Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 11, с. 738 – 745

Электромагнитное увлечение носителей заряда в двумерной системе с полубесконечным затвором посредством экранированных плазмонов

И. М. Моисеенко[1)], *Д. А. Свинцов*, *Ж. А. Девизорова*

Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 20 октября 2025 г.
После переработки 20 октября 2025 г.
Принята к публикации 23 октября 2025 г.

Генерация фототока посредством эффекта фотонного увлечения обеспечивает очень быстрое детектирование излучения со временем отклика, ограниченным релаксацией импульса. В то же время, фотонное увлечение в объемных однородных образцах мало из-за малого импульса фотонов. Мы показываем, что край металлического затвора, расположенный над двумерной электронной системой, создает сильно неоднородное электромагнитное поле, которое усиливает эффект увлечения. Мы изучаем фотонапряжение, вызванное эффектом фотонного увлечения, используя точное решение задачи дифракции для двумерной системы с полубесконечным металлическим затвором. Мы показываем, что единственными нетривиальными безразмерными параметрами, определяющими эффективность фотонного увлечения, являются проводимость двумерной системы, нормированная на импеданс свободного пространства η, и расстояние между затвором и двумерной электронной системой, нормированное на длину волны падающего излучения d/λ_0. Для падающей волны, поляризованной перпендикулярно краю затвора, чувствительность максимальна для индуктивной двумерной проводимости с $\mathrm{Im}\eta \sim 1$ и $\mathrm{Re}\eta \ll 1$ и становится очень малой в случае емкостной проводимости двумерной системы. Электромагнитная пондеромоторная сила толкает носители заряда под затвор при произвольной двумерной проводимости, причем направление силы противоположно направлению силы при торцевом контакте металл-двумерная система. Эти закономерности объясняются доминирующей ролью экранированных двумерных плазмонов в формировании фотонапряжения.

DOI: 10.31857/S0370274X25120056

I. Введение. Исследования генерации фототока в низкоразмерных системах могут пролить свет на богатые микроскопические физические процессы [1], включая рассеяние носителей заряда [2, 3], термализацию [4], рекомбинацию [5] и, в отдельных случаях, на симметрию и топологию их волновых функций [6, 7]. Такие исследования, как правило, осложняются субволновыми размерами большинства низкоразмерных структур, обилием металлических контактов, затворов и нерегулярной формой образцов [8, 9]. Понимание общих законов генерации фототока на базовых элементах низкоразмерных структур важно для правильного понимания таких фундаментальных экспериментов. В то же время такое понимание необходимо для оптимизации электромагнитных детекторов на основе низкоразмерных систем, которые уже достигли очень хороших показателей чувствительности [10, 11].

Край металлического затвора, расположенный над двумерной электронной системой (ДЭС), представляет собой одну из основных частей микроструктур, в которых происходит генерация фототока. При подаче напряжения на затвор неоднородность плотности носителей заряда действует как выпрямитель излучения, что было доказано измерениями локальной фотоэдс [12, 13]. Даже при отсутствии напряжения на затворе, генерация фототока может происходить из-за неоднородности локального поля вблизи края затвора. Такая неоднородность приводит к пондеромоторной силе увлечения носителей заряда и прямой передаче импульса электромагнитным полем [14, 15]. Этот эффект можно рассматривать как субволновой аналог фотонного увлечения. В некоторых работах его называют “плазмонным увлечением”, чтобы подчеркнуть его субволновую природу [16–18]. При симметричном расположении металлического затвора пондеромоторные силы на его противоположных краях компенсируют друг друга, поэтому полный фототок в ДЭС равен нулю. В асимметричных структурах, особенно с наложенными друг на друга затвором и электрическим контактом, ком-

1)e-mail: moiseenko.im@mipt.ru

пенсация обычно не происходит, и результирующее фотонапряжение можно измерить.

В нашей статье рассматривается эффект фотонного увлечения (ЭФУ) в частично экранированной ДЭС и выводятся его функциональные зависимости от параметров структуры, включая плотность носителей, проводимость ДЭС, электромагнитную частоту и расстояние между затвором и ДЭС. Наш главный вывод заключается в эффективном ЭФУ в частично экранированной ДЭС, не ограниченном малым импульсом фотона в плоскости ДЭС и возникающем даже при нормальном падении электромагнитной волны. Удивительно, но направление пондеромоторной силы (и фототока) в частично экранированной ДЭС противоположно направлению силы в случае латерального контакта металл-ДЭС. Даже при очень близком расположении затвор-ДЭС край затвора эффективно возбуждает экранированные двумерные плазмоны. Они доминируют при генерации фотонапряжения в ДЭС, даже в режиме сильного затухания, когда проводимость ДЭС чисто вещественная. Кроме того, ЭФУ становится очень малым в случае емкостной проводимости ДЭС, при которой возбуждение двумерных плазмонов невозможно.

