

СВЧ-отклик квантового точечного контакта

В. А. Ткаченко^{+,*}, А. С. Ярошевич^{+,1)}, З. Д. Квон^{+,*}, О. А. Ткаченко⁺, Е. Е. Родякина^{+,*}, А. В. Латышев^{+,*}⁺Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 23 июня 2021 г.

После переработки 23 июня 2021 г.

Принята к публикации 24 июня 2021 г.

Впервые исследован СВЧ-фотоконтакт короткого (100 нм) квантового точечного контакта на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в диапазоне частот 2–3 ГГц. Обнаружены гигантский фотоконтакт в туннельном и отрицательный в открытом режиме. На основе численного моделирования показано, что такой отклик на облучение является результатом вынужденных колебаний потенциала седловой точки квантового точечного контакта и приложенного к нему измерительного напряжения.

DOI: 10.31857/S123456782114010X

Квантовый точечный контакт (КТК), вошедший в обиход физики низкоразмерных электронных систем более 30 лет назад, является объектом мезоскопии, давно ставшим предметом многочисленных статей, обзоров и учебников [1–8]. Однако, как ни удивительно, почти вся литература по КТК была до последнего времени сосредоточена на исследованиях открытого состояния субмикронного контакта, когда контактанс $G \geq 2e^2/h$ и наблюдается его квантование. Ситуация изменилась принципиальным образом, когда при облучении субтерагерцовым и терагерцовым излучением коротких (100 нм) КТК был обнаружен гигантский (до 2 порядков) рост туннельного контактанса [9, 10], вызванный фотонно-стимулированным транспортом [10, 11], и стало актуальным экспериментальное и теоретическое исследование высокочастотного отклика КТК [12].

В настоящей работе впервые представлены результаты экспериментального и теоретического изучения фотоотклика коротких (100 нм) КТК под воздействием излучения СВЧ – диапазона (от 2 до 2.5 ГГц) при переходе от туннельного к открытому режиму. Ее целью было исследование отклика КТК при относительно низкой частоте облучения f , когда соблюдается условие $\omega\tau \ll 1$, ($\omega = 2\pi f$, τ – время туннелирования через барьер) [13] и изменение контактанса КТК в основном определяется средним по времени коэффициентом прохождения $\overline{D}(E)$ через адиабатически колеблющийся барьер [14]. Обнаружены рост контактанса КТК на несколько порядков при увеличении интенсивности облучения и

параллельный ход зависимостей $\log G$ от затворного напряжения V_g при $G \ll G_0$ ($G_0 = 2e^2/h$), т.е. в туннельном режиме. При $G > G_0/4$ знак фотоконтактанса меняется на противоположный, т.е. контактанс при СВЧ-облучении не растет, а понижается. Показано, что такое поведение хорошо описывается теоретическим расчетом контактанса КТК, в основе которого лежит предположение о сфазированных вынужденных колебаниях потенциала седловой точки и измерительного напряжения под воздействием СВЧ-излучения.

В качестве экспериментальных образцов в работе были использованы КТК, изготовленные с помощью электронной литографии на основе двумерного электронного газа (ДЭГ) с концентрацией электронов $(3-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижностью $(2-3) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и соответствующей длиной свободного пробега (2–3) мкм. Описание технологии их изготовления дано в работах [10, 12]. Как и ранее, исследовались КТК двух конфигураций: с непрерывным и расщепленным затвором. Они размещались в двух частях одного и того же холловского мостика (см. вставку к рис. 1). СВЧ-излучение подводилось к холловской структуре сбоку по коаксиальному кабелю, который располагался в нескольких мм от исследуемой структуры, а экран кабеля был заземлен вместе с одним из токовых контактов к ДЭГ. Контактанс измерялся с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 2–6 ГГц и при величинах измерительного тока 0.001–10 нА. На рисунке 1 представлены зависимости темного контактанса КТК от затворного напряжения с непрерывным и расщепленным затвором

