Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 1, с. 48 – 54

Дисперсия коллективных плазменных возбуждений в свободно подвешенном графене

В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин[1)]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 6 октября 2025 г.
После переработки 13 ноября 2025 г.
Принята к публикации 14 ноября 2025 г.

Методом неупругого рассеяния света впервые исследованы свойства плазменных возбуждений в свободно подвешенном графене в нулевом магнитном поле. Измерены зависимости плазменной энергии E_{PL} от концентрации электронов (n), а также от волнового вектора (q). Показано, что зависимость плазменной энергии от электронной плотности близка к закону $E_{PL} \sim n^{1/4}$. Измерена дисперсия плазменных возбуждений в подвешенном графене с близким затвором и установлено, что в пределе малых волновых векторов плазменная энергия линейно зависит от импульса передачи, а в пределе больших волновых векторов дисперсия описывается законом $E_{PL} \sim q^{1/2}$. Показано, что эффективная диэлектрическая проницаемость, которая входит в закон дисперсии плазменных возбуждений в пределе больших q, не равна 1, как можно было бы ожидать для случая свободно подвешенного графена, а оказывается близкой к величине 5.1. Обнаруженная в свободно подвешенном графене неожиданно большая перенормировка эффективной диэлектрической проницаемости, наверное, может быть связана с большим межзонным вкладом в эффективное экранирование кулоновского взаимодействия.

DOI: 10.7868/S3034576626010062

Хорошо известно, что основное отличие однослойного графена от других двумерных полупроводниковых систем (например, квантовых ям на основе GaAs) заключается в законе дисперсии носителей заряда [1–3]. В обычных полупроводниковых 2D-системах энергия электрона зависит квадратично от импульса и характеризуется эффективной массой m_*, в то время как в графене дисперсии электронов и дырок являются линейными и характеризуются скоростью s. Кроме того, из-за отличий энергетических зон графена (безщелевой спектр) и, например, GaAs (ширина запрещенной зоны около 1.5 эВ), экранирующие свойства графена оказываются не похожи на привычные характеристики, наблюдающиеся в квантовых ямах GaAs. При этом эффекты экранирования кулоновского взаимодействия важны для понимания многих физических свойств. Например, экранирование определяет спектр коллективных плазменных возбуждений и их дисперсию.

Одним из самых простых и наиболее ярких проявлений коллективных свойств электронной системы являются плазменные колебания, свойства которых были хорошо изучены в традиционных двумерных системах, реализующихся, например, в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [4, 5]. Традиционными методами исследования плазменных возбуждений являются резонансное поглощение (в микроволновом или инфракрасном диапазонах) [4, 5] и неупругое рассеяние света [6, 7]. Следует отметить, что, наиболее эффективный и информативный метод исследования плазменных возбуждений в двумерных электронных системах, основанный на неупругом рассеянии света, не удавалось успешно применить в случае графена, несмотря на усилия многих лабораторий по всему миру. Именно методом неупругого рассеяния света оказывается возможным детектировать как синфазные, так и противофазные плазменные возбуждения и отличать по поляризации рассеянного света возбуждения зарядовой и спиновой плотности. Ранее для детектирования плазменных резонансов в графене был использован исключительно метод резонансного поглощения ТГц-излучения, причем для этой цели использовались не одиночные диски, а периодическая сетка, которая содержала очень много дисков [8, 9]. В таких экспериментах всегда имеется существенный вклад от эффектов взаимодействия между дисками и полученные результаты могут вызывать обоснованные вопросы и сомнения. Применение метода неупругого рассеяния света для случая графена, – эту сложнейшую экспериментальную задачу нам удалось решить, причем именно в самом сложном случае: для свободно подвешенного графе-