В отличие от предыдущих численных [16, 17, 19] и приближенных аналитических [20, 21] подходов, здесь мы используем *точное* решение для электромагнитного рассеяния в частично экранированной ДЭС [22]. Полученный Фурье-спектр дифрагированного электрического поля $E(q)$ используется для анализа фотонапряжения, возникающего в ДЭС в результате эффекта увлечения. Фотонапряжение $V_{\rm ph}$ пропорционально степени асимметрии поля $q[|E(q)|^2 - |E(-q)|^2]$ как функции волнового вектора q, проинтегрированного по всем волновым векторам [17]. Использование точного решения позволяет выделить функциональные зависимости ЭФУ от параметров структуры и характеристик падающей волны. А именно, $V_{\rm ph}$ обратно пропорционально плотности носителей n и частоте электромагнитной волны ω, и прямо пропорционально безразмерному коэффициенту передачи импульса α. Коэффициент α является функцией всего двух безразмерных параметров: безразмерной проводимости ДЭС $\eta = 2\pi\sigma/c$ (в Гауссовых единицах) и расстояния между затвором и ДЭС в единицах длины волны падающего излучения $2\pi d/\lambda_0 \equiv k_0 d$. Передаваемый импульс α достигает своего максимума для ДЭС со слабой диссипацией $\mathrm{Re}\eta \ll 1$ и умеренно большой индуктивностью $\mathrm{Im}\eta \sim 1$. Эти параметры ДЭС являются оптимальными для возбуждения плазмонов.

II. Фотонное увлечение в частично экранированной ДЭС.

А. Точное решение для локального электрического поля в частично экранированной ДЭС. Исследуемая структура показана на рис. 1 и представляет собой ДЭС, экранированную полубесконечным затвором.

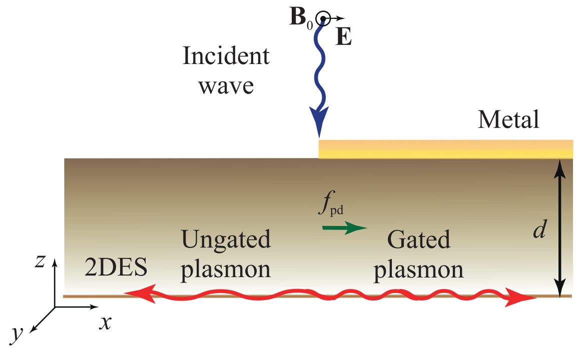

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема исследуемой структуры: частично экранированная ДЭС, освещенная нормально падающей плоской волной с электрическим полем, ортогональным к краю. Дифракция падающей волны приводит к эффективному возбуждению как экранированных, так и неэкранированных плазмонов (по крайней мере для ДЭС с индуктивной проводимостью), которые создают силу увлечения f_{pd}, действующую на носители заряда

Электромагнитное поле с частотой ω и волновым числом $k_0 = \omega/c$ падает на структуру нормально, электрическое поле поляризовано перпендикулярно краю затвора. Дифракция волны на краю затвора приводит к локальным изменениям напряженности поля так, что результирующее поле становится крайне неоднородным и асимметричным. Последнее обстоятельство обуславливает ненулевую среднюю пондеромоторную силу со стороны поля на двумерные электроны. В частном случае ДЭС с малым затуханием и индуктивным импедансом полное поле можно представить как комбинацию полей плазмонов в открытой и экранированной областях ДЭС, запускаемых в обе стороны от края затвора. В реальных экспериментах ДЭС должна иметь контакты на левом и правом краях, а затвор должен иметь конечные размеры. Пренебрежение дифракцией на этих объектах возможно, если пятно падающей волны имеет конечную протяженность, меньшую по сравнению с общей длиной ДЭС и затвора. При этом протяженность должна быть больше длины волны, чтобы можно было пренебречь эффектами неравномерного освещения.

Точное решение для электромагнитной дифракции в частично экранированной ДЭС было получено методом Винера–Хопфа в [22] для произвольного угла падения. Повторим его здесь для нормального падения ($k_x = 0$), чтобы сфокусироваться на ЭФУ, вызванном неоднородностями поля. Обозначив амплитуду падающего поля как E_0, получим Фурье-спектр локального поля в плоскости ДЭС ($z = 0$):

$$E(q) = \frac{iE_0}{1+\eta}\left[\frac{1}{q+i\delta} - \frac{1}{q-i\delta}\right] + \\ + \frac{iE_0}{q+i\delta}\frac{\chi_+(q)}{\chi_+(0)}\frac{\varepsilon_{u-}(q)}{\varepsilon_{u-}(0)}\frac{\varepsilon_{g-}(0)}{\varepsilon_{g-}(q)}\frac{e^{-\chi(q)z_0}}{\varepsilon_u(q)}. \quad (1)$$

Основными компонентами решения являются эффективные диэлектрические функции в неэкранированной (u) и экранированной (g) частях ДЭС, которые определяются как

$$\varepsilon_u(q) = 1 + i\eta\frac{\chi(q)}{k_0}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_g(q) = 1 + i\eta\frac{\chi(q)}{k_0}(1 - e^{-2\chi(q)d}), \quad (3)$$

