

Магнетоосцилляции заряда полевого транзистора, обусловленные индуцированным микроволновым излучением неравновесным распределением электронов по энергии

С. И. Дорожкин⁺¹⁾, А. А. Капустин⁺, В. Уманский^{*2)}, Ю. Х. Смет^{×2)}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

[×]Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 6 апреля 2020 г.

После переработки 16 апреля 2020 г.

Принята к публикации 16 апреля 2020 г.

Подтверждено возникновение под микроволновым излучением неравновесной функции распределения электронов по энергии, порождающей магнетоосцилляции сопротивления двумерных электронных систем. Данное утверждение основывается на наблюдении индуцированного микроволновым излучением изменения заряда полевого транзистора с каналом, образованным двухслойной электронной системой. Наблюдавшиеся периодичность и биения магнетоосцилляций заряда объясняются перераспределением электронов между слоями, происходящим вследствие соответствующего неравновесного заполнения электронных состояний.

DOI: 10.31857/S1234567820100043

Одним из наиболее ярких эффектов в фотоотклике высокоподвижных двумерных электронных систем (ДЭС) на облучение микроволнового диапазона является появление магнетоосцилляций сопротивления (см. обзор [1] и ссылки в нем), периодичность которых в обратном магнитном поле определяется условием $\omega/\omega_c = k$, где $\omega/2\pi$ – частота излучения, $\omega_c = eH/m^*$ – циклотронная частота (H – магнитное поле, перпендикулярное плоскости ДЭС, m^* – эффективная масса электронов), $k = 1, 2, \dots$. Такие осцилляции (в англоязычной литературе *microwave induced resistance oscillations*, MIRO) были обнаружены в двумерных электронных системах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [2, 3], гетеропереходов ZnO/MgZnO [4], а также в двумерных дырочных системах в гетероструктурах Ge/SiGe [5]. Оказалось, что в условиях эксперимента выполняются обычные соотношения между компонентами тензоров магнетосопротивления и магнетопроводимости [6], и MIRO находятся в фазе с магнетоосцилляциями диссипативной проводимости в силу того, что холловское сопротивление ρ_{xy} значительно больше диссипативного ρ_{xx} . Отметим, что аналогичные осцилляции проводимости наблюдались и в невырожденной элект-

ронной системе на поверхности жидкого гелия [7]. Фактически индуцированные излучением осцилляции диссипативной проводимости были предсказаны [8, 9] задолго до их экспериментального наблюдения. Эти предсказания были основаны на рассмотрении вклада в проводимость ДЭС процессов поглощения фотона, сопровождающихся упругим рассеянием электрона на статических дефектах. Позднее они были подтверждены многочисленными расчетами, базирующимися на этой идее (см., например, работы [10–12]). Для объяснения MIRO был также предложен целый ряд других механизмов, из которых мы упомянем формирование неравновесной функции распределения электронов по энергии [13, 14], классический эффект памяти [15], учитывающий корреляцию актов упругого рассеяния электронов и работающий в отсутствие квантования Ландау, а также многочастичный плазмонный механизм [16]. До настоящего времени не удалось определить экспериментально вклад в MIRO каждого из перечисленных механизмов. Осцилляции с периодом MIRO были также обнаружены в микроволновых фото-ЭДС [17–19] и фототоке, а также в индуцированном излучением изменении заряда полевого транзистора с ДЭС [19]. Последовавшие теоретические работы [20, 21] показали, что эти эффекты возникают в результате загиба зоны проводимости около контак-

¹⁾ e-mail: dorozh@issp.ac.ru

²⁾ V. Umansky, J. H. Smet.