¹⁾e-mail: jarosh@isp.nsc.ru

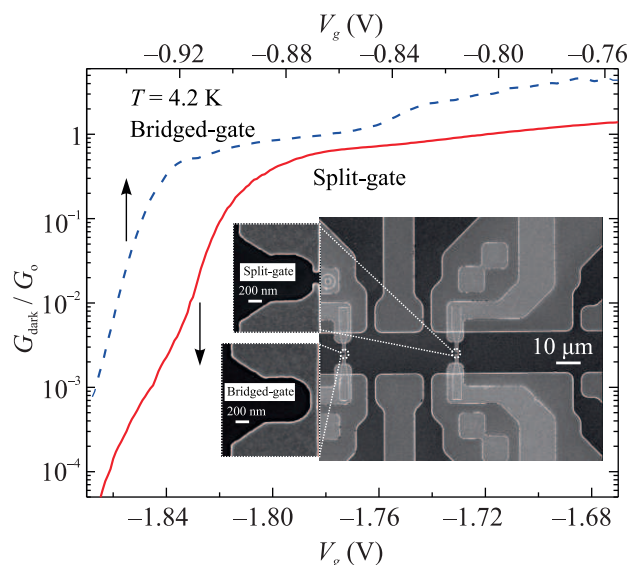


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости темного кондуктанса G_{dark}/G_0 от затворного напряжения V_g в квантовом точечном контакте со сплошным и расщепленным затворами. На вставке – микрофотография холловского мостика и двух типов КТК: с расщепленным и со сплошным затвором

(пунктирная и сплошная линии, соответственно) при 4.2 К. Видно, что он меняется в широком диапазоне от $10^{-4}G_0$ (туннельный режим) до $(1-3)G_0$ (открытый режим) при изменении затворного напряжения от -1 до -0.8 В в КТК с непрерывным затвором и от -1.86 до -1.66 В в КТК с расщепленным затвором. Как и следовало ожидать, модуль порогового напряжения второго оказался почти на 1 В выше, чем у первого. Также видно, что область напряжений, при которых происходит переход от туннельного к открытому режиму заметно (в два раза) уже, для КТК с непрерывным затвором. Рисунок 2 представляет зависимости $G(V_g)$ при облучении КТК СВЧ излучением частотой 2.44 ГГц. Хорошо видно, что под его воздействием в туннельном режиме наблюдается рост кондуктанса, достигающий гигантских (отношение $G_{\text{ph}}/G_{\text{dark}}$ достигает 10^4) величин при максимальной мощности (10 мВт) падающего СВЧ излучения, причем под действием облучения наблюдается практически параллельный сдвиг зависимостей $G(V_g)/G_0$ влево, т.е. с ростом мощности СВЧ-излучения происходит, своего рода увеличение эффективного порогового напряжения закрытия КТК (см. рис. 2а, с). Также видно, что при переходе в субпортовый режим ($0.2G_0 < G < 0.5G_0$) происходит смена знака фотокондуктанса – под действием облучения кондуктанс не растет, а падает. Причем подобное поведение, как видно из сравнения рис. 2а и б,

наблюдается для обоих типов изученных КТК. Следует обратить внимание на наличие своего рода критической точки – смена знака фотокондуктанса происходит приблизительно при одном и том же значении кондуктанса и, соответственно, затворного напряжения независимо от мощности излучения. Поведение производных темного кондуктанса и фотокондуктанса по затворному напряжению показано на рис. 2б и д. Из них видно, что зависимости dG/dV_g от V_g в этом режиме имеют особенности типа пик-провала и осцилляции. Скорее всего, эти особенности связаны с пересечением уровнем Ферми дна одномерных подзон размерного квантования [3, 4, 7] и $0.7G_0$ -аномалией [6, 15].