где $\chi(q) = \sqrt{q^2 - k_0^2}$ – константа затухания электромагнитного поля в вертикальном направлении. Экранированная и неэкранированная диэлектрические функции имеют нули при $q = \pm q_g$ и $q = \pm q_u$, которые являются волновыми векторами экранированного и неэкранированного плазмонов в ДЭС. Чтобы избежать неоднозначностей с ветвями функции квадратного корня, мы положим $k_0 = \omega/c + i\delta$, что соответствует малому поглощению в окружающей среде. Разрезы комплексной функции $\chi(q)$ выбраны как лучи, идущие от $q = +k_0$ к $+i\infty$ и от $q = -k_0$ к $-i\infty$ соответственно; поэтому $\chi(q)$ не имеет особых точек на действительной оси. Важную роль в решении играют факторизованные диэлектрические функции $\varepsilon_{g/u\pm}(q)$, такие, что функции со знаком “+” аналитичны в верхней полуплоскости комплексного переменного, а функции со знаком “–” в нижней. Эти функции задаются формулой факторизации Коши:

$$\varepsilon_{g/u\pm}(q) = \exp\left\{\pm\frac{1}{2i\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\ln\varepsilon_{g/u}(u)du}{u - q \pm i0}\right\}. \quad (4)$$

Физический смысл плюс- и минус-функций становится ясен после анализа их нулей. Функция ε_{g-} имеет ноль при $q = +q_g$ и остается конечной при $q = -q_g$. Аналогично, функция $\varepsilon_+(q) \equiv \varepsilon(q)/\varepsilon_-(q)$ имеет ноль только при $q = -q_u$. Следовательно, плюс- и минус-функции несут информацию о волнах, запущенных в левом и правом полупространствах, соответственно. Теперь ясно, что решение для электрического поля (1) описывает подзатворные плазмоны, движущиеся вправо ($q = +q_g$), и неэкранированные плазмоны, движущиеся влево ($q = -q_u$). В соответствии с физической интуицией, другие волны в структуре не возбуждаются.

B. Теория фотонапряжения при фотонном увлечении зарядов. Неоднородное локальное электрическое поле в ДЭС увлекает носители заряда. Возникающая постоянная сила ($\omega = 0$) является результатом локального накопления плотности заряда в неоднородном электрическом поле $\rho \propto \partial_x E_x$ и последующего увлечения этой плотности заряда продольной x-компонентой этого поля. Результирующее фотонапряжение $V_{\rm ph}$ может быть представлено как в реальном пространстве, так и в Фурье-пространстве [14, 15, 17]:

$$V_{\rm ph} = -\frac{2}{\omega Q n_{2d}}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{Im}\left\{\sigma_\omega E_x^*\frac{\partial E_x}{\partial x}\right\}dx = \\ = \frac{2\mathrm{Re}\sigma}{\omega Q n_{2d}}\int_0^{\infty}\left[|E(q)|^2 - |E(-q)|^2\right]\frac{qdq}{2\pi}. \quad (5)$$

Выше n_{2d} – концентрация носителей заряда, Q – заряд частиц ($-|e|$ соответствует электронам и $+|e|$ дыркам), а напряжение измеряется на стоковом (правом на рис. 1) контакте, так что отрицательное напряжение соответствует силе, толкающей электроны под затвор.

Для характеризации чувствительности структуры к излучению нормируем фотонапряжение на интенсивность падающего света: $r_{\rm ph} = 8\pi V_{\rm ph}/E_0^2 \equiv \equiv V_{\rm ph}Z_0/(2E_0^2)$, где $Z_0 = 4\pi/c = 377$ Ом – импеданс свободного пространства. Это приводит к представлению чувствительности как произведения размерного коэффициента (обратно пропорционального частоте и концентрации носителей заряда) и безразмерного коэффициента передачи импульса α.

$$r_{\rm ph} = \frac{2}{\omega Q n_{\rm 2d}}\alpha, \quad (6)$$

$$\alpha = \mathrm{Re}\eta\int_0^{+\infty}\frac{|E\,(q)|^2 - |E(q)|^2}{E_0^2}\frac{qdq}{2\pi}. \quad (7)$$

Приведенное выше выражение показывает, что фотонапряжение обратно пропорционально размерным величинам ω и n_{2d}. Передаваемый импульс α безразмерен и определяется только безразмерными параметрами, характеризующими задачу дифракции. Существует два таких параметра: безразмерная проводимость ДЭС η и расстояние затвор-канал, нормированное на длину волны падающего света $k_0 d = = 2\pi d/\lambda_0$. Конечно, η может зависеть от частоты и плотности носителей заряда сама по себе. Тем не менее, наше решение задачи дифракции нечувствительно к микроскопическому происхождению проводимости η на частоте падающего излучения ω. Последняя может определяться внутризонными процессами (проводимость Друде), межзонным поглощением излучения или и тем, и другим. Точное определение $\eta(n_{2d}, \omega)$ мы оставляем более детальным микроскопическим расчетам [23] или спектроскопическим экспериментам [24] и используем его здесь как свободный параметр.

