

Корреляционная кулоновская щель при магнитотуннелировании между слоями графена¹⁾

Ю. Н. Ханин⁺, Е. Е. Вдовин⁺, С. В. Морозов⁺, К. С. Новоселов^{*2)}

⁺Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Institute for Functional Intelligent Materials, National University of Singapore, Building S9, 4 Science Drive 2, 117544 Singapore

Поступила в редакцию 21 июня 2023 г.

После переработки 2 августа 2023 г.

Принята к публикации 3 августа 2023 г.

Обнаружено сильное подавление равновесного магнитотуннелирования в гетероструктуре графен/*hBN*/графен, обусловленное корреляционной кулоновской щелью в туннельной плотности состояний. Сравнение подавления равновесной туннельной проводимости G_0 в сильном магнитном поле при понижении температуры и зависимости ширины наблюдаемой щели Δ от величины фактора заполнения уровней Ландау ν с результатами аналогичных экспериментов в GaAs гетероструктурах показало их качественное подобие и подтвердило нашу гипотезу о природе эффекта. При этом, однако, полученная нами величина Δ значительно превосходит измеренные во всех предыдущих работах в полупроводниковых гетероструктурах, что связано, вероятно, с большим масштабом циклотронных энергий в графене по сравнению с GaAs в интервале нижних уровней Ландау.

DOI: 10.31857/S1234567823180088, EDN: wsdvxi

Изучение многочастичных корреляционных эффектов в полупроводниковых туннельных гетероструктурах с двумя параллельными слоями двумерного электронного газа (ДЭГ) уже давно привлекает внимание исследователей. Так, в полупроводниковых GaAs/AlAs гетероструктурах с параллельными слоями ДЭГ уже около 30 лет назад экспериментально были обнаружены проявления сильнокоррелированной электронной жидкости в слоях ДЭГ в магнитном поле, которые приводили к формированию кулоновской щели в туннельной плотности состояний и подавлению туннелирования между слоями [1–3]. Такая кулоновская щель при переходах электронов между двумя сильнокоррелированными слоями ДЭГ обусловлена необходимостью дополнительных затрат энергии на извлечение электрона из одного слоя и встраивание в другой. Суммарные затраты энергии этих процессов определяются кулоновским взаимодействием электронов внутри ДЭГ и составляют величину образующейся энергетической щели Δ .

Многочастичные теории такой щели [4–6], появившиеся в тот же период, предсказывают, что при фиксированном факторе заполнения $\nu < 1$ ее величина составляет $\Delta \approx 0.4e^2/4\pi\epsilon l_B$, где $l_B =$

$= (\hbar/eB)^{1/2}$ – магнитная длина, или если электронная жидкость образует решетку, подобную кристаллу Вигнера [7, 8], $\Delta \approx e^2/4\pi\epsilon a$, где $a = 1/(n\pi)^{1/2}$ – расстояние между электронами внутри слоя. Были также представлены теории щели в слабых магнитных полях (при больших $\nu \gg 1$) [9–12], которые, однако, так и не смогли дать удовлетворительного описания магнитопольных зависимостей $\Delta(B)$ из экспериментов [2, 3]. При этом в эксперименте [2] получена эмпирическая зависимость $\Delta \approx A\hbar\omega_c$ (где $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*$ – циклотронная энергия, A – константа), которая вполне согласуется и с предсказаниями различных теорий [9–12]. В представленной здесь работе это соотношение использовалось для сравнения щелей в графене и GaAs.

Открытие графена и появление вандерваальсовых гетероструктур придало новый импульс к исследованиям корреляционных эффектов. В графеновых гетероструктурах наблюдение туннельной щели из-за внутрислойной кулоновской корреляции было впервые упомянуто в работе [13], но это осталось без доказательств, вероятно, вследствие того, что фокус этой работы был направлен на исследование гигантского усиления туннельной проводимости из-за межслойной корреляции. Затем в работе [14] была обнаружена и изучена корреляционная кулоновская щель при магнитотуннелировании между графеновыми слоями через локализованное состояние в *hBN* барьере, где эксперимент осложнялся возмож-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: vdov62@yandex.ru

ным влиянием заряда на этом локализованном состоянии как на процесс туннелирования, так и на формирование и корректность измерения величины щели. Дополнительной трудностью интерпретации эксперимента в [14] являлось наблюдение щели только при туннельных переходах между уровнями Ландау (УЛ) с различными индексами вследствие особенностей дизайна структуры.