1)e-mail: kukush@issp.ac.ru

на. Отметим, что помещение графена на диэлектрическую подложку значительно (в разы) уширяет линии неупругого рассеяния света, что значительно затрудняет их детектирование в эксперименте. Таким образом, система двумерных электронов в графене, лежащем на поверхности двуокиси кремния, характеризуется очень большой неоднородностью и беспорядком, что приводит к аномально большому уширению резонансных линий как поглощения, так и неупругого рассеяния света, что ограничивает возможности по изучению свойств плазменных волн. С другой стороны, известно, что для повышения качества электронной системы в графене правильно использовать графеновый монослой, подвешенный на контактах [10, 11]. В этом случае монослой не соприкасается с подложкой, и после его прокаливания в вакууме с помощью электрического тока [12] можно значительно увеличивать проводимость и подвижность электронов (при фиксированной плотности) [13], а также получать значительно более длинные времена релаксации импульса и значительно более узкие резонансные линии.

В нашей предыдущей работе [14] мы продемонстрировали, как методом неупругого рассеяния света можно исследовать свойства магнитоплазменных возбуждений в свободно подвешенном графене, что позволило прямым способом измерить циклотронные энергии электронов и дырок. В настоящей работе методом неупругого рассеяния света мы впервые исследовали свойства плазменных возбуждений в свободно подвешенном графене в нулевом магнитном поле. Измерены зависимости плазменной энергии E_{PL} от концентрации электронов n, а также от волнового вектора q. Показано, что зависимость плазменной энергии от электронной плотности близка к закону $E_{PL} \sim n^{1/4}$. Измерена дисперсия плазменных возбуждений в подвешенном графене с близким затвором и установлено, что в пределе малых волновых векторов плазменная энергия линейно зависит от импульса передачи, а в пределе больших волновых векторов дисперсия описывается законом $E_{PL} \sim q^{1/2}$. Показано, что эффективная диэлектрическая проницаемость, которая входит в закон дисперсии плазменных возбуждений в пределе больших q, не равна 1, как можно было бы ожидать для случая свободно подвешенного графена, а оказывается близкой к 5.

Для измерения спектров неупругого рассеяния света на свободно подвешенном графене (характерный размер структур составлял 10 микрон) мы разработали установку, которая позволяла с помощью криогенной трехкоординатной подвижки находить эти микроструктуры в криостате и проводить исследования в диапазоне температур 1.5–4.2 K. Подробное описание этой установки можно найти в нашей работе [14]. Пространственное разрешение установки составляло 2 микрона. Для фотовозбуждения мы использовали лазер с длиной волны 532 нм, излучение которого через одномодовый световод и асферическую микролинзу фокусировалось в размер 1–2 микрона. Рассеянный свет собирался через световод с диаметром 200 микрон. Конфигурация световодов позволяла изменять величину импульса, передаваемого от света в двумерную систему, в диапазоне $0.4 \cdot 10^5\,\text{см}^{-1}$–$1.1 \cdot 10^5\,\text{см}^{-1}$. Волновой вектор, передаваемый электронной системе от света, задается углами, под которыми направлены к 2Д-плоскости световоды накачки и приема, а также длиной волны света: $q = 2\pi \sin(\theta)/\lambda$, где θ – угол между направлениями лазерной накачки и сбора рассеянного света, а λ – длина волны лазера (схему эксперимента и конфигурацию световодов можно найти на рис. 1 в статье [14]). Точность задания передаваемого импульса определяется апертурой, под которой виден каждый световод, и в нашем эксперименте и эта точность составляла 5–7 % от величины импульса передачи. Спектры неупругого рассеяния света записывались с помощью двойного спектрометра (спектральное разрешение 0.1 мэВ) и CCД-камеры, охлаждаемой до температуры – 90 °C. Структура с подвешенным графеном была изготовлена традиционным методом, описанным ранее [15, 16]. Механически отщепленный кусочек графена с характерным размером 10 микрон наносился на очищенную поверхность структуры Si/SiO_2 (толщина двуокиси кремния составляла 300 нм, а легированная кремниевая подложка служила в качестве затвора). Затем на слой графена наносились два Au/Ti контакта, после чего слой SiO_2 под графеном (часть не закрытая контактами) удалялся с помощью жидкого травления. В результате получался графеновый слой, подвешенный на контактах и удаленный от затвора (легированного кремния) на расстояние 300 нм. Для улучшения структурного качества получившегося образца он отжигался 1 ч при температуре 200 °C в аргоново-водородной смеси, и, кроме того, мы применяли метод прокаливания графенового слоя током в вакууме, который позволял удалять с поверхности подвешенного графена остаточные примеси и дефекты. Для этого через подвешенный графен, помещенный в криостат, в течение 5 мин в вакууме пропускался ток (порядка 2 мА), что приводило к значительному разогреву образца (по оценкам, вплоть до 300–400 °C). После такой процедуры, повторенной несколько раз, подвижность электронов в графене увеличивалась в три раза и при концентрации $2 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ она достигала величины $200000\,\text{см}^2/\text{Вс}$. Концентрацию электронов можно было изменять с помощью напряжения на затворе. Во избежание электростатического разрыва подвешенной структуры (из-за притяжения к затвору) мы ограничивали приложенное напряжение так, что концентрация электронов (и дырок) не превышала $3 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. При больших напряжениях наблюдалось уширение линий, которое свидетельствовало о развивающейся в системе неоднородности.