Исследование чувствительности по напряжению в результате ЭФУ теперь сводится к изучению коэффициента передачи импульса α как функции η и $k_0 d$. Отметим, что в большинстве низкоразмерных структур $k_0 d \ll 1$, и в дальнейшем нас будут интересовать только малые значения $k_0 d$. Действительно, расстояния между затвором и каналом лежат в пределах от единиц нанометров до единиц микрометров, а длины волн детектируемого излучения лежат в диапазоне от миллиметров (субтерагерцовый диапазон) до сотен нанометров (видимый диапазон).

C. Анализ чувствительности в условиях ФУ. Мы начинаем представление наших результатов со случая чисто действительной проводимости η. Зависимость коэффициента передачи импульса от действительного η показана на рис. 2a для $k_0 d$ от 2×10^{-3} до 10^{-1}. Прежде всего, мы видим, что α имеет порядок единицы, с максимальным значением ~ 0.2, достигаемым при $\eta \sim 1$. Это означает, что фотонное увлечение в частично экранированной ДЭС существенно и не ограничено величиной электромагнитного импульса в плоскости. Максимизация чувствительности по напряжению при $\eta \sim 1$ имеет чисто электромагнитное происхождение: при меньших η ДЭС имеет низкое собственное поглощение; при больших η ДЭС работает как зеркало, экранирующее внешнее излучение. Мы также отмечаем, что передача импульса эффективнее при малых расстояниях между затвором и каналом, по крайней мере при малых значениях η. Этот факт можно объяснить эффектом громоотвода на остром крае затвора: электрическое поле на расстоянии d от острого объекта можно оценить как $E_0(\lambda_0/d)^{1/2}$. Наличие двумерной проводимости нарушает эту оценку только при большой поверхностной проводимости η, тогда как при малых η локальное поле непрерывно усиливается с уменьшением d. Последний факт проиллюстрирован на рис. 2b, где показана зависимость α от $k_0 d$ для выбранных значений проводимости.

Коэффициент передачи импульса имеет положительный знак, что означает, что усредненная по времени сила Лоренца со стороны поля толкает носители заряда под затвор. Другими словами, фурье-компоненты электрического поля с положительным q преобладают над компонентами с отрицательным q. На данном этапе полезно сравнить α в условиях частичного экранирования с α_0 в ДЭС с латеральным металлическим контактом (красная кривая на рис. 2a). В обоих случаях коэффициент передачи импульса порядка единицы. Однако знаки силы различны: металлический контакт толкает носители заряда от его края вглубь ДЭС.

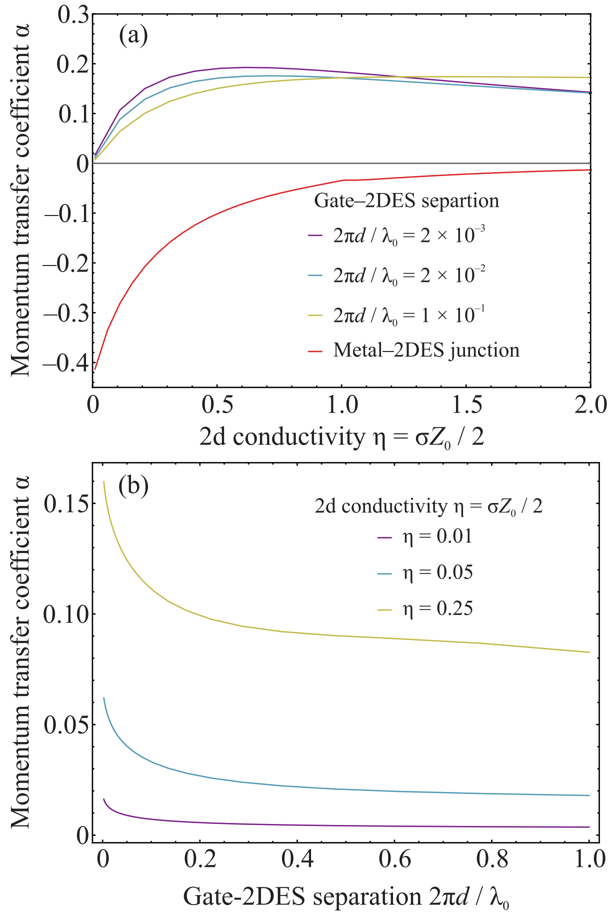

Рис. 2. (Цветной онлайн) Увлечение в частично экранированной ДЭС с чисто действительной проводимостью. (a) – Зависимость коэффициента передачи импульса от безразмерной проводимости η для различных расстояний между затвором и двумерной электропроводностью, указанных в поле рисунка. Красная кривая показывает коэффициент передачи импульса на латеральном контакте металл–ДЭС. (b) – Зависимость коэффициента передачи импульса от расстояний между затвором и двумерной электропроводностью $k_0 d$ для различных значений η