тов, использующихся для измерения фотогальванических сигналов, или около края затвора, как это было предположено в работе [19], и обусловлены нарушением соотношения Эйнштейна между проводимостью и коэффициентом диффузии двумерных электронов в неравновесном состоянии под облучением. В результате оказалось, что перечисленные результаты также могут быть описаны в терминах изменений диссипативной проводимости, происходящих под облучением [20, 21]. Существование механизма, обусловленного неравновесным заполнением электронных состояний, недавно было продемонстрировано в работе [22]. В этой работе в полевом транзисторе с каналом, образованным двумя двумерными слоями электронов, были обнаружены индуцированные излучением магнетоосцилляции емкости (*microwave induced capacitance oscillations*, MICO) с периодом, определяемым разностью плотностей электронов в слоях, дополнительно промодулированные на частоте MIRO. Было показано, что эти осцилляции могут быть результатом перераспределения электронов между слоями, происходящего вследствие формирования под облучением неравновесной функции распределения электронов по энергии, способной объяснить возникновение и периодичность MIRO. В данной работе мы сообщаем о наблюдении подобных MICO магнетоосцилляций в заряде полевого транзистора с двухслойной электронной системой, демонстрируем их связь с перераспределением электронов между слоями, а также обсуждаем возможность одновременного объяснения этих осцилляций с наблюдавшимися MIRO.

Схема образца и измерительная схема приведены на рис. 1. Исследуемая квазидвумерная электронная система создавалась в квантовой яме GaAs шириной 60 нм, входящей в состав гетероструктуры GaAs/AlGaAs. На расстоянии 850 нм ниже (на рис. 1 левее) квантовой ямы был создан слой сильно легированного GaAs, выполняющий роль затвора полевого транзистора (Backgate). Электроны в квантовую яму поступали из слоя доноров (DL), расположенного на расстоянии 65 нм над ямой, создавая слой L1, а также из источника постоянного напряжения, включенного между затвором и электронной системой. Плотность электронов в квантовой яме n_s контролировалась затворным напряжением V_{BG} и изменялась в пределах $(1.7-2.4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, определяемых отсутствием токов утечки. При $V_{BG} < 0.15 \text{ В}$ ($n_s < 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в яме заполнена только одна подзона размерного квантования, соответствующая слою L1 около верхней стенки ямы. При $V_{BG} > 0.15 \text{ В}$ около нижней стенки ямы возникает второй слой

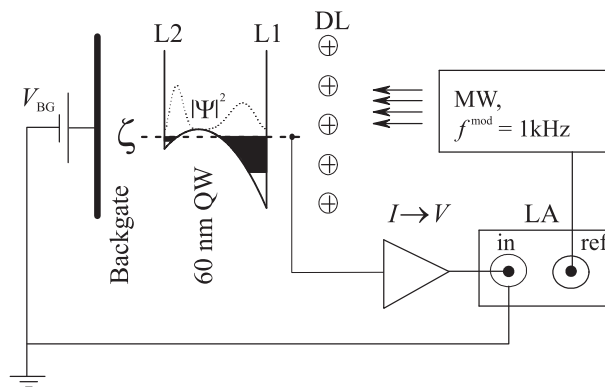


Рис. 1. Схема образца и измерений фототока, индуцированного модулированным по мощности микроволновым излучением. Показан профиль дна асимметричной квантовой ямы GaAs (QW) шириной 60 нм, в которой заполнены две подзоны размерного квантования (темные области), соответствующие двум слоям электронов L1 и L2, расположенным около дальней и ближней к затвору (Backgate) стенок ямы. ζ – общий уровень электрохимического потенциала слоев. Пунктирными линиями схематически показано распределение плотности электронов в яме. DL – слой положительно заряженных доноров. Усилитель тока ($I \rightarrow V$) подключен к исследуемой электронной системе. Сигнал с выхода усилителя подается на вход фазочувствительного детектора (Lock-in Amplifier, LA). При измерениях фототока используется 100 %-ная модуляция мощности излучения частотой 1 кГц

электронов L2 (вторая подзона). При этом наблюдается скачок емкости между затвором и электронной системой, соответствующий уменьшению расстояния между ними примерно на 34 нм (см. сплошную кривую на рис. 4b). Омические контакты к электронной системе и затвору создавались контролируемой диффузией сплава NiGeAu с поверхности образца на глубину масштаба 300 нм. При этом области над контактами к затвору были предварительно протравлены. В результате контакты к электронной системе закорачивают оба слоя и остаются изолированными от затвора. Электроны в разных слоях имеют одинаковый электрохимический потенциал ζ . Образец имеет латеральную геометрию холловского мостика, обеспечивающую измерения магнетосопротивления и холловского сопротивления. Во всем исследованном интервале плотностей электронов среднее значение их подвижности, определенное из величин проводимости и плотности электронов, оставалось выше $4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Для измерений переменного тока между затвором и электронной системой использовались токовый усилитель SR 570 ($I \rightarrow V$ на рис. 1) и фазочувствительный детектор (Lock-in Amplifier SR