В данной же работе сообщается об обнаружении и изучении корреляционной кулоновской щели при прямом (без участия промежуточных состояний) туннелировании между слоями графена в графен/*hBN*/графен гетероструктуре с двумя затворами, что избавило нас, таким образом, от проблем эксперимента [14] и позволило корректно изучить формирование щели и напрямую измерить ее величину Δ . Для реализации возможности туннельных переходов между слоями графена при относительно малых энергиях без участия промежуточных состояний в нашем эксперименте использовались гетероструктуры с высокой степенью углового согласования $\sim 2^\circ$ графеновых слоев. Сравнение особенностей температурного поведения обнаруженного нами эффекта, таких как инверсия температурной зависимости равновесной проводимости с уменьшением фактора заполнения уровней Ландау (УЛ) ν и ее активационный характер при малых ν , с результатами аналогичных экспериментов в GaAs показывает их качественное подобие и подтверждает нашу интерпретацию природы эффекта. Обнаруженный рост величины щели с уменьшением ν также согласуется с ранними результатами для полупроводниковых систем. Однако характерные параметры и зависимости щели количественно сильно отличаются от измеренных в полупроводниковых системах. Так, величина Δ значительно превосходит величины, измеренные во всех этих работах, что связано, вероятно, с большим масштабом циклотронных энергий в графене по сравнению с GaAs в актуальном интервале УЛ, а также с возможным влиянием межслоевого кулоновского взаимодействия электронов [12, 15].

Исследовавшийся образец изучался нами ранее в работах [16, 17] и представлял собой вертикальную вандерваальсовскую гетероструктуру, получаемую путем механического расслоения и переноса слоев графена и *hBN*. Схематическое изображение основных слоев структуры и измерительной цепи показаны на рис. 1, микрофотография и подробное описание образца даны на рис. S1 дополнительных материалов. Слои графена были кристаллографически взаимно сориентированы, угловое рассогласование кристаллографических решеток слоев верхнего

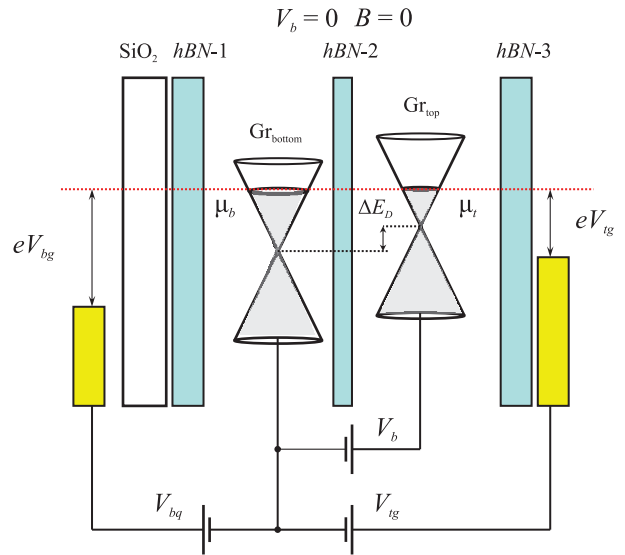


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема равновесного туннелирования между монослоями графена, где конусами Gr_{top} и Gr_{bottom} обозначены верхний и нижний монослои графена, *hBN*-1, *hBN*-2 и *hBN*-3 – нижний подзатворный, туннельный и верхний слой нитрида бора соответственно, SiO_2 – основной диэлектрический слой нижнего затвора, μ_t и μ_b – химические потенциалы в верхнем и нижнем слоях. Энергетический сдвиг дираковских точек, зависящий от V_{tg} , V_{bg} и V_b , обозначен как ΔE_D

и нижнего листов графена составляло $\sim 2^\circ$, а площадь их пересечения $\sim 25 \text{ мкм}^2$. Приложение магнитного поля B , перпендикулярного плоскости графеновых слоев, приводит к квантованию движения электронов в плоскости слоев и формированию неэквидистантных УЛ, графически представляющих собой окружности на поверхности дираковских конусов (см. рис. 2), энергетический спектр которых описывается выражением $E_N = \pm v_F (2e\hbar|N| \cdot B)^{1/2}$, где $N = 0, \pm 1, \pm 2$, а v_F – скорость Ферми. Приложение напряжений к верхнему и нижнему затворам (V_{tg} и V_{bg}) приводит к изменениям химических потенциалов μ_t и μ_b и последовательному заполнению/опустошению УЛ в слоях. Сдвигающее напряжение V_b изменяет взаимное расположение дираковских конусов по энергии, и в случае совпадения заполненного и пустого УЛ открывается возможный канал для резонансно-туннельного тока. Строго говоря, условию резонанса между УЛ с сохранением энергии и импульса соответствует пересечение заполненного и пустого УЛ в k -пространстве, что нельзя отразить на представленной упрощенной схеме туннелирования. Детально туннелирование между УЛ в двух слоях графена, разделенных туннельным барьером, описано в работе [18]. Изменение напряже-