Зависимость энергии плазменных возбуждений от волнового вектора в общем случае описывается как среднее геометрическое от фермиевской и кулоновской энергий. Этот вывод справедлив в разных электронных системах, и он не зависит, например, от дисперсии носителей заряда. Таким образом, дисперсия плазмонов описывается выражением [17, 18]:

$$E_{PL}^2 \sim [E_F][e^2 q/\epsilon(q)], \qquad (1)$$

где E_{PL} – энергия плазменных возбуждений, E_F – энергия Ферми, $\epsilon(q)$ – диэлектрическая функция, которая описывает экранировку кулоновского взаимодействия и зависит от волнового вектора, а член $e^2 q/\epsilon(q)$ описывает вклад от кулоновской энергии. Поскольку в случае графена $E_F \sim S \cdot P_F \sim n^{1/2}$, то энергия плазмонов должна необычно слабо зависеть от концентрации электронов: $E_{PL} \sim n^{1/4}$ (здесь S – скорость в линейной дисперсии электронов в графене, а P_F – фермиевский импульс). Напомним, что в случае обычных электронных систем (например, квантовых ям в GaAs) с квадратичной дисперсией носителей заряда плазменная энергия зависит от концентрации по закону: $E_{PL} \sim n^{1/2}$.

На рисунке 1 представлены спектры неупругого рассеяния света, измеренные в нулевом магнитном поле для двух значений электронной плотности ($0.9 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ и $3 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$) и при фиксированном значении импульса передачи $q = 0.73 \cdot 10^5\,\text{см}^{-1}$. Видно, что по мере увеличения концентрации электронов линия, отвечающая плазменным возбуждениям, заметно смещается в сторону больших энергий. Для проверки ожидаемой концентрационной зависимости плазменной энергии ($E_{PL} \sim n^{1/4}$) мы построили на рис. 2 зависимость четвертой степени плазменной энергии E_{PL}^4 от электронной плотности. Из этого рисунка видно, что зависимость $E_{PL} \sim n^{1/4}$ вполне хорошо соответствует эксперименту. Небольшое отклонение экспериментальной зависимости от теоретической в области совсем малых концентраций электронов, скорее всего, объясняется перенормировкой электронной дисперсии в пределе малой