830). При измерениях индуцированного излучением тока заряда полевого транзистора в качестве опорного сигнала детектора использовался сигнал модуляции мощности микроволнового излучения частотой $f^{\text{mod}} = 1$ кГц. Измерялись как компонента тока в фазе с модуляцией мощности, так и сдвинутая относительно нее на 90° . Модуляция мощности была близка к 100%. Частота микроволнового излучения могла меняться в диапазоне от 54 до 78 ГГц. При измерениях емкости затворное напряжение дополнительно модулировалось сигналом от низкочастотного генератора напряжения, входящего в состав Lock-in Amplifier. Этот сигнал одновременно являлся и опорным (подробнее см. работы [23, 24]). При измерениях емкости мощность излучения была постоянной во времени. Образец помещался в сверхразмерном волноводе, представляющем собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали диаметром 18 мм, и был погружен в жидкий ^3He , откачкой паров которого поддерживалась температура $T = 0.5$ К. Образец был ориентирован таким образом, что плоскость квантовой ямы была перпендикулярна оси волновода, которая, в свою очередь, параллельна магнитному полю сверхпроводящего соленоида.

На рисунке 2 приведен основной результат работы, состоящий в наблюдении при заполнении двух

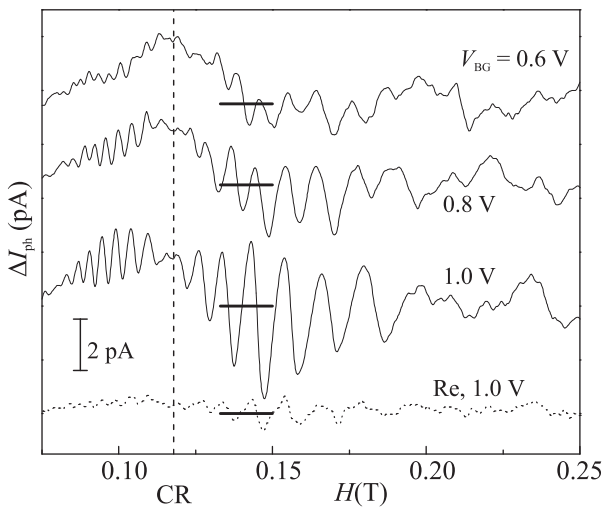


Рис. 2. Зависимости 90-градусной компоненты фототока (сплошные линии) от магнитного поля для различных значений затворного напряжения, указанных около кривых. Нулевые уровни сигнала показаны горизонтальными отрезками. Измерения выполнены под облучением частоты 54 ГГц, модулированным по мощности. Пунктирной кривой показана компонента фототока в фазе с сигналом модуляции мощности, измеренная при $V_{\text{BG}} = 1.0$ В. Вертикальная пунктирная линия отмечает положение циклотронного резонанса (CR)

электронных слоев магнетоосцилляций фототока, индуцированного микроволновым излучением модулированной мощности. Эти осцилляции соответствуют магнетоосцилляциям заряда полевого транзистора (*microwave induced charge oscillations*, МИСО) при постоянной мощности излучения. На осцилляционной картине в положении циклотронного резонанса хорошо виден узел биений осцилляций. Как следует из приведенных данных, в фототоке доминирует компонента, сдвинутая на 90° относительно осциллирующей во времени мощности излучения. В дальнейшем под фототоком будет пониматься именно эта компонента. Период магнетоосцилляций и их амплитуда возрастают с затворным напряжением, а положение узла биений не изменяется.

