

УДК 538.977::[621.382.3::621.385.69]:530.145.84

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОНДАКТАНС НАНОСИСТЕМ В УСЛОВИЯХ СЛАБОЙ СВЯЗИ С СВЧ-ГЕНЕРАТОРОМ

© А. С. Ярошевич¹, В. А. Ткаченко^{1,2}, З. Д. Квон^{1,2}, Н. С. Кузьмин²,
О. А. Ткаченко¹, Д. Г. Бакшеев², И. В. Марчишин¹, А. К. Бакаров¹,
Е. Е. Родякина^{1,2}, В. А. Антонов¹, В. П. Попов¹, А. В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1
E-mail: jarosh@isp.nsc.ru

Сильный отклик наносистем на воздействие слабой СВЧ-мощности через зазор между образцом и концом коаксиального кабеля от генератора микроволн обнаружен измерениями при 4,2 К кондактанса короткоканального кремниевого транзистора p -типа, а также образцов с коротким квантовым точечным контактом в двумерном электронном газе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Отклик кондактанса был гигантским в туннельном режиме устройств, а вне этого режима знак СВЧ-фотокондактанса зависел от мезоскопического состояния образца и изучаемого интервала по затворному напряжению. Механизм обнаруженных эффектов выяснен моделированием мезоскопического транспорта в рамках одночастичной квантовой механики и формулы Ландауэра, а также анализом принципиальных схем электрического управления полупроводниковым устройством. Найденной основной причиной отклика наносистем на СВЧ-воздействие являются вынужденные синфазные осцилляции заряда в контактах к полупроводнику из-за ёмкостных связей в ближнем металлическом окружении образца.

Ключевые слова: полевой транзистор, кремний-на-изоляторе, двумерный электронный газ, короткое сужение, гетероструктуры GaAs/AlGaAs, мезоскопический транспорт, микроволновый фотокондактанс, динамический химический потенциал, коаксиальные кабели, краевая ёмкость.

DOI: 10.15372/AUT20240408

EDN: QPWQYJ

Введение. Недавно экспериментально найдено сильное влияние слабой СВЧ-мощности на простые мезоскопические планарные наносистемы через зазор миллиметровых размеров между образцом и открытым концом коаксиального кабеля от СВЧ-генератора [1–3]. Мы выяснили и показываем в предлагаемой работе, что это влияние обусловлено вынужденными синфазными СВЧ-осцилляциями химических потенциалов в хорошо проводящих контактах металл—наносистема.

Изучаемыми наносистемами в [1–3] были короткий (~ 100 нм) квантовый точечный контакт (КТК) в двумерном электронном газе (ДЭГ) [1, 2, 4] и короткоканальный полевой транзистор (ПТ) p -типа [3]. Эти два устройства близки друг к другу по основной физике и управляемости затворным напряжением V_g при нулевом магнитном поле, низких температурах T , малых величинах тока I и тянущего напряжения V . При этом оба устройства относятся к мезоскопике — области современной физики, изучающей роль одночастичных и многочастичных квантовых явлений в сопротивлении любых проводников малых характерных размеров, включённых в макроскопическую электрическую цепь [5–8]. Ярким признаком мезоскопических систем является индивидуальность образцов, т. е. чувствительность кондактанса $G \equiv I/V$ к деталям изготовления образца, беспорядку и за-

мороженному расположению локализованных зарядов. Короткий канал в КТК делает возможным изучение перехода в кондактансе из глубокого туннельного режима в открытый режим КТК при доминировании одного и того же наиболее простого механизма мезоскопического транспорта, т. е. при сохранении фазовой когерентности в одночастичном двухтерминальном квантовом рассеянии [1, 2, 6, 7]. При низких температурах этот переход на затворной характеристике $G(V_g)$ может содержать мезоскопические особенности [1, 2], где они являются слабыми и редкими, поскольку ДЭГ формируется методами удалённого легирования. Напротив, в случае ПТ p -типа обнаруженные при $T = 4,2$ К особенности на затворной характеристике в глубоком подпороговом режиме и в переходе к режиму насыщения были резкими и частыми из-за сильного примесного беспорядка [3]. Подобные особенности в некоторых ПТ n -типа наблюдались давно. Обсуждались разные механизмы мезоскопического транспорта в полевых транзисторах: перколяция [9], прыжковая проводимость [10–12], резонансное туннелирование [11, 12] и кулоновская блокада последовательного туннелирования [13, 14]. Резонансное туннелирование как вариант транспорта в условиях квантовой когерентности проявлялось в случае коротких широких каналов, который близок к условиям изучения ПТ в [3]. Для этих условий численным расчётом в рамках механизма одночастичного двухтерминального квантового рассеяния получены внешне сходные с экспериментально обнаруженными резкие частые особенности кондактанса и СВЧ-фотокондактанса [3]. Это было одним из аргументов в пользу объяснения недавно изученного поведения кондактанса КТК и ПТ [1–3] в рамках одночастичной квантовой механики и формулы Ландауэра [6, 7].

В связи с изучением влияния электромагнитных полей на электронные наносистемы в ряде работ был измерен отклик кондактанса КТК и ПТ на внешнее воздействие с частотой $f \sim 1$ ГГц, которая является низкой по сравнению с τ^{-1} , где τ — характерное время прохождения носителей через канал [15–23]. Недавно найдено, что этот отклик является сильным при особых условиях эксперимента [1–3]: типичный для ПТ, но редкий для КТК короткий канал ($L \leq 100$ нм) и низкий кондактанс $G < 10^{-3} e^2/h$ при напряжении $V < k_B T/e$ и температуре $T \approx 4,2$ К, в том числе при малой мощности $P \leq 0,1$ мВт на выходе из СВЧ-генератора. Причём эта мощность подводится к образцу через коаксиальный кабель, жила которого не соединяется ни с одним из металлических электродов полупроводникового устройства, как обычно [15–23], а напротив, открытый конец этого кабеля подвешивается в нескольких миллиметрах от образца. Обнаруженному росту кондактанса на порядки в глубоком туннельном режиме было дано простое объяснение в рамках механизма одночастичного прохождения через подзатворный барьер, высота которого испытывает вынужденные адиабатические осцилляции амплитудой в несколько мэВ при фиксированном уровне Ферми [1–3].

В представленной работе мы сообщаем новые экспериментальные факты, заставляющие пересмотреть и дополнить прежнее объяснение, которое оставляло за кадром интересные вопросы: 1) отличается ли в принципе использованный способ доставки СВЧ-мощности к короткому каналу от прямой подачи ВЧ-напряжения на затвор; 2) что произойдёт с откликом на СВЧ, когда канал в наносистеме перестанет быть коротким при некоторых V_g ; 3) как поведёт себя отклик короткого канала, если f сделать ещё на порядки ниже по сравнению с τ^{-1} . Данный вопрос важен, так как с позиций квантовой механики отклик транспорта на адиабатические осцилляции подзатворного барьера не зависит от f и определяется только их амплитудой [1].

В ходе проведения дополнительных экспериментов, численных расчётов и построения принципиальных электрических схем мы находим ответы на эти вопросы и главную причину обнаруженного СВЧ-фотоотклика кондактанса КТК и ПТ. Во-первых, выясняется, что этой причиной является эффективная ёмкостная связь между наносистемой и

открытым концом коаксиального кабеля от генератора, которая обеспечивает вынужденные синфазные СВЧ-осцилляции химических потенциалов во всех контактных площадках полупроводник—металл. Эти осцилляции адиабатически меняют условия квантового рассеяния в наносистеме, поскольку ведут к СВЧ-осцилляциям единственного управляющего параметра в стационарном уравнении Шрёдингера — разности полной и потенциальной энергии частиц. Во-вторых, обнаружено исчезновение вынужденных осцилляций кондактанса КТК при частотах ниже 0,1 ГГц даже при высоком напряжении (5 В) на выходе ВЧ-генератора, что на качественном уровне объясняется разрывом ёмкостной связи образца с генератором.

Результаты и обсуждение. Все используемые в данной работе полупроводниковые структуры были изготовлены в ИФП СО РАН. Прежде всего намечалось проверить чувствительность свойств ДЭГ и КТК к использованию глубоких либо мелких примесных центров и разного расположения плоскостей Si- δ -легирования относительно плоскости ДЭГ. Выращенные молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктуры были четырёх типов: 1) обычный гетеропереход AlGaAs/GaAs с Si- δ -легированным AlGaAs; 2) гетеропереход с заменой AlGaAs на короткопериодную сверхрешётку (СР) GaAs/AlAs с Si- δ -легированным ультратонким слоем GaAs в СР; 3) двойной гетеропереход — квантовая яма GaAs толщиной 12,5 нм в окружении двух таких СР, как во втором типе; 4) то же самое, как при типе 3, но для квантовой ямы толщиной 16 нм. Подробное строение гетероструктур с указанием толщин всех слоёв и уровней легирования приведено в [2]. Концентрация электронов N_s в ДЭГ, их подвижность μ и длина свободного пробега l были для структуры первого типа: $N_s = (3-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = (2-3) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $l = 2-3 \text{ мкм}$; для структуры второго типа: $N_s = (2-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = (1-2) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $l = 5-10 \text{ мкм}$; для структуры третьего типа: $N_s = (7-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = (1-2) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $l = 20-30 \text{ мкм}$ и для структуры четвёртого типа: $N_s = (5-6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = (1-2) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $l = 15-20 \text{ мкм}$. Во всех случаях расстояние между ДЭГ и поверхностью гетероструктуры составляло $\approx 100 \text{ нм}$. В изучаемых образцах на промежутке длиной 50 либо 100 мкм между потенциометрическими контактами холловского мостика шириной 15 мкм формировалось узкое короткое (100 нм) сужение в ДЭГ по стандартной технологии расщеплённого затвора с помощью взрывной электронной литографии по Au/Al. Соответствующие микрофотографии образцов с КТК приведены в [1, 2, 4].