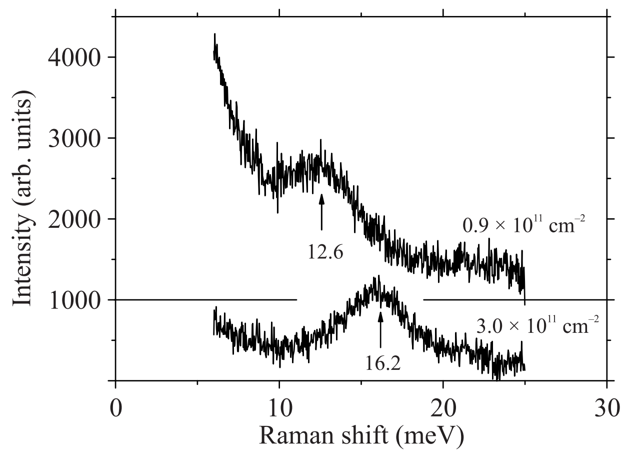

Рис. 1. Спектры неупругого рассеяния света, измеренные в нулевом магнитном поле для двух значений электронной плотности ($0.9 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ и $3 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$) и при фиксированном значении импульса передачи $q = 0.73 \cdot 10^5\,\text{см}^{-1}$. $B = 0\,\text{Тл}$, $T = 1.5\,\text{K}$

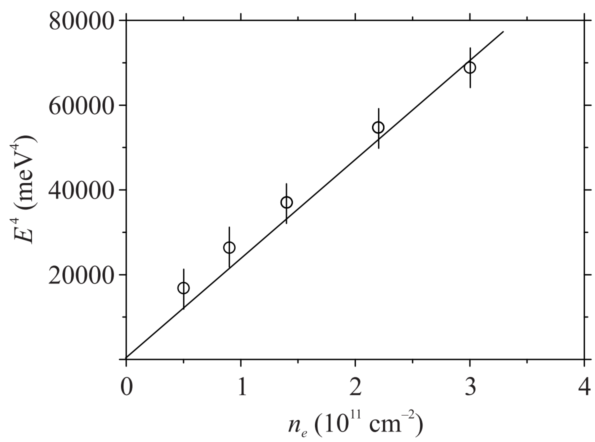

Рис. 2. Зависимость четвертой степени плазменной энергии E_{pl}^4 от электронной плотности, которая иллюстрирует, что функция $E_{PL} \sim n^{1/4}$ вполне хорошо соответствует эксперименту. $q = 0.73 \cdot 10^5\,\text{см}^{-1}$

электронной плотности, которая была обнаружена в нашей работе [14]. В этой работе было установлено, что скорость S не является постоянной величиной, а изменяется на 40–50 процентов при уменьшении концентрации носителей заряда вплоть до $10^{11}\,\text{см}^{-2}$. Таким образом, можно заключить, что зависимость плазменной энергии от электронной плотности в свободно подвешенном графене отвечает зависимости $E_{PL} \sim n^{1/4}$.

Из формулы (1) также следует, что при постоянном значении диэлектрической функции, которая описывает экранировку кулоновского взаимодействия, плазменная энергия корневым образом зависит от волнового вектора: $E_{PL} \sim q^{1/2}$. Этот закон был надежно установлен для всех двумерных электронных систем, включая квантовые ямы в GaAs. Вместе с тем было установлено, что если вблизи 2Д-системы находится металлический затвор, то зависимость диэлектрической функции $\epsilon(q)$ от волнового вектора приводит к линейной дисперсии плазменных возбуждений: $E_{PL} \sim q$. В случае, если 2Д-система лежит на материале с диэлектрической постоянной ϵ_1 и экранируется металлическим затвором, отделенным от электронной системы расстоянием d, то функция $\epsilon(q)$ описывается выражением [17, 19, 20]:

