

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МЕЖПОДЗОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Е.Кирпичев, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин, К.Плог*,
В.Б.Тимофеев, В.И.Фалько*

*Институт физики твердого тела АН СССР
142432, Черноголовка, Московская обл.*

** - Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, FRG*

Поступила в редакцию 5 ноября 1991 г.

Обнаружен новый тип магнитооптических осцилляций интенсивности излучательной рекомбинации двумерных электронов из первой возбужденной подзоны размерного квантования в GaAs-AlGaAs одиночном гетеропереходе. Эти осцилляции объясняются в терминах упругой релаксации электронов при пересечении соответствующих уровней Ландау различных подзон.

1. Квантование циклотронного движения электронов и определяемая им дискретность спектра двумерных ($2D$) электронных систем в магнитном поле приводит к осцилляциям соответствующих термодинамических и кинетических характеристик. В последнее время появился ряд сообщений об оптическом аналоге осцилляций Шубникова - де Гааза, наблюдавшемся в магнитопольевых зависимостях интенсивности рекомбинационного излучения $2D$ -электронов^{1,2}, в которых делалась попытка описать эти осцилляции в терминах кулоновских корреляций в системе: $2D$ электронный газ плюс фотовозбужденные дырки. Наблюдавшиеся в работе² острые максимумы в зависимости интенсивности рекомбинационного излучения 1-й возбужденной подзоны размерного квантования от магнитного поля, точно совпадающие с положением целых факторов заполнения $2D$ электронного газа в основной подзоне, объяснялись экранировкой кулоновского потенциала фотовозбужденных дырок. А именно, если проводимость σ_{xx} в основной подзоне не равна нулю, то наиболее эффективными в экранировке притягивающего потенциала дырок будут электроны основной подзоны (в силу слабого заполнения возбужденной подзоны), в меру этого они будут более эффективными и в рекомбинации. Если же σ_{xx} в основной подзоне зануляется (целые факторы заполнения), то вклад электронов возбужденной подзоны в экранировку, а следовательно, и в рекомбинацию, значительно возрастает.

Упомянутые магнитооптические осцилляции могут быть обусловлены также сложной кинетикой релаксации и рекомбинации носителей в условиях стационарной подсветки. А именно, в условиях непрерывного фотовозбуждения система находится в неравновесном (хотя и стационарном) состоянии, и наблюдаемые интенсивности линий определяются не только термодинамически равновесным распределением частиц, но и кинетикой релаксации неравновесной компоненты электронного газа. Поэтому магнитопольевые зависимости интенсивностей линий, отвечающих свечению из неравновесно заполненных состояний, содержат в себе ценную информацию о характере релаксационных процессов в $2D$ -газе, в том числе, в квантующих магнитных полях.

2. В настоящей работе исследовались магнитоосцилляции и концентрационные зависимости интенсивности I_1 излучения $2D$ -электронов из неравновесно заполненной первой возбужденной подзоны размерного квантования в одиночном GaAs-AlGaAs-гетеропереходе. Толщина легированного кремнием

слоя AlGaAs составляла 525\AA , толщина спейсера - 225\AA , толщина слоя GaAs - 1000\AA . Подвижность $2D$ -электронов, измеренная в темноте при температуре $4,2\text{K}$ и концентрации $n_s = 5,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляла $1,6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для того, чтобы выделить вклад в рекомбинацию от небольшого числа неравновесных электронов из верхней подзоны (слабо ее заселяющих в режиме постоянной подсветки), мы воспользовались здесь методом, основанным на излучательной рекомбинации $2D$ -электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах в δ -легированном слое ³, который находился на расстоянии 300\AA от интерфейса. Двумерная концентрация акцепторов в δ -слое составляла $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Из-за удаленности слоя акцепторов от электронного канала волновые функции состояний из верхней подзоны имеют экспоненциально большее перекрытие с волновой функцией дырки на акцепторе по сравнению с состояниями из основной подзоны. Это позволяет фиксировать в эксперименте сравнительно малое неравновесное заполнение верхней подзоны и его изменения ($\sim 10^9 \text{ см}^{-2}$). Чтобы следить за интенсивностью линии рекомбинации из верхней подзоны подбирались соответствующие скорости развертки поля и монохроматора, так что положение щели монохроматора отслеживало спектральное положение этой линии. Одновременно с оптическими также проводились измерения диагональной компоненты сопротивления $\rho_{xx}(H)$. Кроме того, при помощи непрерывной подсветки можно управлять концентрацией n_s электронов в $2D$ -канале и межподзонным расщеплением ϵ_{10} ⁴, что дает возможность пройти широкий интервал n_s и получить магнитополевые зависимости $I_1(H)$ как для равновесного ($\epsilon_F > \epsilon_{10}$), так и для неравновесного ($\epsilon_F < \epsilon_{10}$) заполнений верхней подзоны. С точки зрения особенностей кинетики рекомбинации интерес представляет второй из этих случаев.