Происхождение разницы между силой увлечения в частично экранированной ДЭС и в ДЭС с торцевым металлическим контактом становится яснее после анализа случая реактивной проводимости, $|\eta''| \gg \gg \eta'$, где штрих и двойной штрих обозначают действительную и мнимую части комплексной величины. Коэффициент передачи импульса α в зависимости от мнимой части проводимости показан на рис. 3. Его примечательным свойством является большое

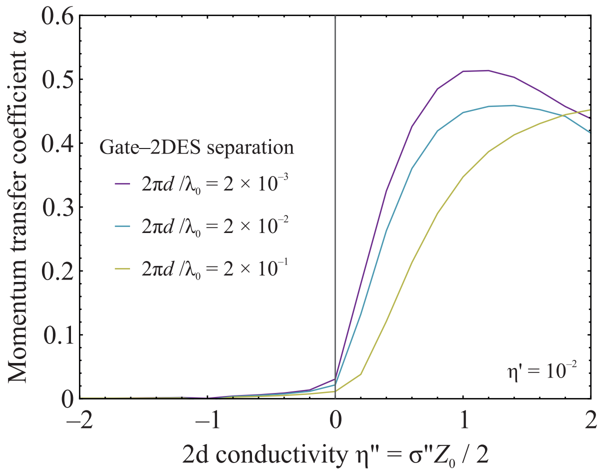

Рис. 3. (Цветной онлайн) Увлечение в частично экранированной слабодиссипативной ДЭС. Зависимость коэффициента передачи импульса от мнимой части безразмерной электропроводности η'' для различных расстояний между затвором и ДЭС (указаны в поле рисунка). Действительная часть электропроводности ДЭС полагается постоянной и равной $\eta\ = 10^{-2}$

положительное значение при $\eta'' > 0$ и исчезающе малое значение при $\eta'' < 0$. Различие между этими двумя случаями заключается в возможности запуска плазмонов. Этот процесс возможен для индуктивного типа проводимости $\eta'' > 0$ и запрещен для емкостного типа проводимости $\eta'' < 0$ [25].

Плазмонное происхождение сил увлечения полностью подтверждается детальным рассмотрением профилей поля $E(q)$, которые показаны на рис. 4 в виде произведения $q|E(q)|$. Для индуктивной проводимости (фиолетовая кривая) спектр поля усиливается при $q = q_g$ и $q = -q_u$. Более того, для чисто действительной проводимости (желтая кривая) наблюдается некоторое усиление Фурье гармоник поля для положительных волновых векторов по сравнению со случаем торцевого контакта металл-ДЭС. Наконец, подавление поля наблюдается почти для всех значений q в случае емкостной 2d-проводимости. Следовательно, запуск плазмонов краем затвора играет доминирующую роль в формировании фотонапряжения увлечения.

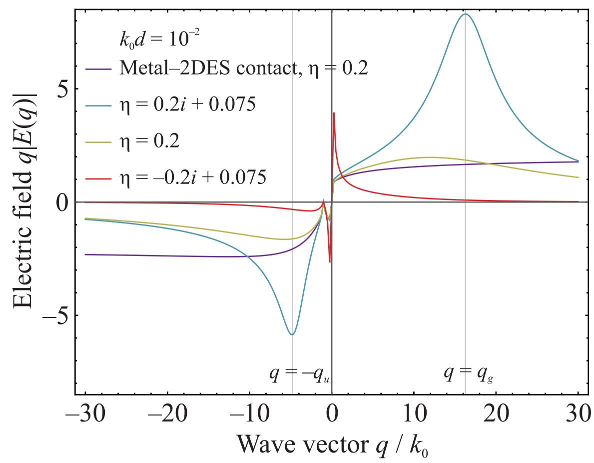

Рис. 4. (Цветной онлайн) Структура дифрагированного электрического поля и плазмонное происхождение силы сопротивления. Зависимость Фурье спектра электрического поля в ДЭС, умноженной на волновой вектор $q|E(q)|$, как функции волнового вектора q/k_0 для нескольких случаев: торцевой контакт металл-ДЭС (фиолетовая кривая), частично экранированная ДЭС с близко расположенным затвором ($k_0 d = 10^{-2}$) и индуктивной проводимостью (синяя кривая), действительная проводимость (желтая кривая), емкостная проводимость (красная кривая). В случае индуктивной проводимости дифрагированное поле содержит резонансные пики на плазменных волновых векторах $q = +q_g$ и $q = -q_u$. Некоторое усиление поля при $q \sim q_g$ сохраняется для чисто диссипативной проводимости, в то время как для емкостной проводимости поле подавляется

