении температуры. Этот факт иллюстрируется рис.2а,

на котором показаны зависимости интегральной интенсивности линии рекомбинационного излучения возбужденной подзоны от магнитного поля для трех различных температур. Можно заметить, что интенсивность основных пиков, существующих при $T = 4,2\text{ K}$, при понижении температуры уменьшается, и пик, соответствующий пересечению 0-го уровня Ландау возбужденной подзоны с 1-м уровнем Ландау основной подзоны, пропадает полностью. В то же время, при понижении температуры появляются дополнительные максимумы в районе нечетных факторов заполнения $\nu = 3$ и 5. Эти дополнительные пики имеют резкий срыв, когда фактор заполнения становится меньше целочисленного нечетного значения. На вставке к рис.2а показаны те же зависимости, что и на рис.2а, снятые в районе фактора заполнения $\nu = 1$ для температур $T = 4,2$ и $1,5\text{ K}$. Видно, что при высокой температуре интенсивность линии возбужденной подзоны в этой области равна нулю (все электроны основной подзоны находятся на 0-м уровне Ландау и энергетический зазор для релаксации из возбужденной подзоны не зависит от магнитного поля и равен энергии межподзонного расщепления). При понижении температуры интенсивность линии не равна нулю в области $2 > \nu > 1$ и резко уменьшается до нуля при $\nu < 1$.

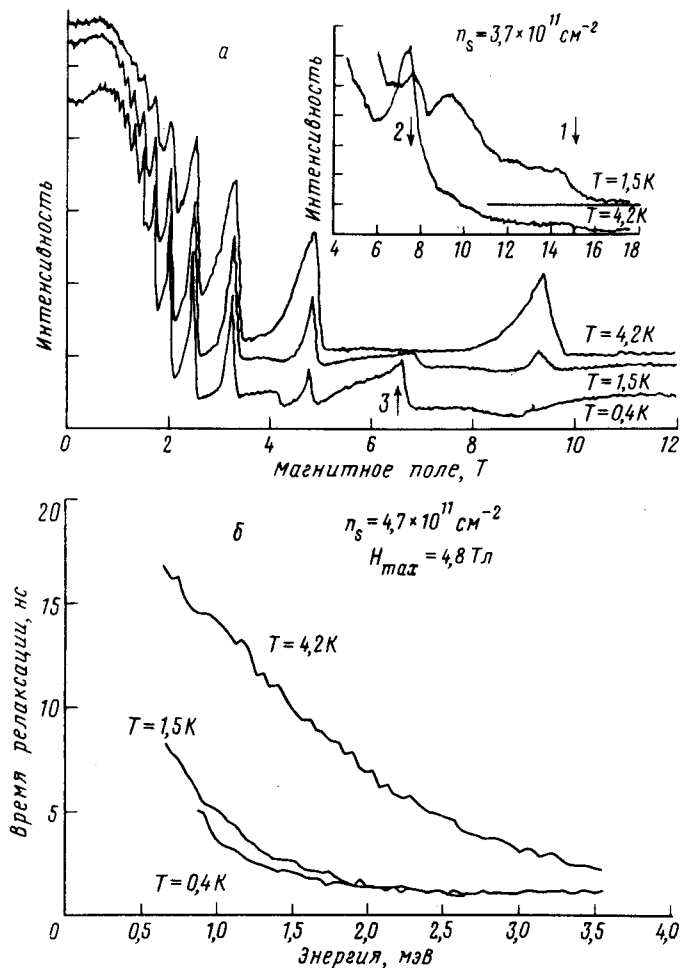


Рис.2. а - Зависимость интегральной интенсивности рекомбинационного излучения возбужденной подзоны I_1 от магнитного поля для температур $T = 4, 2, 1,5$ и $0,4\text{ K}$, $n_s = 4,7 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. На вставке приведена та же зависимость в районе фактора заполнения $\nu = 1$ для $n_s = 3,7 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$. Стрелками указаны положения целочисленных факторов заполнения. б - Зависимость времени межподзонной релаксации от энергетического зазора между 0-м уровнем Ландау возбужденной подзоны и 2-м уровнем Ландау основной подзоны, рассчитанная из формы максимума $I_1(H)$ вблизи $H = 4,8\text{ Tл}$.