$$\epsilon(q) = (1 + \epsilon_1 \cdot \mathrm{cth}(qd))/2. \tag{2}$$

Из свойств этой функции следует, что при $qd \ll 1$ дисперсия плазмонов является линейной функцией волнового вектора ($E_{PL} \sim q$), а в обратном пределе $qd \gg 1$ плазменная энергия корневым образом зависит от волнового вектора ($E_{PL} \sim q^{1/2}$). На рисунке 3 показана теоретическая зависимость плазменной энергии от волнового вектора $E_{PL}(q)$, рассчитанная по формулам (1) и (2) в случае свободно подвешенного графена, который отделен от металлического затвора расстоянием $d = 300$ нм. Поскольку в нашем случае величина импульса передачи изменялась от $q = 0.49 \cdot 10^5$ см$^{-1}$ до $q = 1.1 \cdot 10^5$ см$^{-1}$, то параметр qd изменялся в диапазоне от 1.2 до 3.6. Из рисунка 3 видно, что при $qd > 1.2$ дисперсия плазменных возбуждений в исследованной нами системе уже практически полностью переходит в режим, в котором плазменная энергия корневым образом зависит от волнового вектора. Таким образом, в условиях, реализованных в нашем эксперименте, следует ожидать корневой зависимости энергии плазменных возбуждений от импульса передачи.

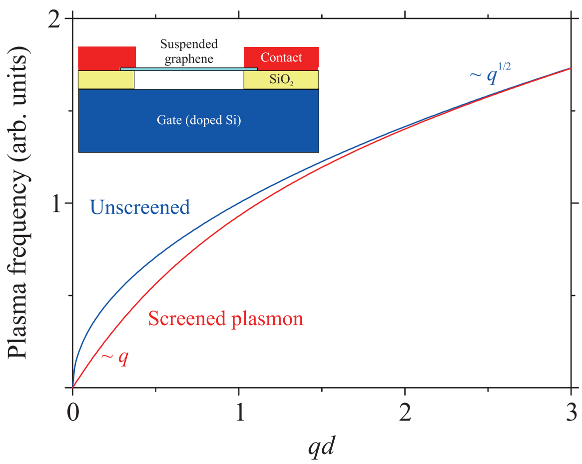

Рис. 3. (Цветной онлайн) Теоретическая зависимость плазменной энергии от волнового вектора $E_{PL}(q)$, рассчитанная по формулам (1) и (2) для случая свободно подвешенного графена, который отделен от металлического затвора расстоянием $d = 300$ нм

На рисунке 4 показано, как в нулевом магнитном поле изменяются спектры неупругого рассеяния света, измеренные в подвешенном графене, измеренные в нулевом магнитном поле при концентрации 2Д-электронов $3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, при вариации импульса передачи: от $q = 0.49 \cdot 10^5$ см$^{-1}$ до $q = 1.1 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. Видно, что в указанном интервале волновых векторов с ростом передаваемого импульса энергия плазменных возбуждений увеличивается от 12.8 до 19.8 мэВ. Зависимость энергии плазмона от импульса передачи представлена на рис. 5 в координатах E_{PL}^2 от q. Из этого рисунка видно, что дисперсия плазменных возбужде-

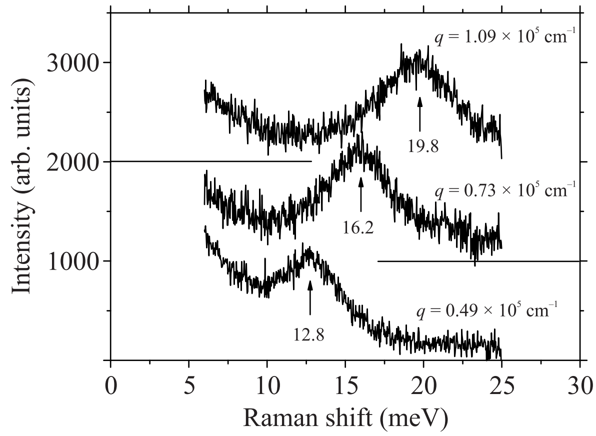

Рис. 4. Спектры неупругого рассеяния света, измеренные при концентрации 2Д-электронов $3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и разных значениях импульса передачи: $q = 0.49 \cdot 10^5$ см$^{-1}$, $q = 0.73 \cdot 10^5$ см$^{-1}$ и $q = 1.09 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. $B = 0$ Тл, $T = 1.5$ К