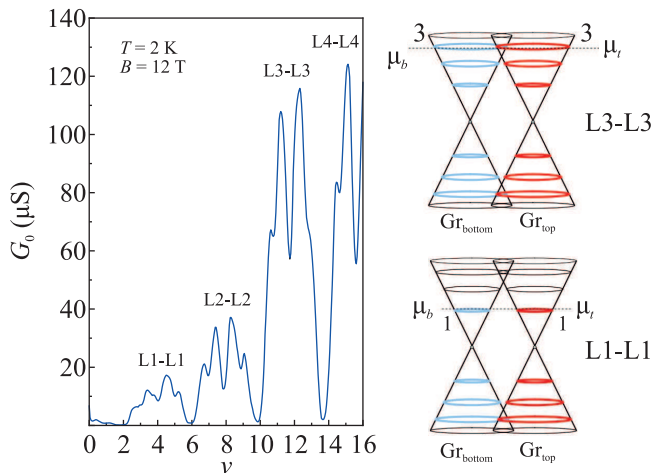


Рис. 2. (Цветной онлайн) Сечение карты равновесной проводимости при $B = 12$ Тл по линии равенства концентраций, $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}}$. На вставках справа показаны схемы туннельных переходов между уровнями Ландау верхнего и нижнего монослоев графена L3-L3 (вверху) и L1-L1 (внизу)

ния V_b и контроль за V_{tg} и V_{bg} давали в результате возможность наблюдать последовательность особенностей на ВАХ, соответствующих туннельным резонансам между отдельными УЛ в верхнем и нижнем слоях. Поддерживая же значение $V_b = 0$ и изменяя V_{tg} и V_{bg} , были построены трехмерные карты равновесной (т.е. вблизи $V_b = 0$) туннельной проводимости данных гетероструктур (см. карту для $B = 12$ Тл на рис. S2 дополнительных материалов). Идеальным инструментом для изучения проявлений коллективных эффектов в туннельных гетеросистемах являются эксперименты по измерению равновесной межслоевой туннельной проводимости в магнитном поле при условии поддержания равенства концентраций электронов в слоях, между которыми происходит туннелирование, с помощью верхнего и нижнего затворов. Соблюдение этих условий является критически важным для наблюдения и корректного измерения параметров корреляционной кулоновской щели в туннельной плотности состояний, как было показано ранее в экспериментальных работах с GaAs гетероструктурами [1, 2], где ранее была обнаружена кулоновская щель, поскольку в случае дисбаланса концентраций электрическое поле в барьере будет значительно усложнять интерпретацию величин измеряемых параметров щели. Именно такие измерения межслоевой туннельной проводимости при поддержании равенства концентраций электронов в графеновых слоях с помощью управления затворными напряжениями и составляют основу данной работы. Карты проводимости были построены с помощью мо-

дуляционной методики с амплитудой модулирующего напряжения 0.1–1 мВ на частоте 27 Гц. Измерения проводились при температурах 1.8–50 К. В отличие от предыдущих исследований [16, 17] здесь нами измерялись также и зависимости величины туннельного тока от напряжения смещения $I - V_b$ (или $dI/dV_b - V_b$) в условиях совпадения концентраций электронов верхнего и нижнего графенов вблизи нулевого смещения, т.е. при $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}}$ и $V_b = 0$.