Знак силы увлечения теперь можно проанализировать в терминах амплитуд и импульсов плазмонов. А именно, если амплитуды экранированных и неэкранированных плазмонов обозначить как E_g и E_u, знак силы увлечения совпадет со знаком $q_g|E_g|^2 - q_u|E_u|^2$. Волновой вектор экранированного плазмона всегда превышает волновой вектор плазмона без экранирования, $q_g > q_u$. В практически интересном случае сильнолокализованных плазмонов и при близком расположении затвора и ДЭС ($k_0 d \ll \ll |\eta| \ll 1$) эти волновые векторы задаются как $q_u \approx \approx ik_0/\eta$ и $q_g \approx \sqrt{ik_0/d\eta}$. Анализ электрического поля в плазмонных полюсах [22] показывает, что амплитуда экранированного плазмона превышает амплитуду неэкранированного ($|E_g| > |E_u|$). В результате сила увлечения направлена от открытого участка ДЭС к экранированному. Аналогичные рассуждения можно применить и к случаю действительной проводимости, хотя плазменные волны в этом случае подвержены сильному затуханию. В этом случае неэкранированный плазмон является чисто эванесцентным,

$q_g = ik_0/|\eta|$. Экранированный плазмон, напротив, имеет как распространяющуюся, так и затухающую компоненты волнового вектора, $q_u \approx e^{i\pi/4}\sqrt{k_0/d|\eta|}$. Наличие конечного волнового числа для экранированной плазмонной моды объясняет направление силы увлечения под затвор. Последний аргумент также подтверждается рассмотрением спектров поля на рис. 4: положительные компоненты Фурье поля усиливаются, в то время как отрицательные компоненты подавляются в частично экранированной ДЭС по сравнению со случаем контакта металл–ДЭС.

Мы завершаем представление наших результатов значениями коэффициента передачи импульса α, полученными для широкого диапазона комплексных проводимостей $\eta' + i\eta''$. Полученные зависимости $\alpha(\eta', \eta'')$ показаны на рис. 5 в виде цветовых карт. Максимум α достигается при $\eta'' \sim 1$ и $\eta' \ll 1$. Максимум при большой индуктивной проводимости качественно объясняется благоприятными условиями для возбуждения плазмонов. При очень больших η'' эффективность запуска плазмонов падает из-за сильного экранирования поля двумерной системой. Тот факт, что переданный импульс не зависит от η', объясняется его двойной ролью в силе увлечения, вызванной плазмонами. С одной стороны, малая диссипация $\eta' \ll 1$ приводит к большой длине свободного пробега плазменной волны. С другой стороны, электромагнитное поглощение необходимо для передачи импульса. Компенсация этих двух факторов приводит к практической независимости α от η'. С увеличением расстояния между затвором и ДЭС ($k_0 d = 2\times10^{-1}$ на рис. 5b) эффективность преобразования внешнего поля в плазмоны снижается, и плазмонный максимум чувствительности размывается.

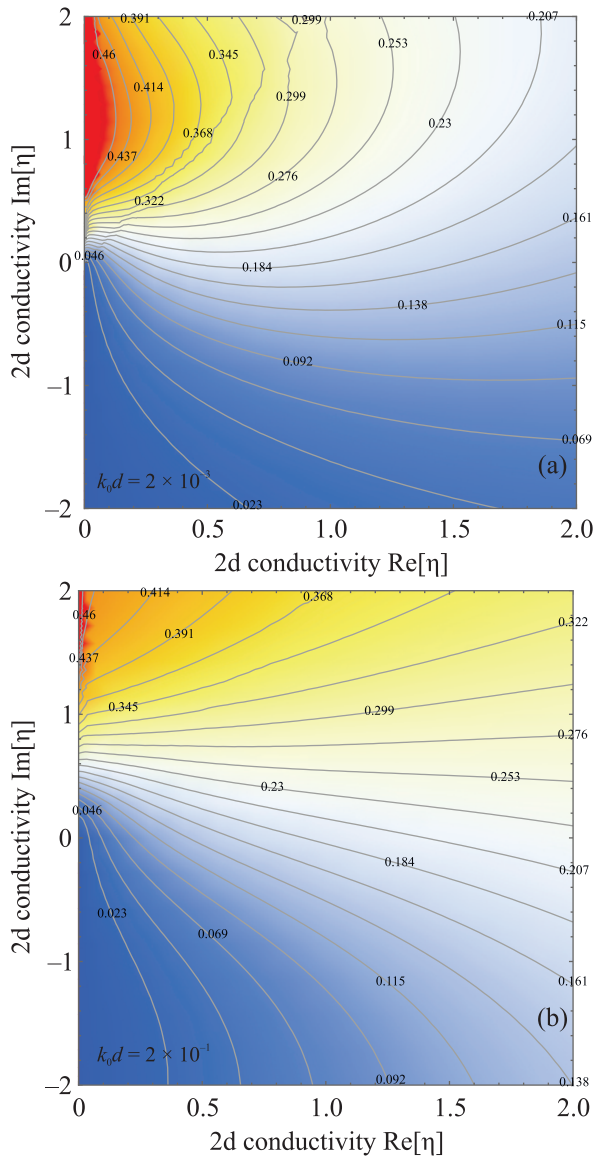

Рис. 5. (Цветной онлайн) Цветовые карты зависимости коэффициента передачи импульса α от комплексной двумерной проводимости $\eta' + i\eta''$ для малого расстояния между затвором и ДЭС (рисунок (a), $k_0 d = 2 \times 10^{-3}$) и бо́льшего расстояния между затвором и ДЭС (рисунок (b), $k_0 d = 2 \times 10^{-2}$). Теплые цвета соответствуют большим значениям α, холодные – значениям α, близким к нулю. Значения α на линиях уровня подписаны цифрами