Короткоканальный ПТ p -типа был изготовлен по стандартной технологии [24]. Рабочим телом служил остров кремния толщиной $\approx 500 \text{ нм}$ на захороненном изоляторе SiO₂. Остров был объёмно легирован n -типом (фосфором) и имел сильно легированные бором области p -типа, служившие истоком и стоком и имевшие продолжение в виде тонкого слоя легирования p -типом (бором) под рабочей границей Si/SiO₂ вплоть до подзатворной области короткого ($L \approx 70 \text{ нм}$) широкого (5 мкм) канала, в которой сохранено исходное легирование кремния примесями n -типа. Над этой областью выше тонкого (4,5 нм) слоя термического SiO₂ находился поликремниевый сильно легированный примесями p -типа затвор. Затвор, исток и сток контактировали с подводящими Al-электродами. Микрофотография и схематическое изображение вертикального разреза ПТ вместе с типами и уровнями легирования приведены в [3].

Измерения кондактанса $G \equiv I/V$ при 4,2 К проводились с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 2–6 Гц при малом задаваемом переменном напряжении между истоком и стоком $V \sim 0,1 \text{ мВ}$ ($eV < k_B T$) в случае двухтерминального измерения кондактанса образцов с КТК или ПТ, а также при малом задаваемом токе $I \sim 0,1 \text{ нА}$ в случае четырёхтерминальных измерений кондактанса промежутка между потенциометрическими контактами в холловском мостике. Двух- и четырёхтерминальные измерения давали одинаковые результаты при не самом глубоком

туннельном режиме КТК. Измерения при $V_g = 0$ позволили исключить сопротивления подводящих проводников и проверить при всех использованных V_g одинаковость получаемых двумя способами затворных зависимостей кондактанса сужения в ДЭГ.

На рис. 1 приведены принципиальные схемы изучаемых экспериментальных ситуаций: четырёхтерминальных измерений в случае КТК (рис. 1, *a, c*) и двухтерминальных в случае ПТ (рис. 1, *b*). Используемые приборы и устройства, находящиеся вне сосуда Дьюара с жидким гелием, помещены на схемах в общий бокс с зелёной пунктирной границей. В сосуд Дьюара через трубку — металлический держатель образца — вводятся идущие к образцу коаксиальные кабели, которые показаны на схеме в своих внешних изолирующих покрытиях голубыми цилиндрами и во внутренних металлических оплётках — чёрными цилиндрами. Жилы коаксиальных кабелей в своих изолирующих покрытиях представлены на схемах как чёрные отрезки, исходящие из центров соответствующих цилиндров. Системы подвижных электронов в ДЭГ с КТК и дырок в ПТ выделены на схемах длинным пунктирным боксом: сток и исток в полупроводнике указаны как D и S, пустые боксы между ними — это площадки в ДЭГ для потенциометрических контактов к холловскому мостику, между которыми измеряется напряжение V в схеме с источником тока J_{ds} (см. рис. 1, *a, c*). В схеме с источником напряжения V_{ds} в случае ПТ (см. рис. 1, *b*) пустые боксы — это легированные примесями p -типа продолжения сильно легированных D и S. Короткий (100 нм) канал в этих устройствах схематически показан как два последовательных сопротивления R , а точка между ними соединена через затворную ёмкость C_g с затвором G . Сопротивления R зависят от управляющего затворного напряжения V_g : отталкивающего электроны в случае ДЭГ и КТК (см. рис. 1, *a, c*) и притягивающего дырки в случае ПТ (см. рис. 1, *b*). Затворное напряжение влияет на протяжённые системы подвижных электронов и дырок не только через C_g , но и через параллельные ёмкости $C_{g\Box}$.

Главным в эксперименте было исследование намеренно ослабленной связи между источником микроволн и наносистемой. Ослабление достигалось тем, что управляемая малая мощность $P \leq 0,1$ мВт (на выходе из генератора) на частоте $f \approx 2,4$ ГГц подводилась к образцам с ПТ и КТК по коаксиальному кабелю, конец жилы которого располагался в нескольких миллиметрах от образца. На принципиальных схемах из рис. 1 напряжение на выходе из генератора — это V_{hf} , коаксиальный кабель от него отмечен красной стрелкой на фоне чёрного цилиндра, обозначающего оголённый экран (металлическую оплётку) коаксиального кабеля. Лишённая экрана, но находящаяся в изолирующем покрытии часть жилы данного кабеля показана чёрным отрезком, свободный конец которого обозначен на рис. 1, *a, b* как излучающая антенна. Эта часть жилы кабеля длиной несколько сантиметров имеет электрическую ёмкость C_1 по отношению к металлическому держателю образца и ёмкость C_2 по отношению к аналогичным частям центральных жил других коаксиальных кабелей, предназначенных для соединения с полупроводником и низкочастотных измерений кондактанса. Эти параллельно размещённые металлические проводники длиной несколько см находятся друг от друга на расстояниях в несколько миллиметров. Экраны всех кабелей были соединены в общей точке 3 вместе с металлическим держателем образца, который заземлён в точке 1 на выходе из сосуда Дьюара. Следовательно, концы всех используемых кабелей связаны между собой по высокой частоте системой ёмкостей C_1, C_2, C_3 . По этой причине часть мощности P , излучаемая генератором частоты f и дошедшая до подвешенного возле образца конца коаксиального кабеля, частично отражается обратно. Остальная часть мощности, разветвляясь на параллельно соединённых C_1, C_2, C_3 , проходит в другие коаксиальные кабели, а через C_1 и общую точку 3, в которой соединены металлические оплётки, часть мощности уходит и в металлический держатель образца. Процесс стационарного рассеяния волн высокочастотного напряжения, несущих эту мощность, идёт с участием вынужденных синфазных осцилляций заряда на каждой ёмкости C_1, C_2, C_3 , т. е. осцилляций напряжения относительно точки 3 на выступающих концах

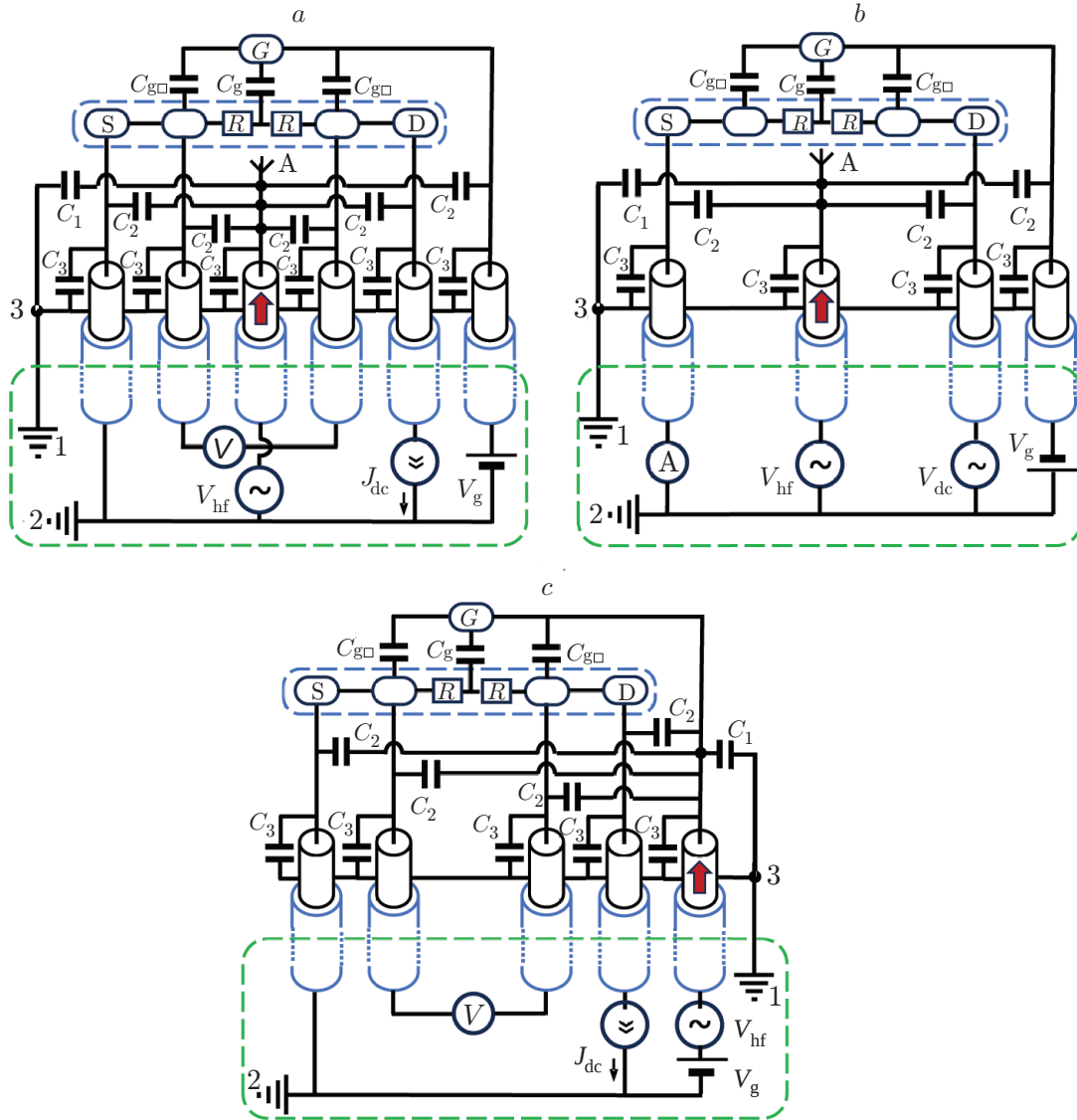


Рис. 1. *a, b* — принципиальные схемы основной экспериментальной ситуации, когда конец коаксиального кабеля от СВЧ-генератора, обозначенный как антенна *A*, связан с наносистемой через ёмкости C_1, C_2, C_3 ; *c* — принципиальная схема в случае прямого подключения генератора ВЧ к затвору в КТК; *a, c* — схемы в случае четырёхтерминальных измерений кондактанса КТК либо ДЭГ в холловском при $V_g \rightarrow 0$ (*a*) и двухтерминальных измерений кондактанса ПТ (*b*). Цилиндры изображают коаксиальные кабели, их экраны соединены в точке 3 с металлическим держателем образца, кабель от генератора высокой частоты обозначен красной стрелкой, R — показанные для удобства отдельно и зависящие от V_g сопротивления правой и левой коротких областей под затвором