Для сравнения данных, получаемых разными методами, на рис. 3 результаты измерений емкости полевого транзистора (панель (а)), фототока (панель (b)), и магнетосопротивления (панель (с)) представлены в функции обратной величины магнитного поля. Для емкости и магнетосопротивления приведены данные, измеренные как под облучением, так и в его отсутствии. Очевидно, что облучение радикально меняет картины магнетоосцилляций этих величин. Анализ приведенных кривых показывает периодичность всех сигналов по обратному магнитному полю и наличие четырех разных периодов. Два периода наблюдаются на магнетоемкости (Δ_{DOS} на кривой без облучения и Δ_{MISO} на кривой под облучением) и на магнетосопротивлении (Δ_1 без облучения и Δ_{MRO} под облучением). Периодичность и форма осцилляций фототока оказались совпадающими с осцилляциями МИСО. В частности, на обеих кривых наблюдаются узлы осцилляций, положения которых совпадают с положениями точек нулевого фотоотклика в магнетосопротивлении (точки совпадения кривых под облучением и без него на рис. 3с), определяющимся условием [1] $\omega/\omega_c = (k+1)/2$. Отметим, что индуцированные излучением осцилляции, особенно в магнетосопротивлении, наблюдаются в заметно более слабых полях, чем темновые осцилляции. Остановимся подробнее на определении периодов осцилляций, часть из которых будем характеризовать величинами плотности электронов, вычисляемых из соотношения $n_{\text{sj}} = 2e/h\Delta_j$. Это соотношение определяет период квантовых осцилляций плотности состояний на уровне Ферми в ДЭС с плотностью электронов n_{sj} , а также величин, связанных с этой плотностью (например, осцилляций Шубникова–де Гааза и сжимаемости электронной системы). Коэффициент 2 в этой формуле соответствует двухкратному спиновому вырождению уровней Ландау. Осцилляции

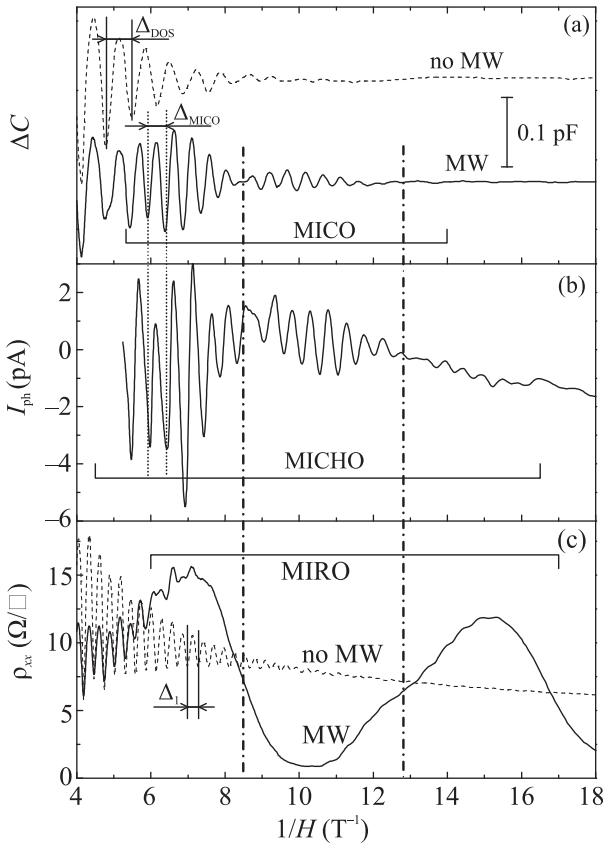


Рис. 3. Магнетоосцилляции различных сигналов (магнетоемкости (а), фототока (b) и магнетосопротивления (с)), измеренные при заполнении двух слоев ($V_{BG} = 1.0$ В) под микроволновым излучением частоты 54 ГГц (сплошные кривые) и в отсутствие облучения (пунктирные кривые). Фототок (панель (b)) измерялся под облучением, модулированным по мощности. Отмечены индуцированные микроволновым излучением магнетоосцилляции емкости (MICO, панель (a)), заряда полевого транзистора (MICH0, панель (b)), и магнетосопротивления (MIRO, панель (c)). Вертикальные штрих-пунктирные линии отмечают значения магнитных полей, при которых выполняются условия $\omega/\omega_c = 1$ (левая линия) и $\omega/\omega_c = 3/2$ (правая линия)