Обсудим теперь полученные результаты на основе сравнительного анализа данных эксперимента с результатами его численного моделирования. Несколько предварительных замечаний. Влияние внешних СВЧ полей на электрон возле КТК подобно влиянию статических электрических полей, т.е. через самосогласованное пространственное распределение зарядов (статическое и колеблющееся с частотой СВЧ поля). Статическое распределение формируется напряжением, подаваемым на затвор и прикладываемым к КТК, а его колебания возникают под действием СВЧ-поля, подаваемого на конец кабеля, который, фактически, представляет собой дополнительный зондовый затвор [16], находящийся под СВЧ-напряжением, но при нулевом статическом, в отличие от [16]. В силу емкостной связи указанного дополнительного затвора с ДЭГ и основным затвором возникают вынужденные колебания подвижных зарядов в изучаемой системе. При расчете, как и прежде [7, 15], использовалась простая форма потенциального барьера для нижней одномерной подзоны

$$(U_0 + A \cos(\omega t)) / -^2(x/W) \quad (1)$$

и предполагалось, что величина A сравнима с $U_0 - E_F$, где U_0 – высота барьера, E_F – уровень Ферми, A – амплитуда вынужденных колебаний высоты барьера. В этом случае следует ожидать синфазности вынужденных колебаний напряжения на затворе $V_g + \Delta V_g \cos(\omega t)$, потенциала типа (1) и напряжения на потенциометрических контактах $V_0 + \delta V \cos(\omega t)$. Она возникает естественным образом в отличие от управляемого сдвига фазы, возникающего при независимом подведении ВЧ сигналов к токовому контакту и на затвор КТК, либо на зондовый затвор [16–18]. Рассмотрение совместного влияния на электронный транспорт осцилляций тянущего напряжения вокруг средней по t величины V_0