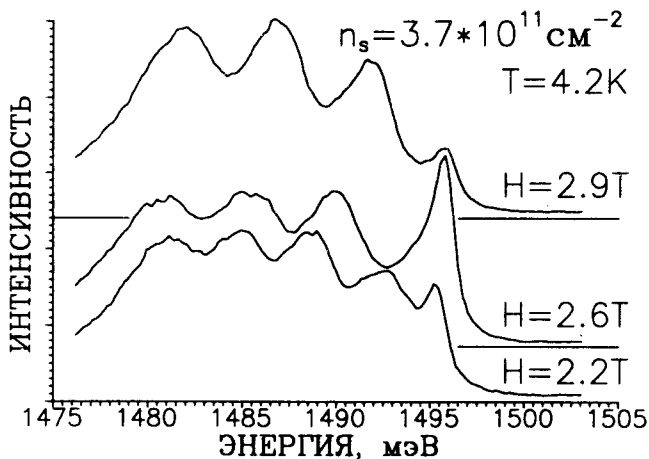


Рис. 1. Вид спектров рекомбинации $2D$ -электронного газа в поперечном магнитном поле H

3. В магнитном поле спектр $2D$ -электронов представляет собой набор линий, отвечающих сериям уровней Ландау, построенным на размерноквантованных состояниях в яме. Типичный вид спектра магнитолюминесценции в использовавшихся структурах показан на рис. 1. Непосредственно из спектров по положениям максимумов линий при различных H можно построить "веер" уровней Ландау, а также по соотношению интенсивностей различных линий из нижней подзоны судить о ее заполнении. Ярво выраженная линия в фиолетовой части спектра на рис. 1 отвечает нулевому уровню Ландау из верхней подзоны. С ростом магнитного поля эта линия смещается в область больших энергий как $\hbar\omega_c/2$, а также значительно меняется ее

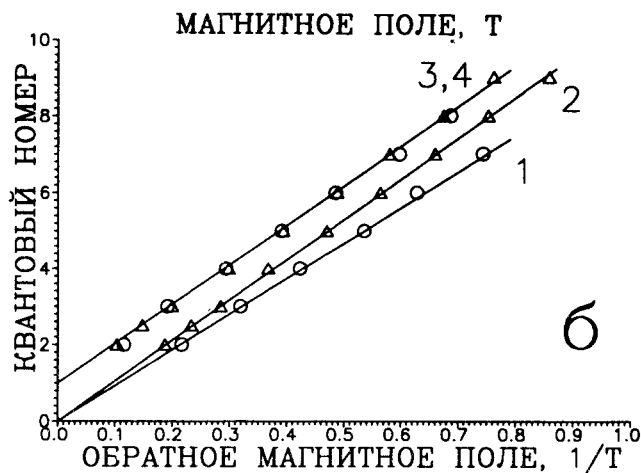
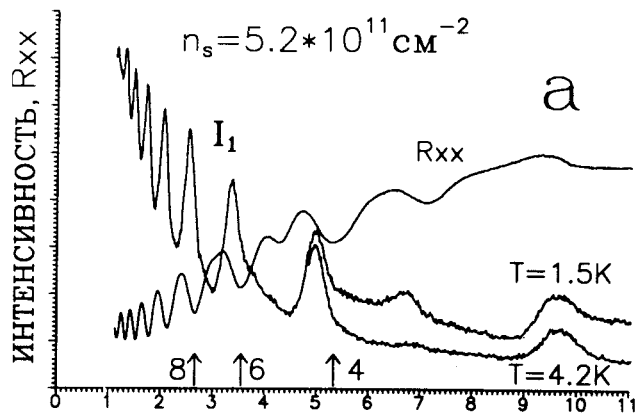