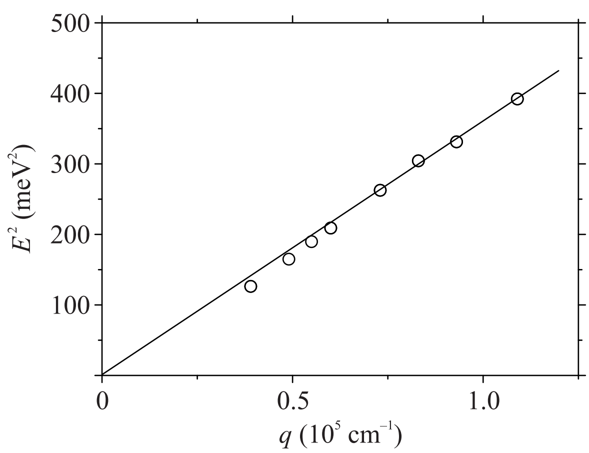

Рис. 5. Зависимость энергии плазмона от импульса передачи, представленная в координатах E_{PL}^2 от q. Концентрация электронов $n = 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

ний отвечает закону $E_{PL} \sim q^{1/2}$ и только в области самых малых импульсов наблюдаемая зависимость отклоняется от корневого закона. Как было показано выше, это отклонение при малых векторах q связано с эффектами экранирования плазменных возбуждений близким металлическим затвором.

Теперь перейдем к рассмотрению абсолютной величины диэлектрической проницаемости, которая определяет эффективность кулоновского экранирования в подвешенном графене. Зная дисперсию плазменных возбуждений $E_{PL}^2 = 2E_F \cdot e^2 q/\epsilon(q)$, можно восстановить зависимость $\epsilon(q)$. На рисунке 6 показана зависимость диэлектрической функции $\epsilon(q)$ от параметра qd, которая была измерена в результате обработки нашего эксперимента, реализованного для максимальной концентрации $3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Аналогичное построение для минимальной концентрации $0.9 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ показывало, что зависимость $\epsilon(qd)$ практически не зависит от концентрации (в этом диапазоне изменения концентраций). Видно, что в пределе больших значений qd функция $\epsilon(q)$ стремится к постоянной величине, однако, в противоречии с формулой (2), абсолютное значение диэлектрической постоянной не равно 1, а оказывается близкой к 5. Таким образом, формулу (2) правильно переписать в виде:

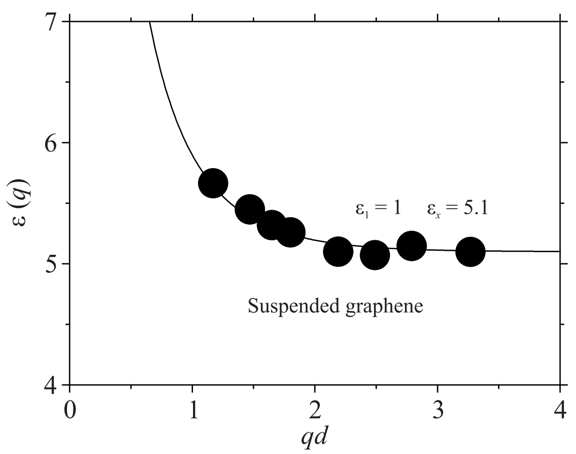

Рис. 6. Зависимость диэлектрической функции $\epsilon(q)$ от параметра qd, которая была измерена в результате обработки нашего эксперимента в случае свободно подвешенного графена. Концентрация электронов $n = 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

$$\epsilon(q) = \epsilon_x \cdot (1 + \epsilon_1 \cdot \mathrm{cth}(qd))/2, \tag{3}$$