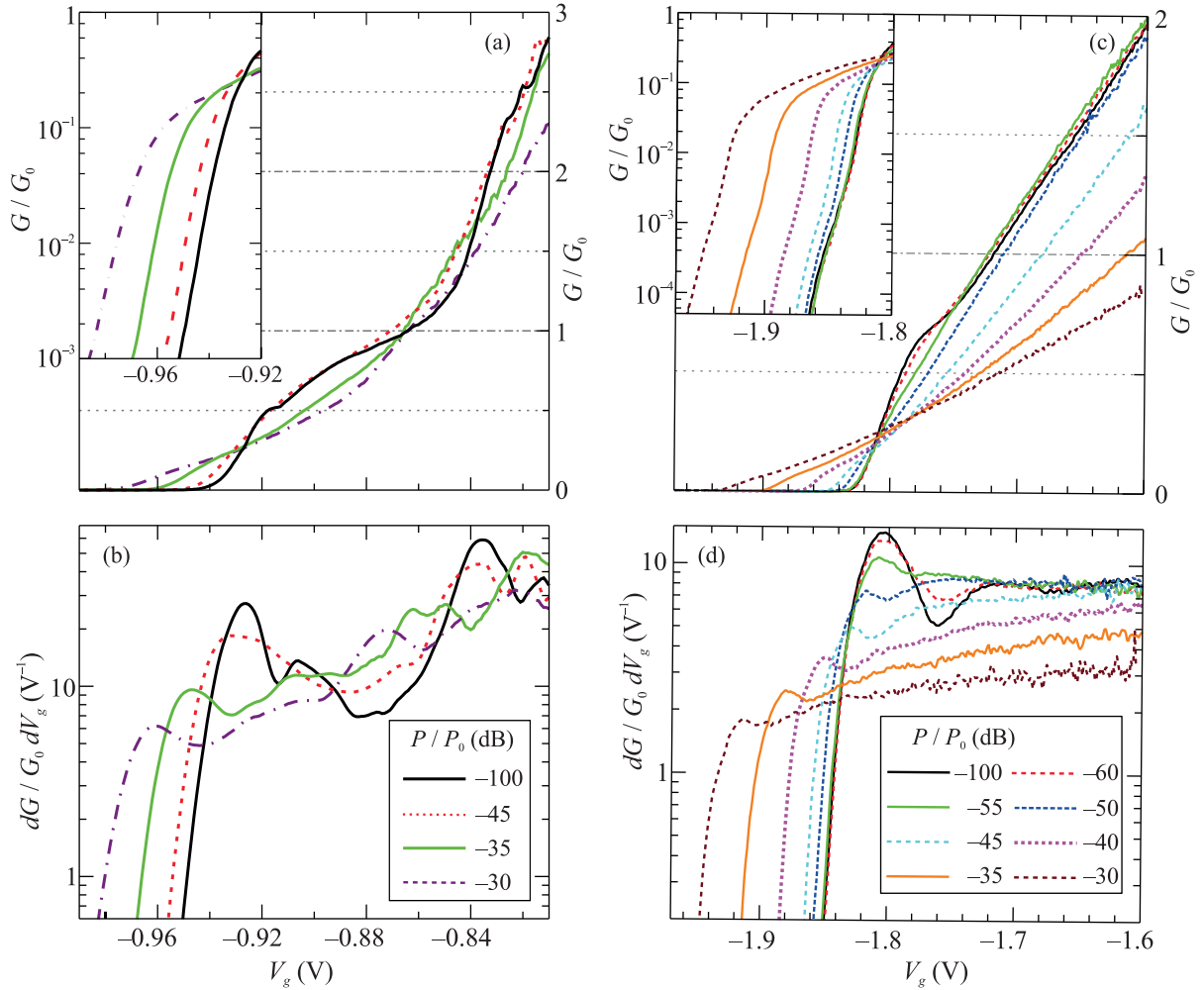


Рис. 2. (Цветной онлайн) Измеренные затворные характеристики кондуктанса $G(V_g)/G_0$ и транскондуктанса $dG(V_g)/G_0 dV_g$ при $T = 4.2$ К для ряда значений СВЧ-мощности P/P_0 в переходе короткого КТК из туннельного в открытый режим: (а), (б) – сплошной затвор, (с), (д) – расщепленный затвор. Тип и цвет линий в каждой паре панелей с общим масштабом по V_g и на вставках к (а), (с) соответствует указанным P/P_0

и осцилляций барьерного потенциала дают возможность более глубокого и широкого рассмотрения поведения кондуктанса в сравнении с простым усреднением коэффициента прохождения D [14]. Напряжение на потенциометрических контактах равно V_0 , и, согласно низкотемпературной формуле Ландауэра для случая $\omega\tau \ll 1$ [16–18], средний по t ток через сужение есть $\bar{I}/G_0 = \overline{D(E_F, t)V(t)} = \overline{D(E_F, t)}V_0 + \overline{D(E_F, t)\cos(\omega t)\delta V}$. Его можно приравнять к задаваемому измерительному току через КТК. Таким образом, измеряемый кондуктанс \bar{I}/V можно записать как

$$G/G_0 = \overline{D(E_F)} + \overline{D(E_F)\cos(\omega t)\delta V/V_0}, \quad (2)$$

и его можно рассчитать численно с помощью известных аналитических формул для D [19, 20].

На рисунке 3 показаны результаты таких расчетов в виде зависимостей коэффициента прохождения через КТК от $(E_F - U_0)$. В качестве основных параметров КТК брались значения, оцененные из геометрических размеров затворов ($W = 100$ нм) и концентрации электронов в ДЭГ, $E_F = 25$ мэВ, $|U_0 - E_F| \leq 5$ мэВ, $A \leq 4$ мэВ, причем независимой переменной является не E_F , как было в [14], а U_0 . Начнем анализ приведенных зависимостей, найденных при учете лишь плавного барьера в нижней подзоне КТК (рис. 3а). Видно, что с ростом амплитуды осцилляций A исходная темновая ступень $\overline{D}(E_F - U_0)$ сглаживается с сохранением общей точки $\overline{D} = 0.5$ при $E = U_0$. Виден рост \overline{D} на порядки при $D \ll 0.5$. Это объясняется экспоненциально сильной зависимостью туннелирования

