

07

Макроскопические квантовые явления в условиях осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы кремниевой наносандвич-структуры

© М.А. Фомин,¹ П.А. Головин,¹ Л.Е. Клячкин,¹ А.М. Маляренко,¹ А.К. Емельянов,² Н.Т. Баграев¹

¹ Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Научно-исследовательский центр „Курчатовский Институт“ — ПИЯФ,
188300 Гатчина, Ленинградская обл., Россия
e-mail: fomin.makseem@gmail.com

Поступило в Редакцию 22 февраля 2024 г.

В окончательной редакции 4 июля 2024 г.

Принято к публикации 15 июля 2024 г.

Изучена роль олигонуклеотидов ДНК в квантовом транспорте носителей с помощью краевых каналов кремниевой наносандвич-структуры. Были обнаружены макроскопические квантовые эффекты в рамках квантового аналога эффекта электромагнитной индукции Фарадея, демонстрирующие взаимосвязь характеристик квантовой интерференции, возникающей в краевых каналах с участием биомолекулы. В частности, был продемонстрирован фрактальный характер квантовой интерференции в зависимостях продольной и поперечной лестниц проводимости наносандвич-структуры в условиях осаждения олигонуклеотида ДНК на поверхность краевых каналов.

Ключевые слова: квантовая интерференция, идентификация ДНК, квантовый эффект Холла, осцилляции Шубникова–де Гааза, квантовая лестница проводимости, электромагнитная индукция Фарадея.

DOI: 10.61011/JTF.2024.09.58682.44-24

Введение

В своей лекции „There’s Plenty of Room at the Bottom: An Invitation to Enter a New Field of Physics“ в 1959 г. Ричард Фейнман предположил, что возможно механически перемещать одиночные атомы при помощи манипулятора соответствующего размера, по крайней мере, такой процесс не противоречил бы известным на тот момент физическим законам [1]. Тогда он рассматривал данный подход как более мощную форму синтетической химии, однако сама идея получения и использования наноразмерных частиц в различных приложениях была подхвачена учеными и принята к реализации. Так, ближе к концу XX века появилась область науки о нанотехнологиях.

Как известно, явление квантовой интерференции проявляется во многих квантовых макроскопических эффектах. С этой точки зрения ее свойства можно изучать с использованием субатомных объектов, в роли которого может выступить биообъект соответствующих размеров, например: бактерии — их размер колеблется в диапазоне 0.1–10 μm , соответствующий мезоскопическому масштабу; вирусы — обычно 10–200 nm, это верхний нанометровый диапазон; белки — от 4 до 5 nm, нижний нанодиапазон; ДНК — двойная спираль диагонально порядка 2 nm и межнуклеотидным расстоянием 0.34 nm (рис. 1), где нуклеотид — это „строительный блок“ нуклеиновых кислот (ДНК, РНК), которые бывают 4 видов и состоят из азотистой базы, пентозы и фосфатной

группы [2]. Последовательность нуклеотидов называется олигонуклеотидом, а его длина — длиной персистенции. В то время как ширина олигонуклеотида фиксирована, его длина может быть любой, в зависимости от количества пар оснований (так называется пара нуклеотидов с каждой из спиралей, соединенных между собой водородной связью по принципу комплементарности) в нем.

Таким образом, больше всего на роль вспомогательных квантово-размерных частиц из биообъектов подходит ДНК, размеры которой к тому же можно варьировать, синтезируя олигонуклеотиды различной длины. Тут следует отметить, что изучение поведения биообъекта на поверхности двумерной электронной системы интересно как с точки зрения исследования его вклада в параметры наблюдаемых квантовых макроскопических явлений, так и особенностей самой биомолекулы.