на темновой кривой магнетосопротивления являются осцилляциями Шубникова – де Гааза, а низкочастотные осцилляции под облучением представляют собой индуцированные излучением осцилляции сопротивления с периодом $\Delta_{MIRO} = e/m^*\omega$, который никак не связан с плотностью электронов. Оказалось, что в исследованном образце темновые осцилляции магнетосопротивления практически полностью определяются электронами слоя L1, имеющими бóльшую плотность и подвижность. При заполнении двух слоев их период $\Delta_1 = 2e/hn_{s1}$ практически не зависит от затворного напряжения (см. треугольники на рис. 4b) вследствие слабой зависи-

мости n_{s1} от V_{BG} , являющейся результатом экранировки электрического поля в полевом транзисторе электронами слоя L2. Этот факт был дополнительно подтвержден сравнением полной плотности электронов в системе, полученной из измерений холловского сопротивления, и плотности электронов в слое L2 [22]. Осцилляции на темновых кривых магнетоемкости при заполнении двух электронных слоев происходят от квантовых осцилляций сжимаемости электронов [25] в слое L2, ближайшем к затвору [22, 23]. Их период $\Delta_{DOS} = 2e/hn_{s2}$ определяется плотностью электронов n_{s2} в этом слое и уменьшается (см. емкостные кривые на рис. 4а) при увеличении V_{BG} , что соответствует возрастанию n_{s2} (темные точки на рис. 4b). Отметим, что, как это следует из данных на рис. 2, период магнетоосцилляций фототока меняется прямо противоположным образом (см. квадраты на рис. 4b). Оказалось, что сопоставленная этому периоду плотность электронов n_l равна разности плотностей электронов в слоях $n_{s1} - n_{s2}$ (сравни круги и квадраты на рис. 4b).

Совпадение осцилляционной картины в фототоке с MICO (рис. 3) свидетельствует об их общей природе. В работе [22] возникновение и периодичность индуцированных излучением осцилляций емкости были связаны с перераспределением электронов между слоями, обусловленном формированием неравновесной функции распределения по энергии, которая для двухслойной электронной системы была получена в работе [26]. При этом изменение плотности электронов в слоях имеет вид [22]:

$$\delta n_{s1} = -\delta n_{s2} = -d_1 d_2 \frac{m^* \hbar \omega}{\pi \hbar^2} \frac{P_\omega}{4} \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \sin \frac{2\pi(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\hbar\omega_c}. \quad (1)$$

Здесь n_{sj} – плотности электронов в слоях ($j = 1, 2$), ε_j – соответствующие энергии доньев подзон размерного квантования, $d_j = \exp(-\pi/\omega_c \tau_j)$ – факторы Дингла в подзонах, τ_j – квантовые времена релаксации электронов, P_ω – безразмерный фактор, пропорциональный мощности микроволнового излучения, поглощаемой ДЭС.

Формула (1) была получена в предположении неизменности полного заряда в электронной системе, т.е. ее изолированности от внешних источников. В таком случае перераспределение электронов должно приводить к изменению разности потенциалов между затвором и электронной системой. В нашем эксперименте разность потенциалов является заданной, так что следует ожидать, что перераспределение электронов изменит полный заряд электронной системы. Очевидно, что это изменение заряда должно

быть пропорционально изменению плотности электронов $\delta n_{s2} = -\delta n_{s1}$. На основании этих соображений при использовании модулированного по мощности излучения ($P_\omega(t) \propto \sin(2\pi f^{\text{mod}}t)$) следует ожидать появления тока перезарядки полевого транзистора

$$I_{\text{ph}} \propto \frac{d\delta n_{s2}}{dt} \propto d_1 d_2 \cos(2\pi f^{\text{mod}}t) \sin \frac{2\pi\omega}{\omega_c} \sin \frac{2\pi(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\hbar\omega_c}. \quad (2)$$