центральных жил каждого кабеля и на проводящих контактах металл—полупроводник соответственно. Отметим, что ёмкости C_1 , C_2 , C_3 по порядку близки к 1 пФ и включены в электрическую цепь через неуказанные малые сопротивления r по сравнению с указанным на схеме сопротивлением $2 \cdot R$ в коротком канале, которое при некоторых V_g на порядки выше, чем квант сопротивления h/e^2 . Соответственно характерные времена электрической релаксации $r \cdot C$ во всех изучаемых случаях на порядки меньше периода СВЧ-осцилляций, т. е. не демпфируют осцилляций. При близости амплитуд осцилляций напряжений на токовых или потенциометрических контактах индуцированные высокочастотные напряжения между этими контактами малы, и малой в любой момент времени t является мощность тепловыделения $J(t)V(t)$ в образце. Таким образом, основная часть мощности P диссипирует вне образца на распределённых активных сопротивлениях в длинных металлических проводниках. Следовательно, распределённые в изолирующем пространстве высокочастотные электрические поля, вводимые в образец через открытый конец кабеля от генератора микроволн, т. е. через ёмкости C_1 , C_2 , C_3 (см. рис. 1, *a*, *b*), совершенно иначе и слабее влияют на образец по сравнению с обычным подключением устройства к генератору высокой частоты $f = 10^8\text{--}10^{10}$ Гц [15–23], когда мощность подаётся благодаря соединению жилы коаксиального кабеля с одним из токовых контактов к образцу либо с затвором. Отметим, что в контрольном эксперименте использован генератор, дающий на выходе модулированное на высокой частоте (до 4 МГц) напряжение относительно задаваемого V_g , и суммарное напряжение подавалось по кабелю непосредственно на затвор (см. рис. 1, *c*). Можно думать, что в этом варианте ёмкости C_1 , C_2 , C_3 не играют столь важной роли, как в случаях из рис. 1, *a*, *b*. Заметим, что представленная в данной работе ёмкостная связь между источником микроволн и наносистемой близка по смыслу к обычному способу подведения более коротких электромагнитных волн к малому образцу по волноводу (там тоже есть ёмкости между экранами и жилами коаксиальных кабелей, используемых для низкочастотных измерений кондактанса и фотокондактанса, а заземления обеспечивают связь между стенкой волновода и держателем образца). Тем не менее нам неизвестны исследования других авторов с анализом аналогичной ёмкостной связи. Подчеркнём, что на рис. 1 показаны лишь принципиальные, но не эквивалентные схемы изучаемых экспериментальных ситуаций, поскольку на схемах не может быть показан распределённый в пространстве электрический параметр — эффективный потенциал, который зависит от замороженного состояния локализованных зарядов, и от которого зависит транспорт носителей заряда при низких температурах. Отсутствие информации о зависимости этого параметра от затворного напряжения и напряжений на токовых и потенциометрических контактах к полупроводнику не позволяет, например, утверждать, что на измеряемом кондактансе вовсе не скажется одинаковый сдвиг этих напряжений относительно потенциала в точке 3 на схемах из рис. 1, *a*, *b*. Разумеется, данное утверждение было бы верным при возможности представления внутреннего устройства полупроводниковых наносистем в виде цепи электрических элементов, параметры которых не зависят от указанных напряжений. Однако в данном случае такая возможность отсутствует. Поэтому далее при обсуждении результатов измерений кондактанса и фотокондактанса наносистем мы будем обращаться не только к рис. 1, но также к теории полупроводниковых наносистем и к их численному моделированию в рамках одночастичной квантовой механики и формулы Ландауэра [6, 7].

В качестве примера недавно обнаруженных мезоскопических особенностей кондактанса коротких КТК и высокой чувствительности таких наносистем к СВЧ на рис. 2 представлены измеренные зависимости $G(V_g, P)$ при $T = 4,2$ К для КТК в гетероструктурах двух типов (из четырёх вышеупомянутых) и лишь для одного образца в каждой гетероструктуре, но при двух разных охлаждениях. Независимой переменной для удобства служит величина $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g(G_0, P = 0)$, где $G_0 = 2e^2/h$. Кондактанс приводится в логарифмическом масштабе, а отношение мощности на выходе из генератора микроволн P

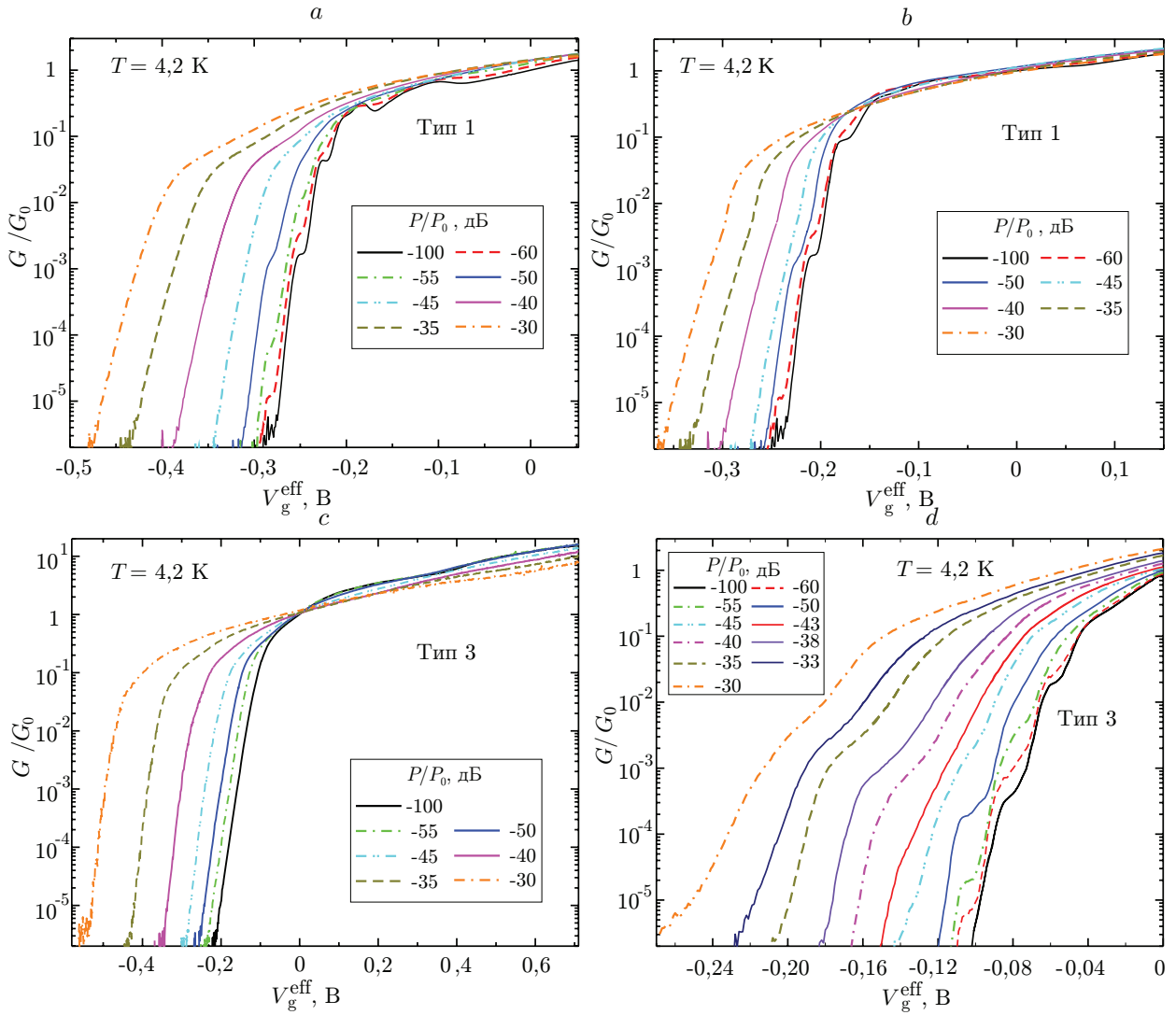


Рис. 2. Измеренные при $T = 4,2$ К зависимости $G(V_g, P)$ для КТК: один образец для двух разных охлаждений в гетероструктуре типа 1 (a, b) и другой образец в структуре типа 3 (c, d)

к максимальной величине $P_0 = 1$ Вт даётся в децибелах. Интервал показа кондактанса охватывает туннельный режим и часть открытого режима КТК: $G \geq 0,5G_0$. Видна основная тенденция в поведении изученных образцов: в туннельном режиме кондактанс зависит от V_g экспоненциально, увеличиваясь на порядки с ростом P от $P = 0$ (-100 дБ) до $P = 1$ мВт (-30 дБ). Найденным в [2] новым свидетельством принадлежности КТК к мезоскопическим системам было появление в туннельном режиме ступенек кондактанса случайной высоты при некотором охлаждении, хотя при другом охлаждении или в других образцах [1] зависимости $\log G$ от V_g были почти прямыми линиями при $G \ll G_0$. Поскольку поведение $\log G(V_g, P)$ индивидуально для каждого образца и процедуры охлаждения, то обнаруженные ступени есть результат влияния на кондактанс замороженных случайных расположений локализованных зарядов. На выходе из туннельного режима при $G \sim 0,5G_0$ зависимость величины $\log G$ от V_g существенно ослабляется, поскольку в открытом режиме КТК с коротким каналом почти лишён ступеней квантования кондактанса и зависимость $G(V_g)$ [1, 2] или $G(E_F)$ при фиксированном седловом потенциале [25] становится