В то же время существует необходимость в создании альтернативного метода секвенированию ДНК — технологии понуклеотидной расшифровки первичной структуры ДНК. Последние годы молекулярная диагностика и науки о жизни быстро развивались во многом благодаря созданию новых методов обнаружения нуклеиновых кислот. В первую очередь главным итогом технологического прогресса стало создание и развитие методов секвенирования нового поколения [3–8], базирующихся на применении физических принципов исследований, в первую очередь — это детектирование отклика от модифицированного флуоресцентной или радиоактивной меткой нуклеотида. На выходе процесса

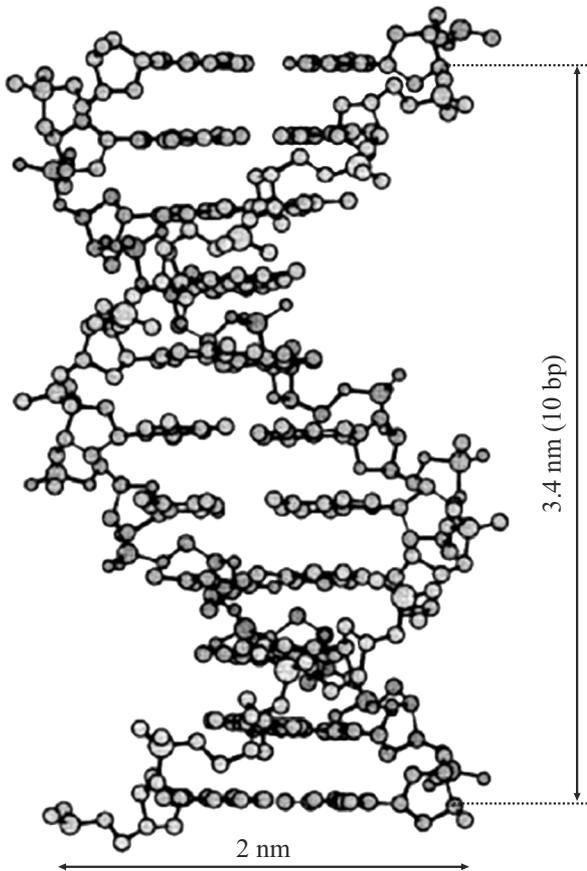


Рис. 1. Схема двойной спирали олигонуклеотида ДНК. По горизонтали отложена ширина олигонуклеотида, по вертикали — длина, которая в данном случае равна 3.4 nm (0.34 nm·10 пар оснований).

секвенирования ДНК получается описание первичной структуры линейной биомолекулы в виде последовательности нуклеотидов в текстовом виде. Следует сказать, что подавляющая часть технологий расшифровки строения олигонуклеотидов ДНК чрезвычайно дорогостояща ввиду использования комплексных оптических схем, в то время как использование маркеров для идентификации конкретных нуклеотидов вносит погрешности в результаты исследований — подобные методы непрямого, опосредованного детектирования характеризуются высокой сложностью секвенирования биомолекул с огромным числом повторяющихся элементов [4,5]. Таким образом, сохраняет высокую актуальность задача создания альтернативных методик идентификации первичной структуры биомолекул.

Тут необходимо отметить, что при этом существует возможность идентификации свойств олигонуклеотидных последовательностей как целого [9–12] — если рассматривать последовательность нуклеотидов, как цельный объект. Такой подход подразумевает анализ физических особенностей олигонуклеотидных молекул, в первую очередь — исследование их роли в транспор-

те носителей структуры, на поверхности которой они изучаются. Здесь имеет смысл использовать квантово-размерные структуры, поскольку сам олигонуклеотид имеет нанометровые габариты.

Хотя квантовая механика изучает микроскопические объекты атомного и субатомного масштабов, некоторые макроскопические явления объясняются именно в ее рамках. К ним относятся эффекты, связанные с размерным квантованием, квантованием Ландау, например, осцилляции Шубникова–де Гааза и де Гааза–ван Альфена, ведь именно Ландау впервые заметил важную роль макроскопических квантовых эффектов. Необходимо отметить, что эти явления описываются характеристиками макромира, т.е. возможно получить зависимость макроскопических параметров от квантовых явлений при определенных условиях. Важнейшим из них является так называемое условие сильного поля, $\omega_c \tau \gg 1$, где τ — время релаксации, $\omega_c = \frac{eH}{cm^*}$ — циклотронная частота, e и m^* — заряд и эффективная масса носителя, H — напряженность магнитного поля, а c — скорость света в вакууме. Для его соблюдения необходимо большое время релаксации, которое сильно уменьшается из-за электрон-электронного взаимодействия (в особенности на границах квантовой системы), вследствие чего предполагается, что описываемые макроскопические квантовые явления должны исследоваться при крайне низких температурах. Также требуется малая величина эффективной массы носителей, достижение которой на заре квантовой механики было затруднительно, поэтому использовались большие магнитные поля. Соответственно, явления, связанные с квантованием Ландау, традиционно ограничены малыми температурами и высокими магнитными полями, что связано с негативным влиянием электрон-электронного взаимодействия. Однако увеличивая время релаксации и уменьшая эффективную массу, можно данные ограничения снизить.