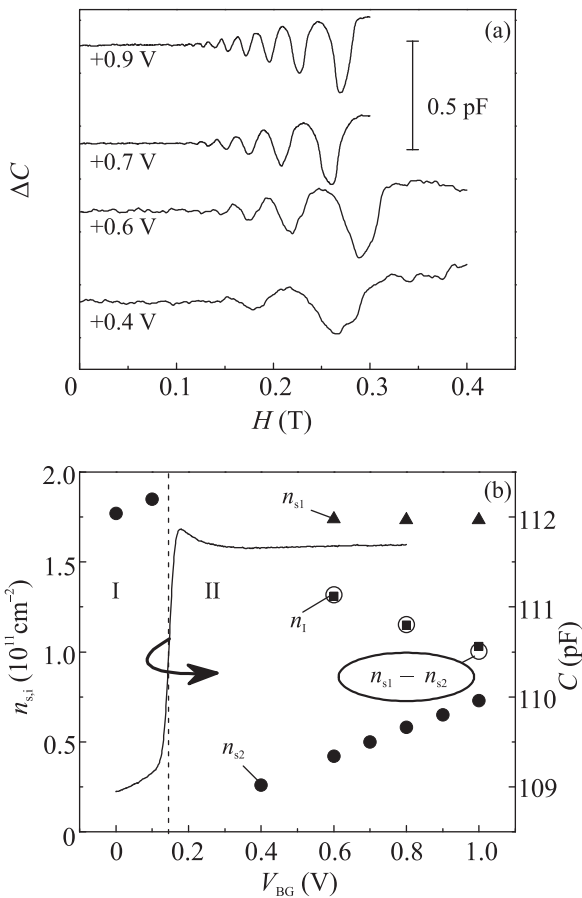


Рис. 4. (а) – Зависимость темновой емкости полевого транзистора от магнитного поля для различных значений затворного напряжения, указанных около кривых. (б) – Зависимости от затворного напряжения плотности электронов в слоях L1 (n_{s1} , треугольники) и L2 (n_{s2} , точки), плотности n_l , определенной из периода магнетоосцилляций фототока (квадраты), а также разности плотностей $n_{s1} - n_{s2}$ (круги). Значения соответствующих величин определяются левой осью. Сплошной линией показана зависимость темновой емкости полевого транзистора от затворного напряжения при $H = 0$ (правая ось)

Эта формула полностью согласуется с полученными нами результатами, как по фазе наблюдаемо-

го фототока, так и по виду его осцилляционной зависимости от величины магнитного поля. Действительно, нетрудно проверить, что установленная экспериментально периодичность осцилляций фототока совпадает с описываемой формулой (2) в силу одновременного выполнения условий $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = k\hbar\omega_c$ и $(n_{s1} - n_{s2}) = 2keH/h$, $k = 1, 2, \dots$ при соизмеримости межподзонального и циклотронного расщеплений. В условиях эксперимента $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \gg \hbar\omega$, так что последний множитель в формуле (2) описывает высокочастотные магнетоосцилляции, а множитель $\sin 2\pi\omega/\omega_c$ модулирует их амплитуду, приводя к узлам биений при $\omega = (k + 1)\omega_c/2$ (см. рис. 2 и 3b). Сильное монотонное затухание амплитуды осцилляций при уменьшении магнитного поля связано с факторами Дингла.

Из данных рисунка 3b можно оценить максимальное наблюдаемое изменение числа электронов в системе: $\Delta N \simeq 10^4$. Для сравнения, полное число электронов в исследованном образце при $V_{\text{BG}} = 0$ равно $N \simeq 10^9 \gg \Delta N$.

Остановимся на отличии наших результатов для магнетосопротивления от полученных ранее в работах [27, 26] на образцах с двухслойными электронными системами, создаваемыми в двойных квантовых ямах, где на темновых кривых наблюдались магнетоосцилляции межподзонального рассеяния (MISO) с периодом $\Delta_{\text{MISO}} = 2e/h(n_{s1} - n_{s2})$, а под облучением возникала интерференция MISO и MRO. Хотя отсутствие в наших данных осцилляций магнетосопротивления, обусловленных межподзональным рассеянием, могло бы быть связано с его малой вероятностью [28], возможно, усиливающейся под облучением (см., например, [29, 30]), на наш взгляд, более вероятным объяснением является выполнение в исследованном образце соотношения $d_1 \gg d_2$. Действительно, как следует из формулы (10) работы [26], при таком условии в темновых кривых магнетосопротивления доминируют осцилляции Шубникова–де Гааза от слоя L1, а облучение приводит только к появлению MRO, аналогично однослойной электронной системе, как это и наблюдается на рис. 3с. Перераспределение же заряда описывается формулой (1) независимо от соотношения между d_1 и d_2 . Отметим, что аналогичное различие между факторами Дингла ($d_1 \gg d_2$) было обнаружено в работе [31], выполненной на подобном образце с задним затвором.