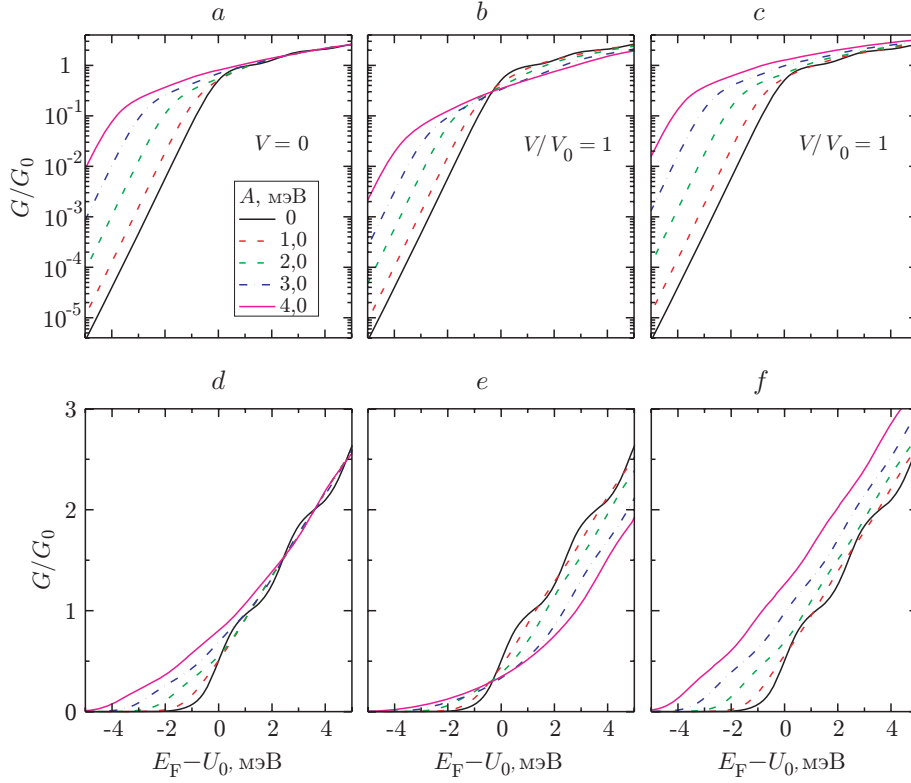


Рис. 3. Вычисленные зависимости кондактанса $G(E_F - U_0, A)$ в логарифмическом и линейном масштабах в квазиодномерной модели адиабатического влияния ВЧ на транспорт через идеализированный КТК для $T = 0$ и трёх разных значений параметра $\delta V/V_0$: $\delta V = 0$ (a, d); $\delta V/V_0 = 1$ (b, e); $\delta V/V_0 = -1$ (c, f)

почти линейной. Ещё одним обнаруженным в [1, 2] новым свидетельством принадлежности КТК к мезоскопическим системам является чувствительность знака фотокондактанса в открытом режиме КТК к замороженному случайному расположению локализованных зарядов. Относительное изменение кондактанса с ростом P при переходе в открытый режим становится гораздо меньше, чем в глубоком туннельном режиме. Например, в открытом режиме фотокондактанс $G(P) - G(P = 0)$ слабо (и медленно по V_g) колеблется, меняя свой знак (см. рис. 2, b). Однако при другом охлаждении того же самого образца фотокондактанс является положительным везде в туннельном и открытом режимах КТК (см. рис. 2, a). Напротив, фотокондактанс в открытом режиме на рис. 2, c является отрицательным, приближаясь по модулю почти к G_0 , когда $G(V_g)/G$ при $P = 0$ становится гораздо больше единицы. Таким образом, абсолютная величина фотокондактанса в открытом режиме КТК может быть на порядки выше, чем в глубоком туннельном режиме. При этом на зависимостях $G(V_g)$ во многих образцах смена знака фотокондактанса происходит независимо от P приблизительно при одном и том же значении кондактанса. На рис. 2, c эта критическая точка лежит выше G_0 , тогда как в некоторых других образцах она лежит ниже $0,5G_0$ [1, 2].

На рис. 3 показано, что основные тенденции, видные из рис. 2, воспроизводятся предельно простой моделью КТК, построенной в [1], исходя из [25] учебной задачи по квантовой механике о барьере Эккарта $U \cosh^{-2}(x/L)$ [26] и формулы Ландауэра $J = G_0 DV$ при $T = 0$ [6, 7]. Эта формула остаётся справедливой при адиабатическом по t изменении величин $J(t)$, $V(t)$ и $D(t)$ — полного коэффициента прохождения электрона через сужение

в ДЭГ. Адиабатичность означает, что характерные времена релаксации к квазиравновесным функциям Ферми — Дирака при большой плотности носителей в резервуарных площадках полупроводника и характерные транспортные времена гораздо меньше, чем период СВЧ-осцилляций при $f = 2,4$ ГГц. В [1, 2] предполагалось независимое прохождение по одномерным подзонам вида $E_n(x, t) = [U_n + A \cos(\omega t)] \cosh^{-2}(x/L)$, $\omega = 2\pi f$, $U_n = U + n\hbar\omega_y$. Таким образом, $D = \sum_n D_{nn}$ [25], где $D_{nn}(E_F, t)$ — коэффициенты прохождения, находимые по готовым формулам [26] в случае стационарных одномерных уравнений Шрёдингера с потенциалами $E_n(x, t)$. В формуле Ландауэра учитывались вынужденные СВЧ-колебания напряжения между потенциометрическими контактами в холловском мостике: $V(t) = V_0 + \delta V \cos(\omega t)$. Кондактанс вычислялся через средние по t величины: $G/G_0 = \langle D(E_F t) \rangle + (\delta V/V_0) \langle D(E_F t) \cos(\omega t) \rangle$.

На рис. 3 независимой переменной является величина $E_F - U$, которая почти пропорциональна V_g^{eff} , а амплитуда A осцилляций потенциала седловой точки пропорциональна $P^{0,5}$. Фиксированными параметрами в представленных результатах служат характерная ширина барьера $L = 100$ нм, характерные энергии $U_0 = 25$ мэВ, $\hbar\omega_x \approx \hbar\omega_y = 1,5$ мэВ в седловой точке потенциала [25] и амплитуда высокочастотных осцилляций δV , которая по модулю предполагалась меньше или равной амплитуде V_0 низкочастотных осцилляций напряжения V , но могла иметь разный знак (осцилляции в фазе или в противофазе с осцилляциями высот потенциальных барьеров $E_n(x)$). Задание этих параметров определяло поведение модельного кондактанса и фотокондактанса в туннельном и открытом режимах КТК (см. рис. 3), которое на качественном уровне согласуется с экспериментальными результатами за исключением мезоскопических ступенек. Мы приводим вычисленный кондактанс в логарифмическом и линейном масштабах, чтобы подчеркнуть силу эффекта в туннельном и открытом режимах.

Заметим, что условие $U_0 \gg A$ даёт в данной модели численно неразличимые зависимости $D(t)$ в случае осцилляций потенциала седловой точки либо уровня Ферми при фиксированном потенциале, поскольку важны лишь вынужденные адиабатические осцилляции их разности — основного параметра в стационарном уравнении Шрёдингера. Существенно большую амплитуду осцилляций уровня Ферми, чем потенциала под затвором, можно ожидать, исходя из рис. 1, а. Действительно, при слабой зависимости ёмкостей C_2, C_3 от конкретной геометрии коаксиальных кабелей, показанных на рис. 1, а, близки и амплитуды синфазных осцилляций заряда на этих ёмкостях и, следовательно, высокочастотных напряжений на затворе и четырёх металлических электродах к полупроводнику относительно общей точки 3 соединения оплётки коаксиальных кабелей с металлическим держателем образца. Соответственно, в четырёх приконтактных областях ДЭГ (сток, исток, и два потенциометрических контакта) будут осциллирующие и почти одинаковые в любой момент времени химические потенциалы, т. е. полной энергии баллистических электронов, летящих к подзатворной области ДЭГ. Эта энергия представляет собой осциллирующий уровень Ферми $E_F(t) = E_{F0} - A \cos(\omega t)$, тогда как потенциал седловой точки и одномерные подзоны практически не осциллируют: $E_n(x, t) \approx U_n \cosh^{-2}(x/L)$, $U_n = U + n\hbar\omega_y$. Причина в том, что вынужденные осцилляции напряжения на затворе имеют почти такую же амплитуду $\approx A/e$, как и в хорошо проводящих контактах металл—полупроводник. Однако осцилляции затворного напряжения перерабатываются из-за затворной ёмкости в осцилляции потенциала седловой точки в ДЭГ с большим коэффициентом ослабления (≈ 25 раз). Этот коэффициент оценён из сравнения рис. 2, 3 (кривые при $P = 0$ и $A = 0$). В таком случае мгновенный $D(t)$ и средний по t коэффициент прохождения электрона $\langle D(t) \rangle$ через короткое сужение в ДЭГ чувствительны лишь к осцилляциям $E_F(t)$. Однако для нахождения по формуле Ландауэра среднего по t кондактанса к $\langle D(t) \rangle$ необходимо прибавить величину $(\delta V/V_0) \langle D(t) \cos(\omega t) \rangle$, где δV и V_0 — это амплитуды высокочастот-

ного и низкочастотного напряжений между потенциометрическими контактами к ДЭГ. Эта добавка к $\langle D(t) \rangle$ равна нулю в случае одинаковой амплитуды СВЧ-синфазных осцилляций химических потенциалов в этих контактах, но небольшое различие этих амплитуд ведёт к разному знаку величины δV в зависимости от синфазности или противофазности осцилляций высокочастотного напряжения с осцилляциями в $E_F(t)$ (рис. 3). Из сравнения рис. 2, 3 можно заключить, что этот знак зависит от замороженного расположения локализованных зарядов в окрестности сужения в ДЭГ, т. е. фотокондактанс КТК является мезоскопическим свойством малого образца.