где ϵ_x – параметр, который мы ввели для описания полученных экспериментальных результатов ($\epsilon_x = 5.1$). Эта формула выбрана так, что в пределе больших волновых векторов эффективная диэлектрическая проницаемость стремилась к константе ϵ_x, которая должна характеризовать силу эффекта перенормировки диэлектрической проницаемости. Обнаруженное аномально сильное увеличение величины диэлектрической проницаемости позволяет заключить, что в этой работе в свободно подвешенном графене впервые экспериментально обнаружен эффект аномально сильной перенормировки величины эффективной диэлектрической проницаемости. Помещение графена на диэлектрическую подложку значительно маскирует эффект перенормировки величины диэлектрической проницаемости, поскольку добавляется большая величина ϵ, связанная с подложкой. Таким образом, прямые измерения ϵ в свободно подвешенном графене имеют принципиальное значение, поскольку позволяют сравнивать различные теоретические подходы, которые используются для определения величины диэлектрической проницаемости и ее зависимости от частоты. Отметим, что было несколько теоретических работ [18] и [21], в которых оценивалась эффективная диэлектрическая проницаемость одиночного слоя графена, и при этом даже значения ϵ, определенные для нулевой частоты $\epsilon(0)$, полученные в этих работах, существенно отличались друг от друга. Так, в первой работе [18] было получено значение $\epsilon(0) = 4.3$, а во второй работе [21] для статической диэлектрической проницаемости была дана оценка $\epsilon(0) = 6.9$. Таким образом, прямое экспериментальное измерение эффективной диэлектрической проницаемости в случае свободно подвешенного графена представляется принципиально важным и востребованным.

Надо также отметить, что целью настоящей работы является прямое экспериментальное измерение величины эффективной диэлектрической проницаемости ϵ в свободно подвешенном графене в области плазменных частот и сравнение с оценками этой величины, полученными теоретически. Поскольку теоретические оценки диэлектрической проницаемости ϵ в свободно подвешенном графене существенно отличаются и зависят от модели, то авторы не ставили перед собой задачу определить, какая из теоретических моделей оказывается верной, предоставляя это сделать теоретикам.

Отметим только, что в работе [18] было предложено объяснение эффекта перенормировки диэлектрической проницаемости в терминах межзонного вклада в эффективное экранирование кулоновского взаимодействия. Дело в том, что в отличие от стандартных полупроводников, в которых ширина запрещенной зоны является большой, графен представляет собой материал с нулевой шириной запрещенной зоны, и межзонные переходы в графене доминируют по сравнению с обычными широкозонными полупроводниками. В работе [18] был оценен вклад, связанный с межзонными переходами, который приводит к появлению параметра ϵ_x, отличному от 1. Согласно результатам этой работы, $\epsilon_x = 1 + g_s g_v r_S/8$, где параметры $g_s = 2$ и $g_v = 2$ – отвечают степени вырождения по спину и по долинам соответственно, а r_S – безразмерный параметр, равный отношению кулоновской и фермиевской энергий: $r_S = 2\pi e^2/Sh$ (h – постоянная Планка). В подвешенном графене параметр r_S не зависит от электронной плотности и равен 2.13. Таким образом, согласно оценке, полученной в работе [18], величина $\epsilon_x = 4.3$. Это значение ϵ_x хорошо соответствует величине $\epsilon_x = 5.1$, полученной в нашем эксперименте. Резюмируя, можно предположить, что обнаруженная нами в свободно подвешенном графене неожиданно большая перенормировка эффективной диэлектрической проницаемости, может быть связана с большим межзонным вкладом в эффективное экранирование кулоновского взаимодействия.

Финансирование работы. Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # РНФ-22-12-00257).