Рис. 2. а - Зависимость интенсивности рекомбинационного излучения первой возбужденной подзоны размерного квантования I_1 и диагональной компоненты сопротивления R_{xx} от магнитного поля; $\epsilon_F = \epsilon_{10}$; R_{xx} приведена для $T = 1,5\text{K}$. б - Зависимость квантового номера транспортных (прямые 1, 2) и оптических (прямые 3, 4) осцилляций от обратного магнитного поля; треугольники - $\epsilon_F = \epsilon_{10}$; кружки - $\epsilon_F < \epsilon_{10}$

интенсивность. Зависимость $I_1(H)$, полученная для случая $\epsilon_F = \epsilon_{10}$, представлена на рис. 2а для двух различных температур, также на этом рисунке приведена измеренная зависимость $\rho_{xx}(H)$ - кривая 3. На зависимости $I_1(H)$ отчетливо проявляются осцилляции, которые в малых полях представляют чередование острых максимумов и минимумов, а в больших полях - отдельные максимумы на фоне широких участков с малой интенсивностью. На рис. 2б приведены результаты обработки экспериментальных зависимостей $I_1(H)$ и $\rho_{xx}(H)$ для случаев $\epsilon_F = \epsilon_{10}$ (треугольники), и $\epsilon_F < \epsilon_{10}$ (кружки). По оси x отложено обратное поле, а по оси y квантовый номер осцилляций. Прямые 1, 2 проведены через точки, соответствующие положениям минимумов в $\rho_{xx}(H)$. Угол наклона этих прямых задается энергией Ферми 2D-электронов. Прямые 3, 4 проведены через точки, соответствующие положениям максимумов оптических осцилляций. Можно заметить, что для случая $\epsilon_F = \epsilon_{10}$ углы наклона транспортной и оптической прямых совпадают, а для случая $\epsilon_F < \epsilon_{10}$ оптическая прямая имеет больший наклон, из которого можно определить параметр энергии, задающий этот наклон. Эта энергия оказывается равной ϵ_{10} , что заставляет предположить, что исследуемые оптические осцилляции связаны с пересечениями уровней Ландау основной подзоны и нулевого уровня Ландау возбужденной подзоны. Иллюстрацией этого вывода служит рис. 3, где под картинкой оптических осцилляций для случая $\epsilon_F < \epsilon_{10}$ построен "веер" уровней Ландау, полученный из обработки серии рекомбинационных спектров