Перейдём теперь к результатам по кремниевому ПТ p -типа. Измеренная при $T = 4,2$ К зависимость кондактанса этого устройства от затворного напряжения и мощности на выходе из генератора микроволн $G(V_g, P)$ представлена на рис. 4, *a*. Видно, что кондактанс увеличивается при изменении V_g в сторону отрицательных значений, поскольку носителями являются дырки. При этом быстрый немонотонный рост $G(V_g)$ в подпороговом режиме сменяется при любых P режимом насыщения кондактанса. Порог находится возле слабо зависящих от P значений $G \sim 10^{-2} G_0$. На вставке к рис. 4, *a* схематически без учёта беспорядка показан фрагмент зонной диаграммы ПТ p -типа возле потолка валентной зоны E_V для тонкого слоя Si, в котором идёт транспорт дырок возле границы с термическим SiO_2 . Вертикальные пунктирные прямые отвечают границам области примесного легирования n -типа под затвором. Вне этой области находятся легированные примесями p -типа протяжённые продолжения сильно легированных истока и стока. Интервал энергий между E_F и плоскими участками кривой E_V заполнен дырками. Провал на кривой E_V — это область обеднения, а величина обеднения совместно обусловлена отталкивающим примесным легированием и притягивающим значением $V_g < 0$. Порог на этом схематическом изображении отвечал бы совпадению минимума потенциала на кривой E_V с уровнем Ферми E_F , т. е. началу заполнения дырками области под затвором. На рис. 4, *a* при кондактансе ниже порога на зависимостях $G(V_g)$ при малых P наблюдаются мезоскопические проявления примесного беспорядка — высокие узкие ступени, покрытые частыми пиками и провалами кондактанса. Если временно не обращать внимания на эти проявления, то основная тенденция в подпороговом режиме заключается в сдвиге кривых в правую сторону с ростом P , что ведёт к увеличению кондактанса на порядки при фиксированных V_g . Напротив, в режиме насыщения при фиксированных V_g наблюдается повышение кондактанса с ростом P в пределах одного порядка. Сравнение рис. 4, *a* с рис. 2, 3 показывает, что основная тенденция поведения фотокондактанса в подпороговом режиме ПТ аналогична той, что была в туннельном режиме КТК. Есть некоторое сходство в наличии резких ступеней, высота которых быстро растёт с увеличением P . Зависимости $G(V_g)$ в режиме насыщения в ПТ и в открытом режиме КТК сходны по простоте, и на них нет частых особенностей. Различие заключается в выходе $G(V_g)$ почти на постоянные асимптотические значения $G_{\text{as}} < G_0$ в ПТ и на наклонные прямые в КТК (см. рис. 3). При этом относительная величина фотокондактанса $G_{\text{as}}(P)/G_{\text{as}}(0) - 1$ положительная и большая, а величина $G(P)/G(0) - 1$ в открытом режиме КТК является малой по модулю и может быть отрицательной. Отмеченное сходство поведения $G(V_g, P)$ на рис. 2 и рис. 4, *a* указывает на возможность в ПТ такой же разновидности мезоскопического транспорта, как в КТК, т. е. в рамках одночастичной квантовой механики и формулы Ландауэра [6, 7], но при более сильном беспорядке.

На рис. 4, *b* показан результат численного расчёта поведения кондактанса в модели одночастичного квантового транспорта дырок при $T = 0$ в двухтерминальной (размером 1 мкм по x и y) мезоскопической системе с потенциалом, учитывающим примесный беспорядок и вынужденные высокочастотные осцилляции потенциала под затвором относительно уровня Ферми. Потенциал был суммой плавного барьера $[U + A \cos(\omega t)] \cosh^{-4}(x/L)$ и случайного двумерного потенциала, который отвечал существованию коротковолнового и

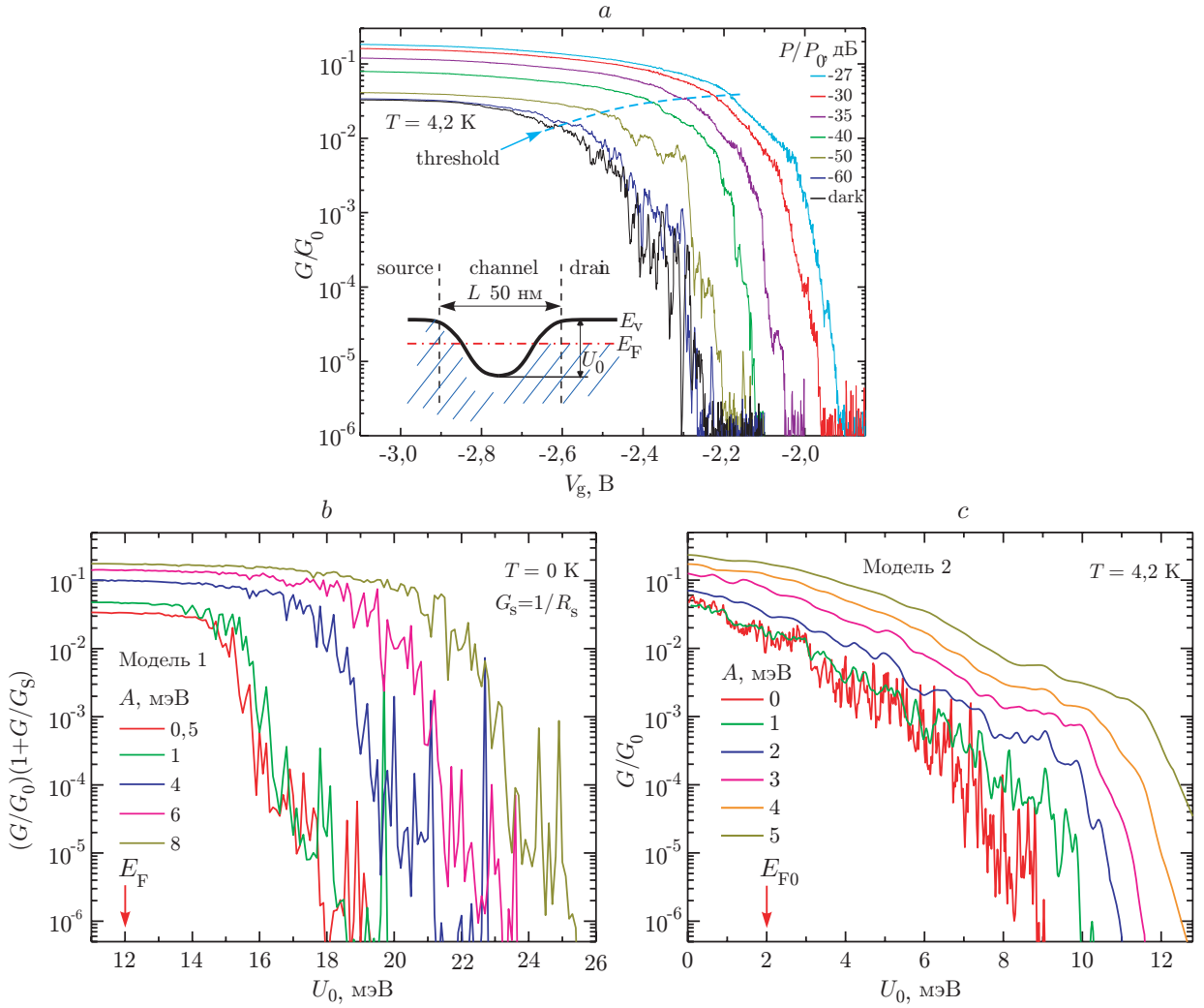


Рис. 4. *a* — измеренные при $T = 4,2$ K для кремниевого транзистора p -типа зависимости $G(V_g, P)$, на вставке схематическое изображение барьера в валентной зоне транзистора; *b* — вычисленные $G(U_0, A)$ в Модели 1 для $T = 0$ с учётом беспорядка адиабатических осцилляций высоты потенциального барьера под затвором относительно фиксированного E_F и феноменологическим учётом последовательного сопротивления $R_s(P)$; *c* — вычисленные $G(U_0, A)$ в Модели 2 для указанных T и амплитуды A осцилляций E_F относительно фиксированного потенциала

длинноволнового беспорядка из-за шероховатости границы Si/SiO₂ и присутствия примесей разного типа возле канала кремниевого ПТ. Параметры потенциала и энергии подбирались методом проб для получения качественного подобия между вычисленной зависимостью $G(U_0, A)$ и измеренной зависимостью $G(V_g, P)$. На рис. 4, *b* зависимость $G(U_0, A)$ дана для случая $L = 150$ нм, $E_F = 12$ мэВ. При сравнении с экспериментальной зависимостью (см. рис. 4, *a*) предполагались линейная связь U_0 с V_g и пропорциональность амплитуды A величине $P^{0,5}$. Расчёт кондактанса проводился с помощью программы Kwant [27] с использованием вычислительных ресурсов Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (МСПЦ РАН). Видно, что частые мезоскопические особенности в подпороговом режиме ПТ на модельных кривых при $T = 0$ ярче выражены, чем на экспериментальных кривых при $T = 4,2$ К. Поведение на рис. 4, *b* асимптотической величины $G_{as}(A)$ получилось подобным измеренному $G_{as}(P)$ на рис. 4, *a* лишь благодаря феноменологическому учёту последовательного сопротивления $R_s(A)$ длинных p -легированных областей, соединяющих короткий канал с сильно легированными стоком и истоком. Без этого подгоночного учёта расчёт в рамках модели вынужденных осцилляций потенциала, но фиксированного уровня Ферми давал выход на общую асимптотику с $G > G_0$ независимо от амплитуды A при всех попытках получить ненулевой фотокондактанс в насыщении. Поэтому по вертикали на рис. 4, *b* отложена величина ожидаемого кондактанса всего промежутка исток/сток с учётом поправки из-за $G_s \equiv 1/R_s$.

На рис. 4, *c* представлен результат расчёта поведения кондактанса для температуры $T = 4,2$ К по другой Модели 2, которая без подгонки под эксперимент дала в асимптотике искомые $G < G_0$ и положительный фотокондактанс, а также выраженность частых мезоскопических особенностей, близкую к экспериментально наблюдаемой (см. рис. 4, *a*, *c*). В данном случае в расчёте предполагались осцилляции уровня Ферми: $E_F = E_{F0} - A \cos(\omega t)$, учитывался тепловой разброс энергии дырок вокруг $E_F(t)$ из-за $T = 4,2$ К, а потенциал с учётом беспорядка и изменяемого U_0 считался независимым от t . Заметим, что расчёт для $T \neq 0$ потребовал гораздо большего времени и использования вычислительных ресурсов МСПЦ РАН. Параметры, определяющие потенциал в данном случае, были другими по сравнению с использованными в Модели 1, и это привело к физически оправданному сдвигу кривых к гораздо меньшим значениям U_0 и E_{F0} (см. рис. 4, *b*, *c*). Важно, что это внешнее сходство с экспериментом в Модели 2 получено полностью в рамках механизма двухтерминального одночастичного квантового рассеяния дырок, а в Модели 1 этот механизм был дополнен феноменологическим предположением, что последовательное сопротивление R_s (не вычисляемое, а просто подгоняемое под эксперимент) подводящих промежутков становится при выходе из туннельного режима гораздо выше, чем учтённое фундаментальным механизмом двухтерминального квантового рассеяния. В Модели 2 основной параметр в одночастичном уравнении Шрёдингера — разность полной и потенциальной энергии баллистических дырок — колеблется во всей длинной области кремниевого острова, где тоже присутствует сильный примесный беспорядок, а не только под коротким затвором. Потенциал в этой длинной области становится в среднем однородным, когда высота барьера под затвором U_0 делается малой, а по сравнению с флуктуациями эффективного потенциала и вовсе нулевой, как на левой границе рис. 4, *c*. По смыслу именно в этом предельном случае измеренный кондактанс должен выходить на асимптотические значения в режиме насыщения, что и получилось в Модели 2. Напротив, асимптотики на кривых $G(U_0, A)$ в Модели 1 начинались и заканчивались на рис. 4, *b* при больших значениях U_0 , что было обосновано лишь указанным выше феноменологическим предположением и подгонкой под эксперимент. В Модели 2 причиной положительного СВЧ-фотокондактанса при $U_0 = 0$ являются адиабатические СВЧ-осцилляции $E_F(t)$ и флуктуации эффективного потенциала $U_{dis}(x, y)$, которые при любых $U_0 \neq 0$ аддитивно добавляются к плавному одномерному потенциалу от затвора, но предполагается, что обе

эти компоненты суммарного эффективного потенциала от t не зависят. Заметим, что при $U_0 \rightarrow 0$ адиабатические СВЧ-осцилляции $E_F(t)$ — это просто гармонические осцилляции по t двумерной плотности дырок n_h на моделируемой площадке размером 1 мкм по x, y . То же самое относится при $V_g = -3$ В к площадке 2×5 мкм между сильно легированными истоком и стоком изучаемого ПТ. При заданной мощности P на выходе из СВЧ-генератора и соответствующей амплитуде A осцилляций $E_F(t)$ средняя по t плотность n_h совпадает с n_h при $A = 0, P = 0$.