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

1. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, “The electronic properties of graphene”, Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
2. S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, and E. Rossi, “Electronic transport in two-dimensional graphene”, Rev. Mod. Phys. **83**, 407 (2011).
3. D. N. Basov, M. M. Fogler, A. Lanzara, F. Wang, and Y. Zhang, “Colloquium: Graphene spectroscopy”, Rev. Mod. Phys. **86**, 959 (2014).
4. S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, “Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures”, Phys. Rev. B **28**, R4875 (1983).
5. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons”, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
6. D. Richards, B. Jusserand, H. Peric, and B. Etienne, “Intrasubband excitations and spin-splitting anisotropy in GaAs modulation-doped quantum wells”, Phys. Rev. B **47**, 16 028 (1993).
7. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, S. Dickmann, V. E. Kirpichev, A. B. Van’kov, A. L. Parakhonsky, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Cyclotron spin-flip mode as the lowest-energy excitation of unpolarized integer quantum Hall states”, Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
8. H. Yan, X. Li, Bh. Chandra, G. Tulevski, Y. Wu, M. Freitag, W. Zhu, Ph. Avouris, and F. Xia, “Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks”, Nat. Nanotechnol. **7**, 330 (2012).
9. S. Huang, C. Song, G. Zhang, and H. Yan, “Graphene plasmonics: Physics and potential applications”, Nanophotonics **6**, 1191 (2017).
10. J. C. Meyer, A. K. Geim, M. I. Katsnelson, K. S. Novoselov, T. J. Booth, and S. Roth, “The structure of suspended graphene sheets”, Nature **446**, 60 (2007).
11. X. Du, I. Skachko, A. Barker, and E. Y. Andrei, “Approaching ballistic transport in suspended graphene”, Nat. Nanotechnol. **3**, 491 (2008).
12. J. Moser, A. Barreiro, and A. Bachtold, “Current-induced cleaning of graphene”, Appl. Phys. Lett. **91**, 163513 (2007).
13. K. I. Bolotina, K. J. Sikes, Z. Jiang, M. Klima, G. Fudenberg, J. Hone, P. Kim, and H. L. Stormer, “Ultrahigh electron mobility in suspended graphene”, Solid State Commun. **146**, 351 (2008).
14. В. И. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, “Магнитоплазменные возбуждения и эффект перенормировки скорости электронов и дырок в подвешенном графене, исследованные методом неупругого рассеяния света”, Письма в ЖЭТФ **104**, 32, (2016) [V. I. Kukushkin, V. E. Kirpichev, and I. V. Kukushkin, “Magnetoplasma excitations and the effect of electron and hole velocity renormalization in free-hanging graphene studied by Raman scattering”, JETP Lett. **104**, 37 (2016)].
15. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, “Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene”, Nature **438**, 197 (2005).
16. Y. B. Zhang, Y. W. Tan, H. L. Stormer, and P. Kim, “Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry’s phase in graphene”, Nature **438**, 201 (2005).
17. А. В. Чаплик, “Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности”, ЖЭТФ, **62**, 746 (1972) [A. V. Chaplik, “Possible crystallization of charge carries in low-density inversion layers”, JETP **35**, 395 (1972)].
18. E. H. Hwang and S. Das Sarma, “Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene”, Phys. Rev. B **75**, 205418 (2007).

19. В. А. Волков, С. А. Михайлов, "Краевые магнитоплазмоны: низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородной двумерной электронной системе", ЖЭТФ **94**, 217 (1988) [V. A. Volkov and S. A. Mikhailov, "Edge magnetoplasmons: low frequency weakly damped excitations in inhomogeneous two-dimensional electron systems", JETP **67**, 1639 (1989)].
20. A. V. Chaplik, "Absorption and emission of electromagnetic waves by two-dimensional plasmons", Surf. Sci. Rep. **5**, 289 (1985).
21. J. Fang, W. G. Vandenberghe, and M. V. Fischetti, "Microscopic dielectric permittivities of graphene nanoribbons and graphene", Phys. Rev. B **94**, 045318 (2016).