На рисунке 2 показана зависимость равновесной туннельной проводимости от величины фактора заполнения $\nu = n_s h / e B$, где n_s – плотность двумерного газа, полученного из сечения экспериментальной карты в координатах V_{tg} и V_{bg} при $B = 12$ Тл. Это сечение карты по линии равенства концентраций, $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}}$, обозначено пунктирной линией на рис. S2 дополнительных материалов, приблизительно отвечающей соотношению $V_{tg} = 0.4 + 0.083 V_{bg}$. Каждая особенность, соответствующая переходу между УЛ с одинаковыми индексами, расщеплена на 4 пика. Величина расщепления для всех измеренных особенностей для $B = 12$ Тл лежит в интервале 7–9 мэВ. Такое расщепление обусловлено снятием спинового и долинного вырождения УЛ в сильном магнитном поле [17, 19–21]. Рост амплитуды резонансных особенностей с увеличением ν в слоях обусловлен как естественным ростом прозрачности туннельного барьера, так и запретом на туннельные переходы между нижними УЛ с сохранением продольной слоям компоненты импульса, поскольку вследствие даже небольшой угловой разориентации графеновых слоев дираковские конусы разнесены в k -пространстве и начинают пересекаться только при определенной энергии. По нашим оценкам, для угловой разориентации графеновых слоев приблизительно в 2° эта энергия составляет примерно 150–200 мэВ и соответствует переходам между УЛ с индексами 3-3 в $B = 12$ Тл. На рисунке 2 показаны схемы возможных переходов между УЛ с номерами L1-L1 и L3-L3 в нашем образце в $B = 12$ Тл, из которых видно, что если для УЛ L3-L3 соответствующие орбитали, представленные в виде окружностей на поверхности конусов на рис. 2, пересекаются в k -пространстве и тогда возможны переходы между ними с сохранением как энергии, так и продольной слоям компоненты импульса, то туннелирование между меньшими по номеру уровнями Ландау в 12 Тл возможно только с участием фононов [22] или же благодаря рассеянию на интерфейсе графен/ hBN .

На рисунке 3 представлены две $I - V_b$ характеристики нашего образца при $B = 12$ Тл, $T = 2$ К и таких значениях V_{tg} и V_{bg} , чтобы выполнялось

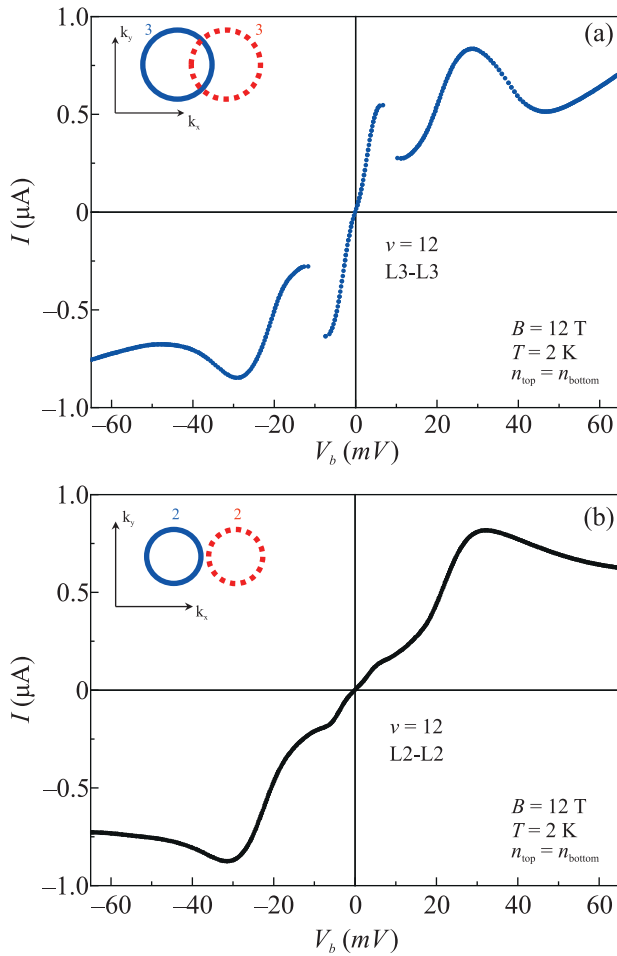


Рис. 3. (Цветной онлайн) $I - V_b$ характеристики образца при $B = 12$ Тл, $T = 2$ К в условиях равенства концентраций $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}}$ при $V_b = 0$. (a) – $\nu = 12$ и $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 3.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; (b) – $\nu = 8$ и $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 2.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $V_b = 0$. На вставках схематически показаны орбитали уровней Ландау в k -пространстве, соответствующие туннельным переходам между УЛ L3-L3 (a) и L2-L2 (b) при $V_b = 0$ в магнитном поле $B = 12$ Тл для образца с разориентацией кристаллических решеток верхнего и нижнего листов графена, равной приблизительно 2°