Причину положительного фотокондактанса ПТ в режиме насыщения кондактанса при $V_g = -3$ В на рис. 4, *a* можно понять без сложных расчётов, если из-за сильного беспорядка зависимость мгновенного кондактанса от мгновенного значения n_h является более быстрой функцией, чем линейная. Тогда средний по t кондактанс будет больше, чем кондактанс от средней по t плотности дырок n_h , т. е. больше, чем темновой кондактанс. Разность между ними — это и есть величина положительного фотокондактанса.

В пользу Модели 2 свидетельствует и анализ влияния СВЧ на ПТ через зазор миллиметровых размеров между концом кабеля от СВЧ-генератора и образцом. Эта ситуация схематически была представлена на рис. 1, *b*. Важно, во-первых, что открытые концы всех четырёх кабелей имеют естественные ёмкости C_3 между выступающим участком центральной жилы каждого кабеля и краем его металлической оплётки, и такие оплётки кабелей соединены между собой и в общей точке 3 с металлическим держателем образца. Во-вторых, выступающий участок жилы кабеля от СВЧ-генератора связан ёмкостями C_2 и C_1 с аналогичными участками трёх других кабелей и с указанным держателем образца (см. рис. 1, *b*). Это ведёт к синфазным осцилляциям заряда на ёмкостях C_1, C_2 . При симметрии стока и истока в ПТ вынужденные СВЧ-осцилляции напряжения на контактных площадках имеют одинаковую амплитуду, т. е. осциллируют совместно химические потенциалы в сильно легированных D и S и общий уровень Ферми внутри кремниевого острова, длина которого во много раз больше длины затвора. Осцилляции СВЧ затворного напряжения имеют почти такую же амплитуду, но они передаются осцилляциям высоты U_0 затворно-управляемого потенциала с сильным ослаблением. Коэффициент ослабления можно оценить как ≈ 50 раз, сравнивая изменения характерных величин по горизонтальной оси на рис. 4, *a, b, c*. По этой причине можно полностью пренебречь осцилляциями U_0 по сравнению с осцилляциями $E_F(t)$. Полученные в Модели 2 результаты расчётов являются дополнительной проверкой применимости простой идеи одночастичного двухтерминального квантового рассеяния на сложном потенциале с сильным беспорядком к трактовке обнаруженного поведения короткоканального ПТ p -типа.

Выше в случаях КТК и ПТ анализом электрических схем на рис. 1 было показано, что обнаруженный сильный СВЧ-отклик этих двух наноструктур может быть обусловлен СВЧ-осцилляциями $E_F(t)$, а не эффективного потенциала под коротким затвором. Важно, что для режима насыщения и предела $U_0 = 0$ в ПТ эти численно испробованные варианты осцилляций дают вполне различимое в рамках квантовой механики и формулы Ландауэра поведение кондактанса ПТ. Однако вычисленные в тех же рамках эти два варианта СВЧ-осцилляций неразличимы в случае изученных короткоканальных КТК, поскольку высота барьера U_0 там большая (≈ 25 мэВ) в туннельном и в открытом режимах, а флуктуации двумерного потенциала в подводящих областях высокоподвижного ДЭГ имеют малую амплитуду.

Тем не менее в тех же образцах с КТК в ДЭГ при $V_g = 0$ потенциал под затвором становится почти таким же, как и в остальной части холловского мостика, т. е. можно получить практически однородную двумерную электронную наносистему на промежутке 50 мкм между соседними потенциометрическими контактами. Измеренные затворные зависимости четырёхтерминального кондактанса таких промежутков возле точки $V_g = 0$,

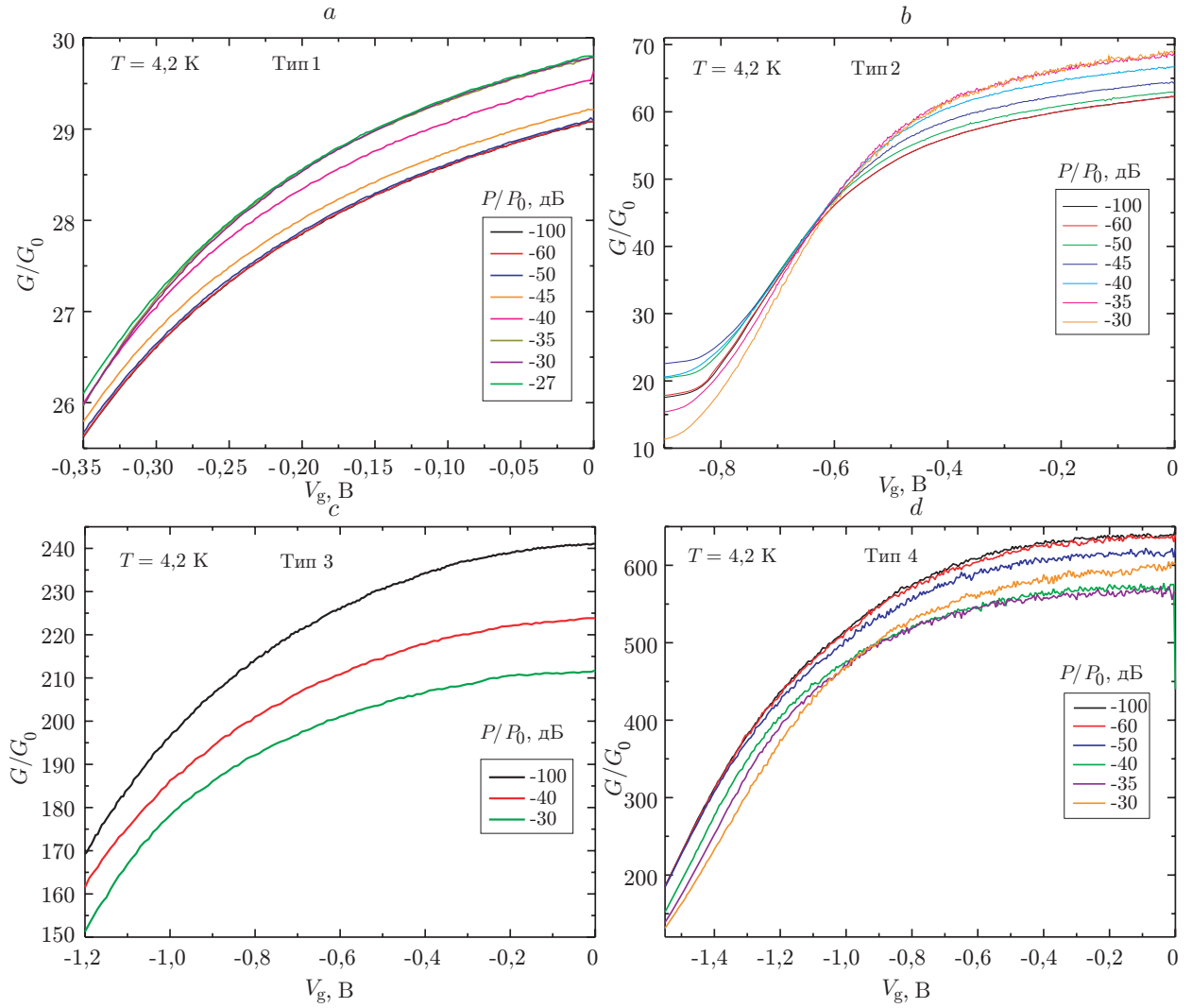


Рис. 5. Измеренные при $T = 4,2$ К зависимости $G(V_g, P)$ в режиме насыщения $V_g \rightarrow 0$ для четырёх типов гетероструктур. Демонстрация положительного (a, b) и отрицательного (c, d) фотокондактанса при $V_g = 0$, т. е. для ДЭГ в холловском мостике без КТК

т. е. в режиме насыщения кондактанса, показаны на рис. 5 для всех четырёх типов использованных гетероструктур GaAs/AlGaAs. Мы видим удивительное фотоэлектрическое явление для однородного ДЭГ: фотокондактанс при $V_g \rightarrow 0$ в первом и втором типах гетероструктур оказался положительным, аналогично тому, что наблюдалось в режиме насыщения в ПТ, а в третьем и четвёртом типах гетероструктур фотокондактанс получился отрицательным. Причём различие в знаке фотокондактанса наблюдается вместе с различием на порядок характерного кондактанса образцов с ДЭГ. Очевидно, что примесные флуктуации в двумерном эффективном потенциале при меньшей плотности ДЭГ (гетероструктуры типа 1, 2), сильнее влияют на проводимость ДЭГ, чем при большей плотности ДЭГ (гетероструктуры типа 3, 4). Тогда положительный фотокондактанс для однородного ДЭГ можно понять на качественном уровне, предполагая гармонические СВЧ-осцилляции $E_F(t)$ в образце аналогично тому, как это было сделано выше для режима насыщения и асимптотики $U_0 = 0$ в ПТ. В данном случае тип нелинейности $G(n)$, где n — это плот-