III. Обсуждение результатов и заключение. Мы выявили особенности увлечения носителей заряда неоднородными полями в наиболее распространенной составляющей большинства низкоразмерных структур – краю металлического затвора. Фотонапряжение, возникающее вследствие увлечения носителей, не содержит импульс фотона в качестве малого параметра; оно оказывается большим из-за эффективного запуска экранированных двумерных плазмонов краем затвора. Чувствительность по фотонапряжению максимальна для ДЭС с индуктивной проводимостью с малой диссипативной частью, что благоприятствует возбуждению двумерных плазмонов. При емкостной проводимости запуск плазмонов невозможен, и фотонапряжение увлечения оказывается очень малым.

Роль плазмонов в генерации фотонапряжения в экранированных ДЭС ранее отмечалась в многочисленных работах, посвященных так называемому выпрямлению Дьяконова–Шура [20, 21]. Физически это явление представляет собой тот же эффект электромагнитного увлечения, вызванного возбуждением экранированных плазмонов. Однако следует отметить, что традиционный подход Дьяконова–Шура постулирует решение для локального электрического поля в виде бегущей плазменной волны и игнорирует все остальные нераспространяющиеся компоненты электрического поля. Наше точное решение расширяет этот подход на случай, когда плазменные волны подавлены (в случае емкостной проводимости ДЭС). В конечном счете, точное решение позволяет связать амплитуды возбуждаемых плазмонов с падающим полем, т.е. вычислить эффективность его преобразования в плазмоны. Такая оценка сложна в рамках подходов, где решение для поля постулируется в виде плоских волн, а модуляция внешнего поля затвором выступает как внешний параметр [26].

Предсказания нашей модели можно легко проверить, измеряя фотонапряжение в частично экранированной ДЭС. Исключение других механизмов выпрямления на краю (например, термоэлектрических и фотовольтаических эффектов) легко достигается равномерным легированием ДЭС. Последнее эквивалентно поддержанию нулевого потенциала верхнего затвора относительно ДЭС. Глобальный обратный затвор, если он присутствует, может контролировать общую плотность носителей заряда в ДЭС. В случае графена, регулировка энергии Ферми μ может переключить $\mathrm{Im}\eta$ с индуктивного типа на емкостной [27]. Это дает непосредственную возможность проверить резкое снижение фотонапряжения увлечения при $\mathrm{Im}\eta < 0$, предсказанное нашей моделью.

Прямой доступ к фотонапряжению увлечения на краю одиночного затвора требует подавления влияния его противоположного края. На умеренно коротких длинах волн (от видимого до инфракрасного) это может быть достигнуто фокусировкой излучения [13]. На более длинных волнах (терагерцевые частоты) это может быть достигнуто путем наложения контакта затвора и стока. Показательно, что затягивание электронов падающей волной под затвор может привести к измеримым эффектам даже в симметричных затворных структурах. А именно, накопление электронов под затвором приведет к сдвигу кривой зависимости сопротивления от напряжения затвора $\rho(V_g)$ ровно на V_{ph}. Сдвиг достигает легко измеряемых величин. В частности, фокусируя мощность $P = 10\,$мВт (типичную для твердотельных суб-ТГц диодов) в область площадью $10\,$мм^2, принимая частоту $f = 100\,$ГГц, плотность носителей $n_{2d} = 10^{11}\,$см$^{-2}$ и коэффициент передачи импульса $\alpha = 0.2$, получаем $V_{\mathrm{ph}} \approx 4\,\mu$V. Точные оценки локальных полей, возникающих при дифракции на затворах конечных размеров, можно получить с помощью модифицированного приближения локальной емкости [28, 29].

Естественным ограничением нашего точного решения для локального электрического поля и, следовательно, электромагнитного увлечения является однородность проводимости ДЭС. Случай скачкового изменения проводимости (которое может быть реализовано при подаче напряжения на затвор) в настоящее время не поддается анализу методом Винера–Хопфа. Разумной аналитической альтернативой ему, особенно для затворов конечных размеров, является использование пробных функций для распределения тока в затворах [30, 31]. Этот метод хорошо подходит для аналитического описания увлечения в сложных многозатворных структурах [17, 32].