условие равенства концентраций $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}}$ при $V_b = 0$. Кривая на рис. 3а соответствует $\nu = 12$ и $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 3.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а кривая на рис. 3б – $\nu = 8$ и $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 2.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $V_b = 0$. Зависимость $I - V_b$ на рис. 3а демонстрирует традиционную для резонансного туннелирования форму с максимумами тока при $V_b \approx \pm 7$ мВ и следующими за ними областями отрицательной дифференциальной проводимости. Большое отношение пикового тока к долинному $I_{\text{peak}}/I_{\text{valley}} \sim 2$, по аналогии с традиционным резонансным туннелированием, свидетельствует о высокой степени сохранения импуль-

са при переходах между УЛ [16] и таким образом подтверждает нашу оценку, что при угловой разориентации листов графена $\sim 2^\circ$ орбитали, соответствующие туннельному переходу между УЛ L3-L3 в магнитном поле $B = 12$ Тл, будут пересекаться в k -пространстве (см. вставку к рис. 3а). При дальнейшем увеличении напряжения смещения увеличивается “окно проводимости” и становится возможным одновременное туннелирование как через УЛ с большими индексами, так и туннелирование с участием фононов [18, 22], что и вызывает рост тока и широкий пик вблизи $V_b \sim 30$ мВ. Однако зависимость $I - V_b$ на рис. 3б, соответствующая туннелированию между УЛ L2-L2 при малых напряжениях смещения не имеет области отрицательной дифференциальной проводимости, что указывает на преимущественно неупругие процессы переходов электронов между этими уровнями и, таким образом, также подтверждает нашу оценку. На основании этого, для исключения влияния неупругих процессов и упрощения интерпретации наблюдаемых эффектов здесь мы сосредоточимся на переходах L3-L3.

С понижением температуры при туннелировании между УЛ L3-L3 в больших магнитных полях на зависимостях $dI/dV_b - V_b$ проявляется провал вблизи $V_b = 0$. На рисунке 4а показаны такие зависимости для $\nu = 12$, $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 3.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 15$ К (красная кривая) и 2 К (синяя кривая), в магнитном поле $B = 12$ Тл. Ширина провала при температуре 2 К и $B = 12$ Тл, измеряемая как расстояние между максимумами проводимости, составляла $\Delta \approx 6$ мВ, и он полностью замыкается с ростом температуры до ~ 15 К. При этом, на зависимостях $dI/dV_b - V_b$ при тех же значениях концентраций в малых магнитных полях провал отсутствовал (см., например, рис. 4б). Кроме того, температурное поведение зависимостей на рис. 4а и б принципиально различно: при наличии провала рост температуры приводит к увеличению туннельной проводимости вблизи $V_b = 0$, а в его отсутствие – к падению проводимости и традиционному температурному размытию резонанса из-за уширения УЛ. Таким образом, уже можно заключить, что, аналогично [1–3], в исследуемой графеновой гетеросистеме подавление равновесной туннельной проводимости так же имеет магнитополевую природу. Более того, как будет показано далее, наблюдаемый эффект подавления магнитотуннелирования обусловлен проявлением кулоновской щели в туннельной плотности состояний вследствие образования коррелированных коллективных состояний в ДЭГ графеновых слоев. А поскольку на данный момент нет теории такой кулоновской щели