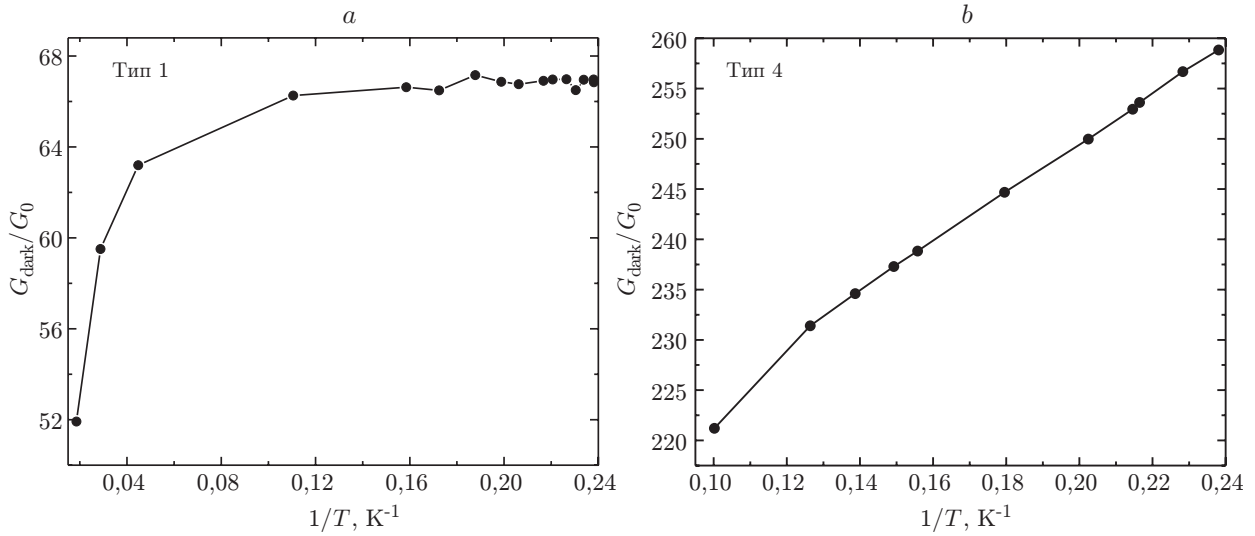


Рис. 6. Измеренные при $P = 0$, $V_g = 0$ температурные зависимости $G(T^{-1})$ для двух типов гетероструктур (ДЭГ в холловском мостике без КТК)

ность ДЭГ, оказался таким же, как в однородном дырочном газе в ПТ. Рассуждая тем же способом, можно заключить, что при слабом беспорядке, как в ДЭГ гетероструктур типа 3 или 4, функция $G(n)$ просто имеет противоположный тип нелинейности. Возможной причиной такой нелинейности $G(n)$ является совместное контактирование с металлическими токовыми электродами трёх близко расположенных слоёв гетероструктуры: квантовой ямы с плотным высокоподвижным ДЭГ и двух ультратонких двойных слоёв GaAs/AlAs с мелкими примесями Si в GaAs и с локализованными X-электронами в случайных мелких ямках по x , y в AlAs. Можно предположить, что из-за обмена электронами с подводящими металлическими проводниками в этих трёх слоях есть общий уровень Ферми и общие осцилляции $E_F(t)$. Поскольку эффективная масса X-электронов в 15 раз больше, чем электронов в ДЭГ, то плотность ДЭГ гораздо медленнее увеличивается с ростом $E_F(t)$ по сравнению с быстрым ростом концентрации локализованных X-электронов. Этот рост ведёт к усилению флуктуаций потенциала в ДЭГ, т. е. к понижению его мгновенной и средней по t проводимости, что и наблюдается в случае гетероструктур типа 3 и 4 (см. рис. 5). Аналогичное усиление флуктуаций, но при $P = 0$ даёт процесс тепловой ионизации мелких примесей в δ -легированных ультратонких слоях GaAs. Это хорошо видно из рис. 6, поскольку при низкой температуре рост T в случае гетероструктуры типа 4 гораздо быстрее понижает кондактанс ДЭГ, чем в случае гетероструктуры типа 1 со стандартным Si- δ -легированием (глубокими примесными центрами) в широкозонной части обычного гетероперехода GaAs/AlGaAs. Разумеется, с ростом T проводимость любого ДЭГ высокой подвижности, в том числе использованного здесь, только уменьшается, подобно проводимости металла. Напротив, измеренный кондактанс ПТ p -типа при любых V_g только увеличивался с ростом T [3]. Следовательно, обнаруженный положительный фотокондактанс в некоторых образцах с однородным ДЭГ говорит о том, что СВЧ удивительным образом воздействует на ДЭГ противоположно нагреву при $G \gg G_0$. Интересно, что нагрев образца в стандартном гетеропереходе (тип 1) при низких T не сказывается на проводимости ДЭГ (см. рис. 6), а воздействие СВЧ её повышает. Такой же по знаку фотокондактанс ДЭГ наблюдается и в гетеропереходе типа 2 (см. рис. 5). Этот удивительный эффект нуждается в дальнейшем экспериментальном и теоретическом изучении, поскольку антинагревный отклик не возникает при ещё большей проводимости ДЭГ в

других гетероструктурах (тип 3 и 4), а также при малой проводимости ($G < G_0$) однородного дырочного газа в кремниевом ПТ. Каждый из этих вариантов отклика однородных наносистем, а также сильного отклика КТК и ПТ в данной работе объясняется с помощью моделирования квантового транспорта или на качественном уровне с учётом беспорядка. В основе этих объяснений находится представление о необычной ёмкостной связи малого образца с источником микроволн, которая даёт вынужденные синфазные (и близкие по амплитуде) СВЧ-осцилляции химического потенциала во всех контактах полупроводника с подводящими проводниками. Характерные времена релаксации к квазиравновесным функциям Ферми — Дирака при большой плотности носителей в приконтактных площадках полупроводника и характерные транспортные времена в случае КТК, ПТ и ДЭГ в стандартном гетеропереходе гораздо меньше, чем период СВЧ-осцилляций при $f = 2,4$ ГГц. Поэтому условия транспорта меняются во времени адиабатически при такой или меньшей f и фотокондактанс устройств определяется не частотой, а амплитудой осцилляций химического потенциала. Таким образом, измеряя фотокондактанс, можно получить информацию об амплитуде осцилляций заряда на оконечных ёмкостях C_2 коаксиальных кабелей, подводимых к токовым и потенциометрическим контактам.

Для дополнительной проверки основных представлений об изучаемой слабой связи СВЧ-генератора с наносистемой и причинах наблюдаемых квантовых эффектов мы приводим на рис. 7 результаты контрольных измерений кондактанса и фотокондактанса на примере КТК в гетероструктуре типа 4 с понижением на порядки частоты генератора f вместо обычной для СВЧ $f = 2,4$ ГГц. Как видно из результатов измерений кондактанса КТК при сохранении геометрии эксперимента и при уменьшении f (рис. 7, *a, b, c*), отклик на высокочастотное воздействие сильно падает. Так, при $f = 5$ МГц фотокондактанс даже при большом напряжении 5 В на выходе из генератора оказался практически нулевым. Однако отклик кондактанса КТК на действие почти той же частоты $f = 4$ МГц оказывается сильным (рис. 7, *d*), если малое напряжение от генератора $\delta V_g \leq 0,1$ В подаётся прямо на затвор, согласно схеме на рис. 1, *с*. Причём картина поведения кондактанса с изменением V_g на рис. 7, *d* мало отличается от тех, что были показаны на рис. 2, 3. Таким образом, результаты измерений кондактанса при $f \approx 5$ МГц (см. рис. 7, *с, d*) демонстрируют, во-первых, ничтожность непосредственного влияния на кондактанс КТК электрических полей, распределённых в объёме между образцом и открытым концом кабеля от генератора: при зазоре в несколько миллиметров в жидком гелии ($\varepsilon = 1$) эти электрические поля малы в сравнении с сильным полем в тонком (100 нм) слое полупроводника ($\varepsilon \approx 12$) между затвором и ДЭГ. Во-вторых, сравнение рис. 7, *с, d* демонстрирует принципиальное различие способов воздействия высокой частоты на КТК, показанных на электрических схемах рис. 1, *a, с*. В случае, показанном на рис. 1, *a*, всё решает высокочастотная зарядка ёмкостей C_1, C_2, C_3 , которая работает в СВЧ-диапазоне и выключается при понижении частоты f на порядки. Это выключение является естественной трактовкой обнаруженного при всех V_g зануления фотокондактанса, особенно если принять во внимание увеличение на порядки реактивного сопротивления (импеданса $Z = i(2\pi fC)^{-1}$) оконечных ёмкостей C (C_1, C_2, C_3) связываемых коаксиальных кабелей на электрической схеме. Если ёмкостная связь между кабелями разрывается, то высокочастотные осцилляции напряжения на токовых и потенциометрических контактах к КТК не наводятся, и волны ВЧ-напряжения полностью отражаются обратно в генератор. Напротив, в случае из рис. 1, *с* всё решает прямая подача на затвор напряжений СВЧ или любой ВЧ. Эти напряжения дают осцилляции потенциала под затвором, а СВЧ-осцилляции заряда ёмкостей C_1, C_2, C_3 и уровня Ферми не исключены, но не играют большой роли.