Появление дополнительных максимумов в районе нечетных факторов заполнения при понижении температуры можно объяснить усилением спинового расщепления. А именно, считая, что релаксация без переворота спина должна быть более быстрым процессом, чем с переворотом спина, мы имеем в случае $T = 4,2 \text{ К}$ $g\mu H < kT$, где μ – магнетон Бора, $g = -0,44$ – эффективный g -фактор электрона в GaAs ($g\mu H = 1,8 \text{ К}$ в поле 6 Тл). Следовательно, при такой температуре оба спиновых подуровня в основной подзоне заселены в районе нечетных факторов заполнения примерно одинаково, то есть, вакансии для релаксации существуют на обоих спиновых подуровнях и быстрая межподзонная релаксация возможна для обоих направлений спина в возбужденной подзоне. При понижении температуры до $T = 0,4 \text{ К}$ $g\mu H > kT$, при этом возникает существенная разница в заселенности спиновых подуровней в основной подзоне, что в свою очередь приводит к эффективному увеличению спинового расщепления за счет усиления обменного взаимодействия. Таким образом, в районе нечетных факторов заполнения вакансии существуют только на верхнем спиновом подуровне в основной подзоне, и эффективная релаксация может происходить только для электронов с верхнего спинового подуровня возбужденной подзоны. Релаксация электронов с нижнего спинового подуровня значительно замедляется, вызывая наблюдаемое в эксперименте увеличение интенсивности. Когда фактор заполнения становится меньше нечетных значений, вакансии для релаксации появляются и на нижнем спиновом подуровне, интенсивность при этом резко уменьшается до нуля.

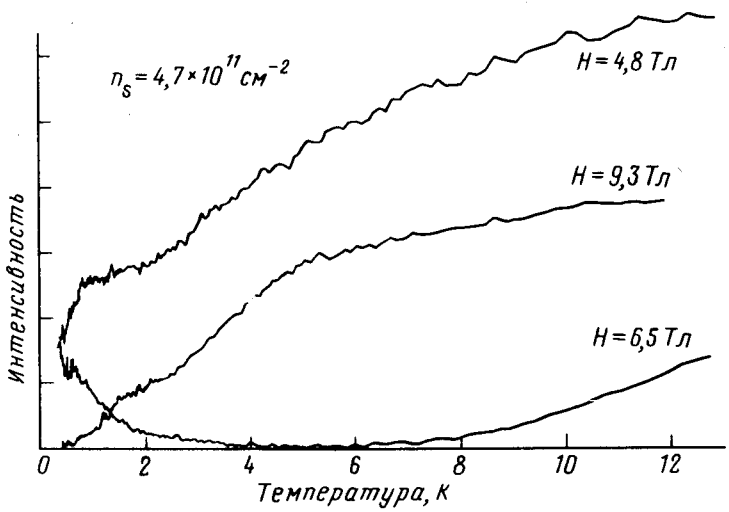


Рис.3. Зависимость интегральной интенсивности рекомбинационного излучения возбужденной подзоны I_1 от температуры в основных максимумах $H = 4,8, 9,3 \text{ Тл}$ и в дополнительном максимуме $H = 6,5 \text{ Тл}$

На рис.3 показаны температурные зависимости интенсивности линии возбужденной подзоны в районе максимумов основных пиков – $H = 4,8$ и $9,3 \text{ Тл}$, а также в районе дополнительного максимума $6,5 \text{ Тл}$. В районе дополнительного максимума $H = 6,5 \text{ Тл}$ эта зависимость имеет термоактивационный характер в области $T > 5 \text{ К}$. Термоактивационная щель оказывается равной 5 мэВ , что хорошо согласуется с энергетическим расстоянием между 0-м уровнем