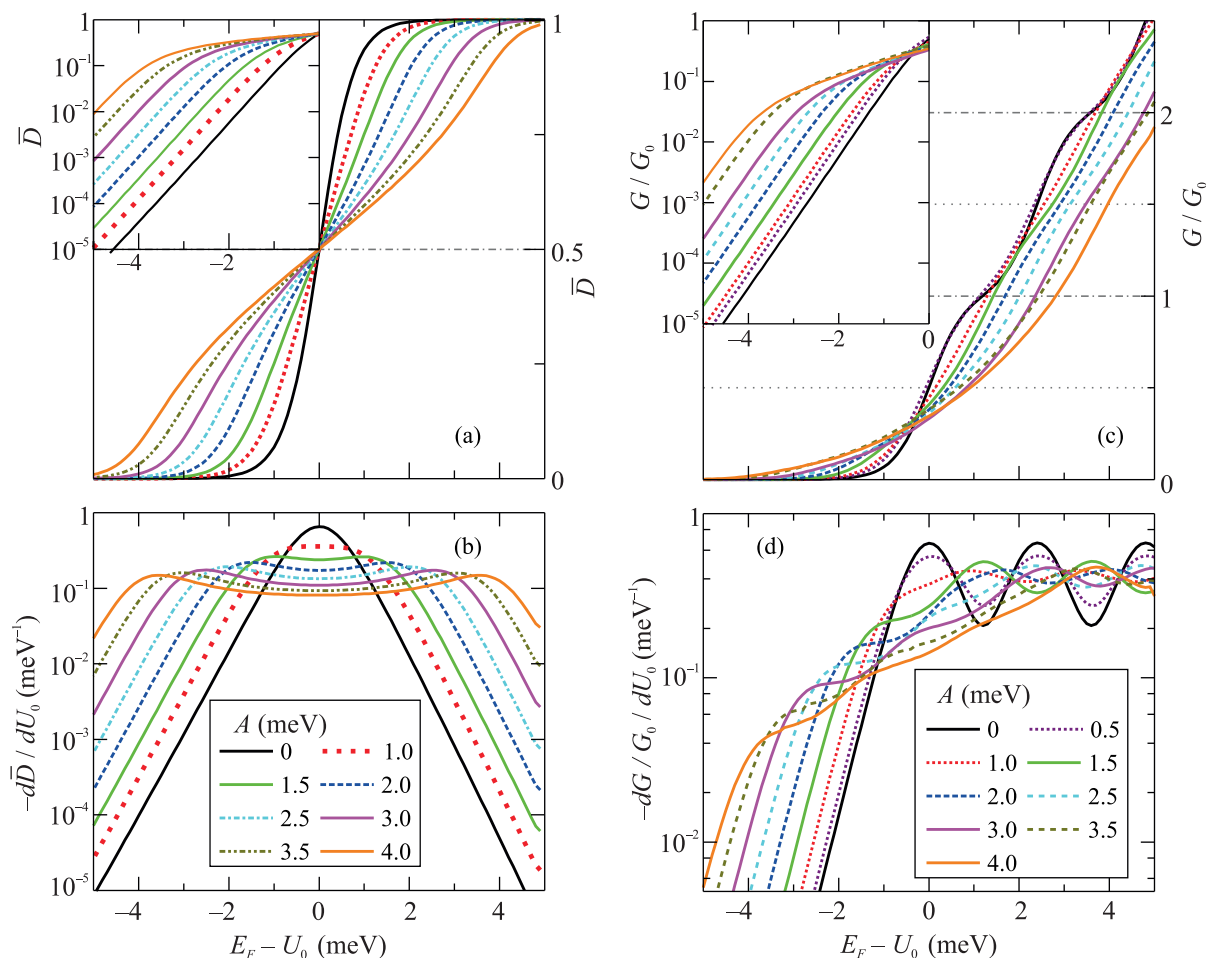


Рис. 3. (Цветной онлайн) Результат расчета по формулам (1), (2) вклада нижней одномерной подзоны в средний по t коэффициент прохождения \bar{D} при $\delta V = 0$ (a), (b) и полного кондактанса короткого КТК при $\delta V/V_0 = A/|U_0 - E_F|_{\max}$ (c,d)