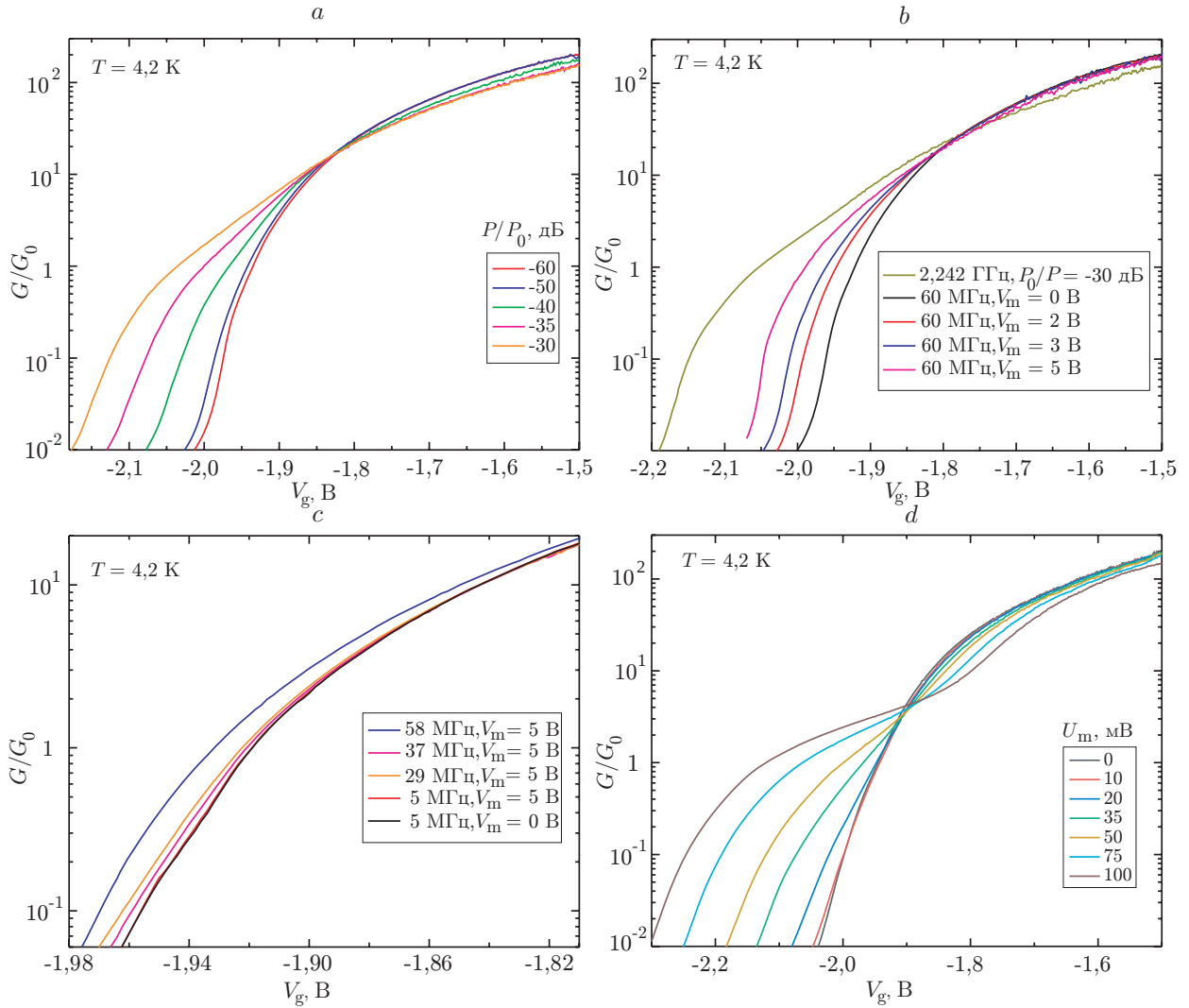


Рис. 7. Измеренные при $T = 4,2$ К зависимости кондактанса КТК от V_g в гетероструктуре типа 4 при изменении СВЧ-мощности P в случае $f = 2,24$ ГГц (a) либо напряжения модуляции V_m на выходе из ВЧ-генератора при той же геометрии действия ВЧ и указанных значениях частоты f (b, c): демонстрация падения чувствительности КТК к ВЧ при понижении f ; d — случай прямой подачи V_m на затвор последовательно с V_g при $f = 4$ МГц

Заключение. В данной работе исследован СВЧ-фотоотклик низкотемпературного кондактанса наносистем в необычных условиях, когда открытый конец коаксиального кабеля от СВЧ-генератора помещён в нескольких миллиметрах от наносистемы, а экраны всех идущих к образцу коаксиальных кабелей соединены в общей точке с металлическим держателем образца. Исследован СВЧ-отклик электронных квантовых точечных контактов короткоканального кремниевого полевого транзистора p -типа и двумерного электронного газа в разных гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Рассмотрением электрических схем показано, что в окружении образцов присутствует параллельное соединение естественных концевых ёмкостей каждого коаксиального кабеля, и первопричиной обнаруженных эффектов является СВЧ-индуцированная зарядка этих ёмкостей. Она даёт синфазные и близкие по амплитуде адиабатические осцилляции химических потенциалов в токовых и

потенциометрических контактах металл—полупроводник и, соответственно, осцилляции общего уровня Ферми в наносистеме. Экспериментально обнаружены гигантский фотоотклик в туннельном (подпороговом) режиме КТК и ПТ, знакопеременный фотокондактанс КТК в открытом режиме, положительный фотокондактанс ПТ в режиме насыщения и антинагревный отклик ДЭГ, а также зануление фотокондактанса КТК при понижении действующей частоты f на порядки. Все эти эффекты объяснены на качественном уровне, а в случае СВЧ-отклика КТК и ПТ также в результате численного моделирования в рамках одночастичной квантовой механики с учётом беспорядка в наносистемах и адиабатических осцилляций химических потенциалов (уровня Ферми).

Благодарности. В работе использованы вычислительные ресурсы Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН. Авторы выражают благодарность О. П. Сушкову, М. С. Кагану и А. А. Быкову за обсуждение поднятой темы и стимулирующие замечания принципиального характера.

Финансирование. Теоретическая часть работы выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-30023). Экспериментальная часть работы поддержана грантом Российского научного фонда (№ 23-72-30003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ткаченко В. А., Ярошевич А. С., Квон З. Д. и др. СВЧ-отклик квантового точечного контакта // Письма в ЖЭТФ. 2021. **114**, № 2. С. 108
2. Кузьмин Н. С., Ярошевич А. С., Квон З. Д. и др. Особенности микроволнового фотокондактанса квантового точечного контакта // ФТТ. 2023. **65**, № 10. С. 1842.
3. Jaroshevich A. S., Kvon Z. D., Tkachenko V. A. et al. Giant microwave photoconductance of short channel MOSFETs // Appl. Phys. Lett. 2024. **124**. 063501.
4. Ткаченко В. А., Квон З. Д., Ткаченко О. А. и др. Фотонно-стимулированный транспорт в квантовом точечном контакте // Письма в ЖЭТФ. 2021. **113**, вып. 5. С. 328–340.
5. Mesoscopic Phenomena in Solids /Eds. B. L. Altshuler, P. A. Lee, R. A. Webb. North-Holland, Amsterdam: Elsevier Science Publishers B. V., 1991. 556 p.
6. Datta S. Electronic transport in mesoscopic systems. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 377 p.
7. Imry Y. Introduction to mesoscopic physics. New York: Oxford University Press, 2001. 252 p.
8. Mesoscopic Electron Transport /Eds L. Sohn, L. P. Kouwenhoven, G. Schön. Kluwer, Dordrecht, 1997. 677 p.
9. Arnold E. Disorder induced carrier localization in silicon surface inversion layers // Appl. Phys. Lett. 1974. **25**, N 12. P. 705.
10. Fowler A. B., Wainer J. J., Webb R. A. Electronic transport in small strongly localized structures // IBM Journ. Research and Development. 1988. **32**, N 3. P. 372.
11. Popovic D., Fowler A. B., Washburn S. Resonant tunneling and hopping through a series of localized states in a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. Lett. 1991. **67**, N 20. P. 2870.
12. De Graaf C., Wildöer J. W. G., Caro J. et al. Variable range hopping via a small number of localized states in nanometer scale MOSFETs // Surf. Sci. 1992. **263**, N 1–3. P. 409.
13. Specht M., Sanquer M., Caillat C. et al. Coulomb oscillations in 100 nm and 50 nm CMOS devices // Int. Electron Devices Meeting. 1999. Technical Digest (Cat. N 99CH36318). IEEE, 1999. P. 383.
14. Wacquez R., Vinet M., Pierre M. et al. Single dopant impact on electrical characteristics of SOI NMOSFETs with effective length down to 10nm // Proc. of the IEEE Symposium on VLSI Technology. Honolulu, USA, Jun. 15–17, 2010. P. 193.

15. **Regul J., Hohls F., Reuter D. et al.** High frequency conductance of a quantum point contact // Phys. E. 2004. **22**. N 1–3. P. 272.
16. **Ferrari G., Prati E., Fumagalli L. et al.** Microwave power detector based on a single MOSFET in standard technology // Proc. of the 35th Eur. Microwave Conference. Paris, France, Oct. 4–6, 2005. Vol. 2. P. 1207–1210.
17. **Prati E., Fanciulli M., Calderoni A. et al.** Microwave irradiation effects on random telegraph signal in a MOSFET // Phys. Lett. A. 2007. **370**, N 5–6. P. 491.
18. **Naser B., Ferry D. K., Heeren J. et al.** Investigations of the non-linear transient response of quantum point contacts using pulsed excitation with sub-nanosecond time resolution // Phys. E. 2007. **40**, N 1. P. 84.
19. **Hohls F., Fricke C., Haug R. J.** Admittance of a quantum point contact // Phys. E. 2008. **40**, N 5. 1760.
20. **Wang Z., Chen D., Ota T., Fujisawa T.** Time-Dependent Local Potential Induced by Scanning Gate Microscopy // Jpn. Journ. Appl. Phys. 2009. **48**, N 4C. P. 04C148.
21. **Kamata H., Ota T., Fujisawa T.** Correlation Measurement of Time-Dependent Potentials in a Semiconductor Quantum Point Contact // Jpn. Journ. Appl. Phys. 2009. **48**, N 4C. P. 04C149.
22. **Wang P., He J.** Dynamical transport measurements of a quantum point contact in GHz // Phys. E. 2019. **108**. P. 160.
23. **Jarratt M. C., Waddy S. J., Jouan A. Mahoney A.C. et al.** Detection of the Quantum Capacitance of a Point Contact via Dispersive Gate Sensing // Phys. Rev. Appl. 2020. **14**, N 6. P. 064021.
24. **Французов А. А., Бояркина Н. И., Попов В. П.** Снижение подвижности электронов в канале металл-окисел-полупроводник транзистора при уменьшении длины затвора // ФТП. 2008. **42**, № 2. С. 212.
25. **Büttiker M.** Quantized transmission of a saddle-point constriction // Phys. Rev. B. 1990. **41**, N 11. P. 7906.
26. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Квантовая механика. Нерелятивистская теория. 3-е изд. М.: Наука, 1974. 752 с.
27. **Growth C. W., Wimmer M., Akhmerov A. R., Waintal X.** Kwant: a software package for quantum transport // New Journ. Phys. 2014. **16**, N 6. 063065.

Поступила в редакцию 17.07.2024

После доработки 29.07.2024

Принята к публикации 29.07.2024