Ландау возбужденной подзоны и 1-м уровнем Ландау основной подзоны при $H = 6,5$ Тл, полученным из спектра рекомбинации. При $T < 5$ К все зависимости не являются термоактивационными, и для основных максимумов поведение интенсивности определяется температурной зависимостью матричного элемента релаксации. Необходимо подчеркнуть, что форма осцилляций интенсивности в районе основных максимумов при изменении магнитного поля определяется не термоактивацией из основной подзоны в возбужденную, а именно релаксацией. Подтверждением этого утверждения служит тот факт, что оценка температуры электронного газа, необходимой для обеспечения наблюдаемой формы осцилляций, дает величины, намного превосходящие действительную температуру. В частности, для $T = 4,2$ К и используемых в эксперименте плотностях мощности оптической накачки перегрев электронной системы составляет десятки доли градуса ⁶, тогда как указанная выше оценка температуры из формы осцилляций дает величину около 10 К. Другим доказательством того факта, что наблюдаемая форма осцилляций определяется процессом межподзонной релаксации, служат проведенные в работе ⁷ эксперименты с временным разрешением. Если бы наблюдавшаяся интенсивность линии определялась термоактивацией, то заселенность возбужденной подзоны не менялась бы с течением времени и спектры, снятые при различных задержках после импульса накачки совпадали бы по форме. В действительности же наблюдалось, что линия, отвечающая рекомбинации из возбужденной подзоны после лазерного импульса исчезает намного быстрее, чем линии основной подзоны, что естественно связать с межподзонной релаксацией.

Из рис.3 следует, что механизм, ответственный за межподзонную релаксацию в интервалах между пересечениями уровней, имеет аномальную температурную зависимость, а именно, релаксация ускоряется с понижением температуры. Зная для нашей системы время рекомбинации в возбужденной подзоне $\tau_{rec} = 30$ нс ⁷, и считая, что заселенность возбужденной подзоны определяется только процессами рекомбинации и межподзонной релаксации, мы можем связать наблюдаемую интенсивность с временем релаксации при помощи очевидной формулы:

$$I_1 = I_1^* / (1 + (\tau_{rec} / \tau_{rel})),$$

где I_1^* — интенсивность в отсутствие релаксации, за которую для оценки можно принять интенсивность в нулевом магнитном поле. Отсюда получается выражение для времени релаксации:

$$\tau_{rel} = \tau_{rec} / (I_1^* / I) - 1.$$

Посчитанная таким способом зависимость τ_{rel} от энергетического зазора между уровнями показана на рис.2б для трех температур.

Таким образом, в данной работе обнаружена аномальная температурная зависимость нового типа магнитооптических осцилляций интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов, которую нельзя объяснить в рамках механизма экранировки. При описании этих осцилляций в терминах межподзонной релаксации показана важность ориентации спина 2D-электрона в начальном и конечном состояниях. Остается открытым вопрос о механизме межподзонной релаксации, который должен обеспечивать ускорение релаксации при понижении температуры.

Отметим также, что чувствительность интенсивности линии возбужденной подзоны при низких температурах вблизи нечетных факторов заполнения к

спиновой ориентации электронов дает нам инструмент для оптического детектирования электронного парамагнитного резонанса в возбужденной подзоне.

Авторы благодарны Е.П.Красноперову за любезно предоставленную возможность провести часть измерений в магнитных полях до 18 Тл в ИАЭ им. Курчатова, а также К.Плогу за предоставленные образцы.

-
1. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, and K.Ploog, *Phys. Rev. B* **37**, 8509 (1988).
 2. A.J.Turberfield, S.R.Haynes, P.A.Wright et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 637 (1990).
 3. W.Chen, M.Fritse, A.V.Nurmikko et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2434 (1990). •
 4. M.Dahl, D.Heiman, A.Pinczuk et al., *Phys. Rev. B* **45**, 6957 (1992).
 5. В.Е.Кирпичев, К. фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ*, **54**, 630 (1991).
 6. I.V.Kukushkin, N.J.Pulsford, K. von Klitzing et al., *Europhys. Lett.* **18**, 63 (1992).
 7. А.Ф.Дите, К. фон Клитцинг, И.В.Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **54**, 635 (1991).