и надбарьерного отражения от E для статического барьера [20] и тем, что часть времени барьер (1) является заметно более высоким/низким, чем статический. Также следует отметить, что на зависимости $\bar{D}(E_F - U_0)$ появляются две плечеподобные особенности, положение которых отвечает условию $|U_0 - E| \approx A$. Эти особенности лучше видны на графике $d\bar{D}/d(E_F - U_0)$ (рис. 3b). Из него видно, что под действием СВЧ мощности происходит раздвоение максимума производной кондактанса по U_0 (появляются две его реплики), когда A становится больше характерной ширины исходного пика в точке $E_F = U_0$ (рис. 3b). Причиной появления указанных реплик является очень медленное изменение потенциала (1) во времени при высотах барьера $U_0 \pm A$. Для состояний с $E_F = U_0 \pm A$ получается $D(t) = 0.5$, и это дает в $\bar{D}(E)$ реплики основной особенности с $D = 0.5$.

Результаты расчетов $G(E_F - U_0)$ по формуле (2) с учетом более высоких подзон и СВЧ-индуцированных осцилляций тянущего напряжения приведены на рис. 3с. При этом было предположено, что кривизна парабол в седловом потенциале [3] одинакова по x и y , т.е. считалось, что барьеры в подзонах имеют одинаковую форму, и происходят только сдвиги вершин барьеров U_n в этих подзонах на $\hbar\omega_y = \hbar\omega_x = 2(U_0 E_0)^{1/2} b/W = 2.4$ мэВ, $E_0 = \hbar^2/2m^*b^2$, $b = 1$ нм при $E_F > U_0$ и $A = 0$. Второе слагаемое в формуле (2) вычислялось в предположении $\delta V/V_0 = A/|U_0 - E_F|_{\max}$, поскольку вынужденные осцилляции потенциала и тянущего напряжения вызваны сфазированными колебаниями всех зарядов на затворе и в ДЭГ возле КТК. На расчетных зависимостях хорошо виден ожидаемый результат сильного наложения ступеней коэффициента прохождения $D_n(E_F - U_n)$ в соседних одномерных

подзонах из-за того, что $\hbar\omega_y = \hbar\omega_x$ [3, 4]. С увеличением A расчет демонстрирует существенное понижение кондактанса КТК при $E_F - U_0 > 0$ по сравнению со случаем $A = 0$. На производной $dG/d(E_F - U_0)$ с увеличением A вместо двух симметричных пиков $d\bar{D}/d(E_F - U_0)$ (рис. 3b) появляются осцилляции с переворотами фазы (рис. 3d). Аналогичные осцилляции, но менее регулярные видны и в эксперименте (рис. 2с).

Сравнение кривых на рис. 3с и d с зависимостями $G(V_g)/G_0$ на рис. 2 показывает, что поведение экспериментального фотокондактанса, с поправкой на тот факт, что вместо величины $(E_F - U_0)$, которая в эксперименте не измеряется, фигурирует напряжение на затворе КТК, – находится в хорошем согласии с расчетом. Все наиболее важные особенности экспериментального поведения фотокондактанса: параллельный сдвиг зависимостей $G(V_g)/G_0$ с ростом мощности излучения, смена знака фотокондактанса в субпороговой области и возникновение его осцилляций в открытом режиме – хорошо видны и на расчетных зависимостях $G(E_F - U_0)/G_0$. Отсюда можно сделать вывод, что СВЧ-фотопроводимость КТК при адиабатическом прохождении электрона через него ($\omega\tau \ll 1$) определяется вынужденными колебаниями потенциала седловой точки и измерительного напряжения в широком диапазоне величин кондактанса ($10^{-4}G_0 < G < 3G_0$) как в туннельном, так и в открытом режиме. Важным с точки зрения прак-

таты представлены на рис. 4. Они ясно показывают, что качественная картина СВЧ-отклика КТК остается такой же, как и при 4.2 К – рост фотокондактанса при облучении в туннельном режиме и смена его знака при переходе в открытый режим. Важно особенно отметить, что заметная чувствительность КТК к излучению сохраняется в туннельном режиме и при азотной температуре (отношение G_{ph}/G_{dark} достигает 10^2).