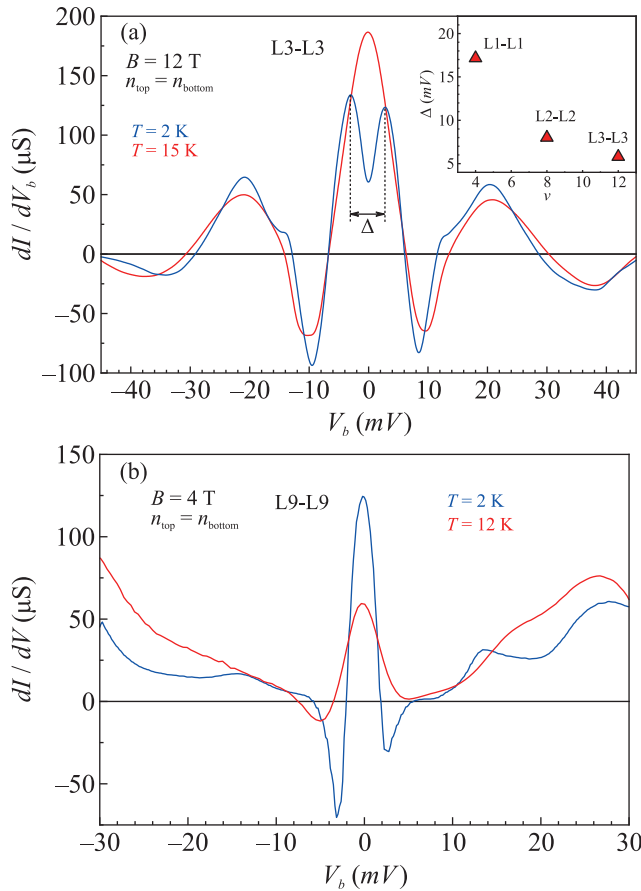


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – $dI/dV_b - V_b$ зависимости для $\nu = 12$, $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 3.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 15 \text{ К}$ (красная кривая) и 2 К (синяя кривая), в магнитном поле $B = 12 \text{ Тл}$; на вставке показаны величины щели Δ для переходов L1-L1, L2-L2, L3-L3; (б) – $dI/dV_{\text{bias}} - V_{\text{bias}}$ зависимости для $\nu = 36$, $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \sim 3.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 15 \text{ К}$ (красная кривая) и 2 К (синяя кривая), в магнитном поле $B = 4 \text{ Тл}$

для графеновых гетероструктур, мы будем строить доказательство природы наблюдаемого нами эффекта на основе сравнения полученных данных с результатами экспериментов по наблюдению щели в GaAs гетероструктурах [1–3], которые наиболее близки по экспериментальной реализации и методам и, поэтому, дают возможность наиболее прямого сравнения данных. Измеренное нами значение ширины щели $\Delta \approx 6 \text{ мВ}$ для $\nu = 12$, $n_{\text{top}} = n_{\text{bottom}} \approx 3.46 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в $B = 12 \text{ Тл}$ значительно превышает результаты, полученные при сопоставимых значениях ν в [2], и сравнивается только с ширинами щели, измеренными в [1–3] в ультраквантовом пределе для $\nu < 1/2$. Поскольку все ранние работы в GaAs системах показали, что величина щели описывается зависимостью вида $\Delta \approx A\hbar\omega_c$, где $\hbar\omega_c$ – циклотронная энер-

гия и A – константа [1, 2, 9–12], и, предполагая одинаковый механизм образования щели в GaAs и графене, можно полагать, что отличие измеренной нами Δ от GaAs обусловлено значительной разницей циклотронных масс m_c [23] и, следовательно, величин $\hbar\omega_c = \hbar eB/m_c$ в GaAs и графене, в интервале нескольких нижних УЛ. Так же не стоит исключать возможное влияние на величину Δ и межслоевого кулоновского взаимодействия электронов [12, 15].

Интерпретация щели в предыдущих работах [1–3] с GaAs структурами основана на том, что величина Δ составляется из вкладов затрат энергии на “вырывание” электрона из одного слоя коррелированного ДЭГ и встраивания его в другой слой, и величина Δ при этом растет с уменьшением ν . Отсюда, естественно, следует, что Δ для туннельных переходов между УЛ с разными (соседними) индексами, например Δ_{12} , будет иметь промежуточное значение между Δ_{11} и Δ_{22} , т.е. $\Delta_{22} < \Delta_{12} < \Delta_{11}$, что и наблюдается при сравнении измеренных здесь величин Δ_{11} и Δ_{22} (см. вставку к рис. 4а) с Δ_{12} из эксперимента [14].

По аналогии с [1–3] мы исследовали температурное поведение равновесной туннельной проводимости $G_0 = dI/dV_b$ при $V_b = 0$, которое позволяет однозначно определить наличие/отсутствие энергетического зазора при туннелировании. Зависимости $G_0 = dI/dV_b$ при $V_b = 0$ от температуры для переходов L9-L9 и L3-L3 при $B = 4$ и 12 Тл , соответственно, представленные на рис. 5а, демонстрируют противонаправленное движение в интервале низких температур вплоть до $T \sim 10 \text{ К}$: если в случае L9-L9 проводимость плавно падает с ростом T во всем интервале температур, отражая обычное уширение УЛ, то для перехода L3-L3 равновесная туннельная проводимость сначала растет до $T \sim 10 \text{ К}$, отражая замытие туннельной щели температурой, а затем начинает медленное падение, отражая обычное уширение УЛ. Рисунок 5б представляет собой ту же зависимость G_0 ($V_b = 0$) при $B = 12 \text{ Тл}$ при туннелировании между УЛ L3-L3, только построенную от обратной температуры $1/T$, и проявляет активационное поведение G_0 при низких температурах, аналогично [1–3]. Активационный характер поведения равновесной проводимости явно указывает на наличие щели в туннельной плотности состояний. Полученная при этом величина энергии активации $E_a \sim 0.68 \text{ мэВ}$ приблизительно на порядок меньше, чем ширина щели Δ , измеренная из графика на рис. 4а. Подобное отношение $\Delta/E_a \approx 14\text{--}20$ уже наблюдалось как в GaAs гетероструктурах с двойными квантовыми ямами [1–3], так и графеновых структурах [14] и было объяснено тем, что энергия активации определяется не вели-