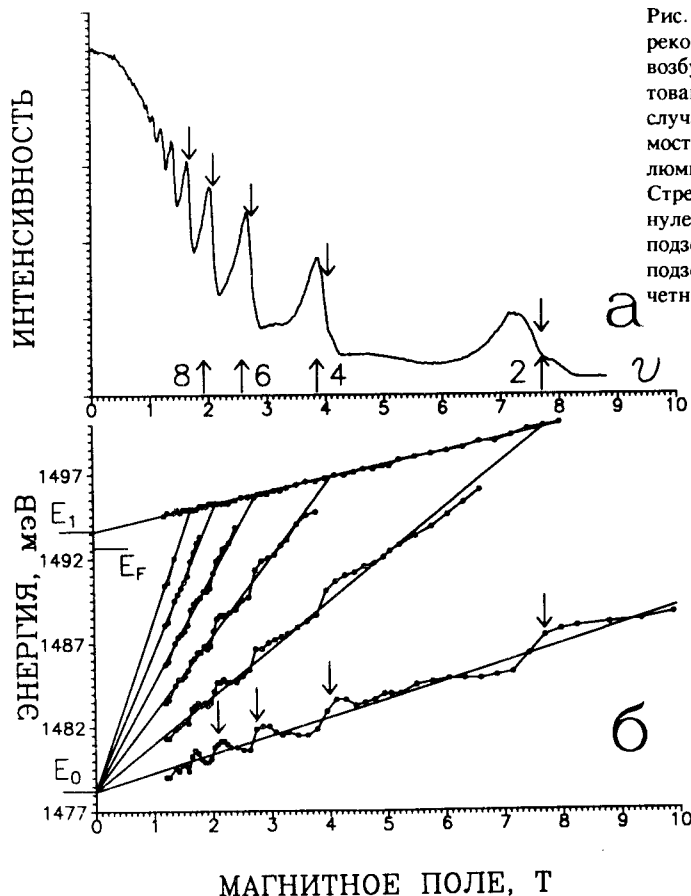


Рис. 3. а - Зависимость интенсивности рекомбинационного излучения первой возбужденной подзоны размерного квантования I_1 от магнитного поля для случая $\epsilon_F < \epsilon_{10}$. б - Зависимость спектральных положений линий люминесценции от магнитного поля. Стрелки вниз - положения пересечений нулевого уровня Ландау возбужденной подзоны с уровнями Ландау основной подзоны; стрелки вверх - положения четных факторов заполнения ν

в различных магнитных полях. Можно заметить однозначное соответствие положений "срыва" оптического сигнала и пересечения уровней. Механизмом, приводящим к упомянутому "срыву", может быть упругая релаксация носителей из неравновесно заполненной возбужденной подзоны в основную подзону. Возмущением, смешивающим волновые функции разных подзон в этом случае выступают атомы остаточных примесей, находящихся вблизи $2D$ -слоя. Подтверждением такой интерпретации могут служить результаты работы⁵ по оптическому детектированию циклотронного резонанса. В этой работе было обнаружено совпадение положений "срыва" рекомбинационного сигнала $I_1(H)$ и скачкообразного появления оптического сигнала циклотронного резонанса от возбужденной подзоны, для наблюдения которого было необходимо пересечение уровней основной и возбужденной подзон.

Форма осцилляций $I_1(H)$ определяется как зависимостью от магнитного поля числа свободных мест в основной подзоне, так и зависимостью матричного элемента релаксации от энергетического "зазора" между соответствующими уровнями. Мы не можем однозначно определить механизм релаксации в промежутках между "срывами", но возможно что наблюдаемое увеличение $I_1(H)$ связано с торможением релаксации электронов с испусканием акустического фона при уменьшении этого "зазора".

Следует отметить также немонотонные зависимости спектрального положения линий люминесценции, отвечающих различным уровням Ландау (рис. 3б), осциллирующие относительно прямых, проведенных по закону

$\epsilon_N = (N + 1/2)\hbar\omega_c$. Этот эффект, проявляющийся лишь при заметном заполнении возбужденной подзоны, мы связываем с изменением формы потенциальной ямы и, следовательно, положения ее дна от перераспределения электронов по подзонам.

Дополнительный максимум в $I_1(H)$, появляющийся при понижении температуры до 1,5 К вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ (рис.2а, мы связываем с пересечением уровня возбужденной подзоны с верхним спиновым подуровнем 1-го уровня Ландау основной подзоны. Большое энергетическое расщепление спиновых подуровней возникает из-за значительного увеличения эффективного g -фактора $2D$ -электронов вследствие возрастания обменного взаимодействия вблизи нечетных факторов заполнения ⁶.

Таким образом, в данной работе из исследований магнитопольевых зависимостей интенсивности рекомбинационного излучения $2D$ -электронов и сравнения их с магнитотранспортными осцилляциями сделан вывод о том, что происхождение оптических осцилляций связано с упругой релаксацией носителей из неравновесно заполненной подзоны размерного квантования при пересечении соответствующих уровней Ландау основной и возбужденной подзон. Подчеркнем, что в отличие от работ ¹ и ² оптические осцилляции, обнаруженные в настоящей работе, не связаны прямым образом с транспортными осцилляциями Шубникова - де Гааза.

-
1. Chen W., Fritze M., Nurmikko A.V., et al., Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 2434.
 2. Turberfield A.J., Haynes S.R., Wright P.A. et al., Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 637.
 3. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K., Timofeev V.B., Phys. Rev. B, 1989, 40, 7788.
 4. Kukushkin I.V., von Klitzing K., Ploog K. et al., Sol. St. Comm., 1989, 70, 1015.
 5. Губарев С.И., Дремин А.А., фон Клитцинг К. и др., Письма в ЖЭТФ, 1991, 54, 361.
 6. Ando T., Fowler A.B., Stern F., Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.