Таким образом, в данной работе впервые проведено экспериментальное и теоретическое исследование СВЧ-фотокондактанса квантового точечного контакта и показано, что он определяется вынужденными колебаниями седловой точки КТК под воздействием СВЧ-поля как в туннельном, так и в открытом режиме. Также впервые экспериментально изучен СВЧ-фотокондактанс КТК при азотных температурах и продемонстрирована высокая чувствительность его к СВЧ излучению, что делает более перспективным его применение в качестве приемника микроволнового и терагерцового излучения нового типа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 20-02-00385) и Государственного задания ИФП СО РАН.

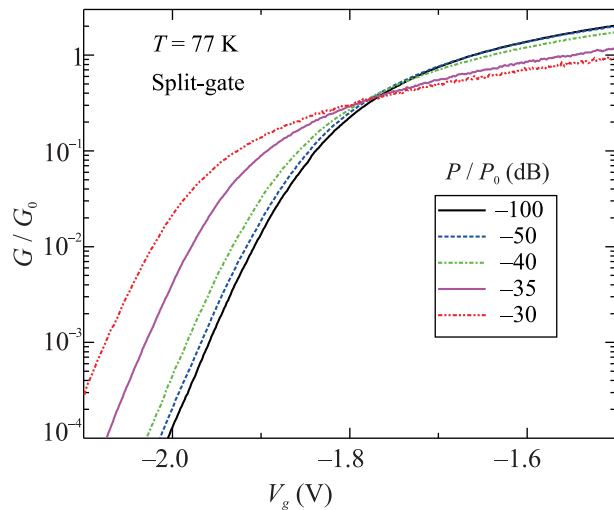


Рис. 4. (Цветной онлайн) Измеренные затворные характеристики кондактанса $G(V_g)/G_0$ КТК с расщепленным затвором для ряда значений СВЧ-мощности P/P_0 при температуре $T = 77$ К

тического применения КТК является исследование фотоотклика при азотной температуре. Его резуль-

1. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
2. D. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21**, L209 (1988).
3. M. Büttiker, *Phys. Rev. B.* **41**, 7906 (1990).
4. M. Reznikov, M. Heiblum, H. Shtrikman, and D. Mahalu, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3340 (1995).
5. Y. Imry, *Introduction to mesoscopic physics*, Oxford University Press, N.Y. (1997).
6. K. J. Thomas, J. T. Nicholls, N. J. Appleyard, M. Pepper, M. Y. Simmons, D. R. Mace, W. R. Tribe, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B.* **58**, 4846 (1998).
7. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheev, K. S. Pyshkin, R. H. Harrell, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, and C. J. B. Ford, *J. Appl. Phys.* **89**, 4993 (2001).
8. Н. М. Щелкачев, Я. В. Фоминов, *Электрический ток в nano-структурах: кулоновская блокада и квантовые точечные контакты*. Учебно-методическое пособие, МФТИ, М. (2010).
9. A. D. Levin, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, A. K. Bakarov, N. A. Savostianova, S. A. Mikhailov, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 072112 (2015).

10. M. Otteneder, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, A.S. Jaroshevich, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, and S.D. Ganichev, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 0140157 (2018).
11. O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, and Z.D. Kvon, *JETP Lett.* **102**, 378 (2015).
12. V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, A.S. Yaroshevich, E.E. Rodyakina, D.G. Baksheev, and A.V. Latyshev, *JETP Lett.* **113**, 331 (2021).
13. M. Büttiker and R. Landauer, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1739 (1982).
14. O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, and D.G. Baksheev, *Siberian Journal of Physics* **13**, 74 (2018).
15. O.A. Ткаченко, В.А. Ткаченко, *Письма в ЖЭТФ.* **96**, 804 (2012).
16. Z. Wang, D. Chen, T. Ota, and T. Fujisawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **48**, 04C148 (2009).
17. H. Kamata, T. Ota, and T. Fujisawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **48**, 04C149 (2009).
18. T. Fujisawa, K. Nishio, T. Nagase, M. Hashisaka, and K. Muraki, *AIP Conf. Proc.* **1399**, 269 (2011).
19. C. Eckart, *Phys. Rev.* **35**, 1303 (1930).
20. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, М. (1974).