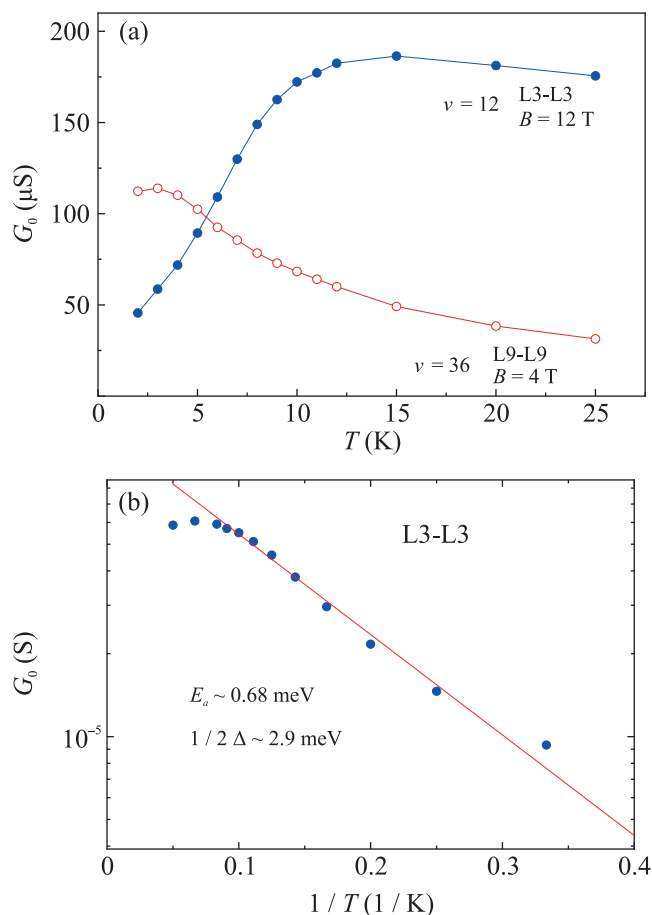


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $G_0 = dI/dV_b$ при $V_b = 0$ от температуры для переходов L9-L9 при $B = 4$ Тл (красная) и L3-L3 при $B = 12$ Тл (синяя); (b) – Зависимость G_0 при $\nu = 12$, $B = 12$ Тл для перехода L3-L3 от обратной температуры $1/T$

чиной щели Δ , а скорее гораздо меньшей характеристической энергией коллективных возбуждений системы [24, 25]. Аналогичное подавление равновесной туннельной проводимости с понижением температуры наблюдались нами также и при переходах L2-L2 и L1-L1 (см. рис. S4 дополнительных материалов), но как отмечено выше, в данной работе мы сфокусируемся на переходах L3-L3 с сохранением параллельной слоям компоненты импульса.

В заключение важно отметить, что хотя все переходы L1-L1, L2-L2 и L3-L3 демонстрируют расщепление УЛ из-за снятия вырождения, как видно из рис. 2, любое из сечений карты на рис. S3 вдоль V_b показывает также и наличие провала проводимости в окрестности $V_b = 0$, что означает одновременное сосуществование двух этих эффектов – реальных щелей в плотности состояний из-за расщепления УЛ и

кулоновской “псевдощели” в туннельной плотности состояний.

Таким образом, было обнаружено резкое подавление проводимости в окрестности $V_b = 0$ магнитным полем при туннелировании в гетероструктурах графен/ hBN /графен и активационный характер температурной зависимости равновесной проводимости, который мы связываем с корреляционной кулоновской щелью в туннельной плотности состояний. Рост величины щели Δ с уменьшением ν также согласуется с ранними результатами для полупроводниковых систем. При этом, однако, полученная величина Δ значительно превосходит измеренные во всех предыдущих работах, что связано, вероятно, с большим масштабом циклотронных энергий в графене по сравнению с GaAs в интервале нижних УЛ и согласуется с результатами [14].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 23-12-00115).

1. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **69**, 3804 (1992).
2. N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield, K. M. Brown, G. A. Jones, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **54**, 10614 (1996).
3. T. Reker, Y. C. Chung, H. Im, P. C. Klipstein, R. J. Nicholas, and H. Shtrikman, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 5561 (2002).
4. S.-R. E. Yang and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **70**, 4110 (1993).
5. Y. Hatsugai, P.-A. Bares, and X. G. Wen, Phys. Rev. Lett. **71**, 424 (1993).
6. S. He, P. M. Platzman, and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **71**, 777 (1993).
7. P. Johansson and J. M. Kinaret, Phys. Rev. Lett. **71**, 1435 (1993).
8. P. Johansson and J. M. Kinaret, Phys. Rev. B **50**, 4671 (1994).
9. I. L. Aleiner, H. U. Baranger, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **74**, 3435 (1995).
10. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **52**, 11 296 (1995).
11. M. M. Fogler, A. A. Koulakov, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B **54**, 1853 (1996).
12. L. S. Levitov and A. V. Shytov, arXiv <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/9507058> (1995).
13. K. A. Lin, N. Prasad, G. W. Burg, B. Zou, K. Ueno, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. H. MacDonald, and E. Tutuc, Phys. Rev. Lett. **129**, 18701 (2022).
14. E. E. Vdovin, M. T. Greenaway, Y. N. Khanin, S. V. Morozov, O. Makarovskiy, A. Patane, A. Mishchenko, S. Slizovskiy, V. Fal'ko,

- A.K. Geim, K.S. Novoselov, and L. Eaves, Commun. Phys. **6**, Article number 159 (2023); <https://doi.org/10.1038/s42005-023-01277-y>.
15. J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **74**, 1419 (1995).
16. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, А. Мищенко, Ж. С. Ту, А. Козиков, Р. В. Горбачев, К. С. Новоселов, Письма в ЖЭТФ **104**(5), 342 (2016).
17. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, И. А. Ларкин, О. Макаровский, Ю. А. Склочева, А. Мищенко, Ю. Б. Ванг, А. Козиков, Р. В. Горбачев, К. С. Новоселов, Письма в ЖЭТФ **107**(4), 243, (2018).
18. M. T. Greenaway, E. E. Vdovin, A. Mishchenko, O. Makarovskiy, A. Patane, J. R. Wallbank, Y. Cao, A. V. Kretinin, M. J. Zhu, S. V. Morozov, V. I. Fal'ko, K. S. Novoselov, A. K. Geim, T. M. Fromhold, and L. Eaves, Nat. Phys. **11**(12), 1057 (2015).
19. Y. Zhang, Z. Jiang, J. P. Small, M. S. Purewal, Y. W. Tan, M. Fazlollahi, J. D. Chudow, J. A. Jaszczak, H. L. Stormer, and P. Kim, Phys. Rev. Lett. **96**, 136806 (2006).
20. C. R. Dean, A. F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K. L. Shepard, and J. Hone, Nat. Nanotechnol. **5**, 722 (2010).
21. G. L. Yu, R. Jalilb, B. Belle, A. S. Mayorov, P. Blake, F. Schedin, S. V. Morozov, L. A. Ponomarenko, F. Chiappini, S. Wiedmann, U. Zeitlerd, M. I. Katsnelson, A. K. Geim, K. S. Novoselov, and D. C. Elias, PNAS **110**, 3282 (2013).
22. E. E. Vdovin, A. Mishchenko, M. T. Greenaway, M. J. Zhu, D. Ghazaryan, A. Misra, Y. Cao, S. V. Morozov, O. Makarovskiy, T. M. Fromhold, A. Patane, G. J. Slotman, M. I. Katsnelson, A. K. Geim, K. S. Novoselov, and L. Eaves, Phys. Rev. Lett. **116**, 186603 (2016).
23. R. S. Deacon, K.-C. Chuang, R. J. Nicholas, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, Phys. Rev. B **76**, 081406 (2007).
24. P. Johansson and J. M. Kinaret, Phys. Rev. Lett. **71**, 1435 (1993).
25. R. Haussmann, Phys. Rev. B **53**, 7357 (1996).