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда # 21-79-20225-П.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. Q. Ma, R. Krishna Kumar, S. Y. Xu, F. H. Koppens, and J. C. Song, Nat. Rev. Phys. **5**, 170 (2023).
2. E. Mönch, S. O. Potashin, K. Lindner, I. Yahniuk, L. E. Golub, V. Y. Kachorovskii, V. V. Bel'kov, R. Huber, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **105**, 045404 (2022).
3. M. D. Moldavskaya, L. E. Golub, S. N. Danilov, V. V. Bel'kov, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **108**, 235209 (2023).
4. Q. Ma, N. M. Gabor, T. I. Andersen, N. L. Nair, K. Watanabe, T. Taniguchi, and P. Jarillo-Herrero, Phys. Rev. Lett. **112**, 247401 (2014).
5. S. V. Morozov, M. S. Joludev, A. V. Antonov, V. V. Rumyantsev, V. I. Gavrilenko, V. Y. Aleshkin, A. A. Dubinov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskiy, O. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, and M. Helm, Semiconductors **46**, 1362 (2012).
6. R. Krishna Kumar, G. Li, R. Bertini et al. (Collaboration), Nat. Mater. **24**, 1034 (2025).
7. J. A. Delgado-Notario, S. R. Power, W. Knap, M. Pino, J. Cheng, D. Vaquero, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. E. Velázquez-Pérez, Y. M. Meziani, P. Alonso-González, and J. M. Caridad, ACS Nano **19**, 27338 (2025).
8. S. Candussio, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, J. Yin, J. Keil, Y. Yang, S.-K. Son, A. Mishchenko, H. Plank, V. V. Bel'kov, S. Slizovskiy, V. Fal'ko, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **102**, 045406 (2020).
9. D. A. Bandurin, E. Mönch, K. Kapralov, I. Y. Phinney, K. Lindner, S. Liu, J. H. Edgar, I. A. Dmitriev, P. Jarillo-Herrero, D. Svintsov, and S. D. Ganichev, Nat. Phys. **18**, 462 (2022).
10. E. I. Titova, M. A. Kashchenko, A. V. Miakonkikh, A. D. Morozov, A. V. Shabanov, I. K. Domaratskiy, S. S. Zhukov, D. A. Mylnikov, V. V. Rumyantsev,

S. V. Morozov, K. S. Novoselov, D. A. Bandurin, and D. A. Svintsov, Adv. Opt. Mater. **13**, 2500167 (2025).
11. S. Castilla, B. Terrés, M. Autore, L. Viti, J. Li, A. Y. Nikitin, I. Vangelidis, K. Watanabe, T. Taniguchi, E. Lidorikis, M. S. Vitiello, R. Hillenbrand, K.-J. Tielrooij, and F. H. Koppens, Nano Lett. **19**, 2765 (2019).
12. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. **100**, 082102 (2012).
13. N. M. Gabor, J. C. W. Song, Q. Ma, N. L. Nair, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. S. Levitov, and P. Jarillo-Herrero, Science **334**, 648 (2011).
14. A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B **108**, 115402 (2023).
15. D. Svintsov and Z. Devizorova, JETP Lett. **121**, 281 (2025).
16. D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, and V. V. Popov, Appl. Phys. Lett. **110**, 061106 (2017).
17. V. V. Popov, D. V. Fateev, E. L. Ivchenko, and S. D. Ganichev, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **91**, 1 (2015); arXiv:1505.06847.
18. V. V. Popov, Applied Physics Letters **102**, 253504 (2013).
19. F. Ludwig, A. Generalov, J. Holstein, A. Murros, K. Viisanen, M. Prunnila, and H. G. Roskos, ACS Applied Electronic Materials **6**, 2197 (2024).
20. M. Dyakonov and M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).
21. M. Sakowicz, M. B. Lifshits, O. A. Klimenko, F. Schuster, D. Coquillat, F. Teppe, and W. Knap, J. Appl. Phys. **110**, 054512 (2011).
22. I. Moiseenko, D. Svintsov, and E. Nikulin, Phys. Rev. Appl. **24**, 014059 (2025).
23. L. A. Falkovsky and A. A. Varlamov, Eur. Phys. J. B **56**, 281 (2007).
24. A. N. Toksumakov, G. A. Ermolaev, M. K. Tatmyshevskiy, Y. A. Klishin, A. S. Slavich, I. V. Begichev, D. Stosic, D. I. Yakubovsky, D. G. Kvashnin, A. A. Vyshnevyy, A. V. Arsenin, V. S. Volkov, and D. A. Ghazaryan, Commun. Phys. **6**, 13 (2023).
25. O. V. Kotov and Y. E. Lozovik, Phys. Rev. B **93**, 235417 (2016).
26. I. Gorbenko and V. Kachorovskii, Phys. Rev. B **110**, 155406 (2024).
27. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**, 016803 (2007).
28. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Physical Review B **99**, 165304 (2019).
29. A. A. Zabolotnykh, V. V. Enaldiev, and V. A. Volkov, Phys. Rev. B **104**, 195435 (2021).
30. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **58**, 1517 (1998).
31. A. R. Khisameeva, A. Shuvaev, A. A. Zabolotnykh, A. S. Astrakhantseva, D. A. Khudaiberdiev, A. Pimenov, I. V. Kukushkin, and V. M. Muravev, Phys. Rev. Res. **7**, 033224 (2025).
32. P. Olbrich, J. Kamann, M. König, J. Munzert, L. Tutsch, J. Eroms, D. Weiss, M.-H. Liu, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, V. V. Popov, D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, F. Fromm, T. Seyller, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **93**, 075422 (2016).