В заключение, в полевом транзисторе с двухслойной электронной системой обнаружен эффект индуцированного микроволновым излучением изменения заряда, величина которого осциллирует в функции обратного магнитного поля. Осцилляционная кар-

тина формируется магнетоосцилляциями двух разных частот. Период высокочастотных осцилляций не зависит от частоты микроволнового излучения и определяется условием кратности разности плотностей электронов в слоях вырожденности уровня Ландау, что эквивалентно соизмеримости межподзонного расщепления и циклотронной энергии. Низкочастотные осцилляции отражают соизмеримость круговой частоты излучения и циклотронной частоты электронов. Такая картина магнетоосцилляций заряда радикально отличается от наблюдавшейся в работе [19], где в полевом транзисторе с однослойной электронной системой наблюдались осцилляции только меньшей из частот. Объяснение полученных результатов оказывается возможным только при использовании неравновесной функции распределения электронов по энергии, предложенной для описания индуцированных излучением магнетоосцилляций сопротивления двумерных электронных систем.

В. Уманский и Ю. Х. Смет благодарны German-Israeli Foundation for Scientific Research and Development (GIF) за поддержку.

1. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
2. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311(R) (2001).
3. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui, J. A. Simmons, J. R. Wendt, G. A. Vawter, and J. L. Reno, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2193 (2001).
4. D. F. Kärcher, A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, J. Falson, I. A. Dmitriev, Y. Kozuka, D. Maryenko, A. Tsukazaki, S. I. Dorozhkin, I. V. Kukushkin, M. Kawasaki, and J. H. Smet, *Phys. Rev. B* **93**, 041410(R) (2016).
5. M. A. Zudov, O. A. Mironov, Q. A. Ebner, P. D. Martin, Q. Shi, and D. R. Leadley, *Phys. Rev. B* **89**, 125401 (2014).
6. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuttila, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 096803 (2003).
7. R. Yamashiro, L. V. Abdurakhimov, A. O. Badrutdinov, Yu. P. Monarkha, and D. Konstantinov, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 256802 (2015).
8. В. И. Рыжий, *ФТТ* **11**, 2577 (1969).
9. В. И. Рыжий, Р. А. Сурис, Б. С. Щамахалова, *ФТП* **20**, 2078 (1986).
10. A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
11. V. Ryzhii and R. Suris, *J. Phys: Condens. Matter* **15**, 6855 (2003).
12. X. L. Lei and S. Y. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226805 (2003).
13. S. I. Dorozhkin, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
14. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
15. Y. M. Beltukov and M. I. Dyakonov, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 176801 (2016).
16. В. А. Волков, Э. Е. Тахтамир, *ЖЭТФ* **131**, 681 (2007).
17. R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 026804 (2004).
18. А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 281 (2008).
19. S. I. Dorozhkin, I. V. Pechenezhskiy, L. N. Pfeiffer, K. W. West, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 036602 (2009).
20. I. A. Dmitriev, S. I. Dorozhkin, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **80**, 125418 (2009).
21. S. I. Dorozhkin, I. A. Dmitriev, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **84**, 125448 (2011).
22. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 176801 (2016).
23. S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. B. Fedorov, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *J. Appl. Phys.* **123**, 084301 (2018).
24. А. А. Капустин, С. И. Дорожкин, И. Б. Федоров, В. Уманский, Ю. Х. Смет, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 407 (2019).
25. T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B* **32**, 2696 (1985).
26. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **78**, 121301(R) (2008).
27. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 563 (2008).
28. N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas, A. K. Bakarov, and O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **77**, 205327 (2008).
29. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан, Е. Е. Родякина, Д. В. Номоконов, И. В. Марчишин, С. Абеди, С. А. Виткалов, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 671 (2019).
30. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан, Д. В. Номоконов, И. В. Марчишин, А. К. Бакаров, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 337 (2019).
31. M. A. Zudov, I. A. Dmitriev, B. Friess, Q. Shi, V. Umansky, K. von Klitzing, and J. Smet, *Phys. Rev. B* **96**, 121301(R) (2017).