Исходя из вышесказанного, одной из задач настоящей работы было создание условий для подавления электрон-электронного взаимодействия и локализации носителей образца в рамках регистрации квантового эффекта Холла. В этой связи интерес представляют топологические системы с краевыми каналами, свойства границ которых должны способствовать подавлению электрон-электронного взаимодействия. Дело в том, что топологические изоляторы, в которых образуются данные краевые каналы, характеризуются наличием поверхностных или же краевых состояний, формирующихся из-за исчезновения запрещенной зоны в энергетическом спектре структуры [13]. Более того, краевые каналы являются аналогами баллистических проводящих каналов и формируются разделенными в пространстве парами, носители в которых имеют противоположную ориентацию спинов в условиях эффективного отсутствия внешнего магнитного поля, что позволяет наблюдать спиновозависимые явления, в частности, квантовый спиновый эффект Холла [13,14].

Важно сказать, что, хоть описанные выше структуры позволяют в большей степени подавить электрон-электронное взаимодействие, все еще остается проблема отрицательного вклада в это явление границ низкоразмерных структур. Так, последнее время разрабатываются подходы к решению этой задачи, имеющие в своей основе обменное взаимодействие носителей с границами квантовой системы — оно позволяет сохранить момент и энергию носителей. В качестве примеров описанной методики стоит отметить создание оболочек на границах из f - и d -элементов [15], а также из дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией „negative-U“, ($2D^0 \rightarrow D^- + D^+$) [16,17]. При этом вариант с дипольными центрами позволяет проводить эксперименты при высоких температурах, вплоть до комнатной, вследствие negative-U реакции.

Таким образом, представляет интерес использование систем с отрицательной корреляционной энергией, вследствие чего в качестве образца в настоящей работе используется кремниевая наносандвич-структура (КНС), обладающая краевыми каналами, ограниченными дипольными центрами бора с отрицательной корреляционной энергией, способствующими транспорту одиночных носителей в условиях подавления электрон-электронного взаимодействия [18]. К тому же носители в краевых каналах КНС обладают малой эффективной массой и большим временем релаксации, а из-за сильного подавления электрон-электронного взаимодействия в краевых каналах они формируют отдельные последовательные квантовые гармонические осцилляторы, так называемые „пиксели“, содержащие одиночные носители, транспорт которых по дипольным центрам краевых каналов является квантовым [19].

Более того, в случае работы с решеточной схемой интерес представляет возможность наблюдения электрического аналога квантового эффекта Холла, что можно описать квантовым эффектом Фарадея, который подразумевает использование модели Лафлина для квантового транспорта частиц в условиях отсутствия внешнего магнитного поля [20]. Здесь имеется в виду ситуация, когда магнитные решетки создаются путем протягивания тока исток–сток I_{ds} через образец гетероструктуры, индуцируя тем самым магнитное поле, кванты магнитного потока которого захватываются одиночными носителями образца, что в результате квантового аналога эффекта электромагнитной индукции Фарадея приводит к генерации нового тока в краевом канале:

$$I_{gen} = \frac{dE}{d\Phi} = \frac{n_e e U}{n_\Phi \Delta\Phi},$$

где n_e и n_Φ — число участвующих в процессе дырок и квантов магнитного потока, $\Delta\Phi = \Delta B S$, S — эффективная площадь краевого канала КНС, а $\Delta B = I_{ds}/2R_0$, где $R_0 = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$ — эффективный радиус квантового гармонического осциллятора, т.е. пиксели площадью S в нашем случае.

Известно, что в КНС возможно наблюдение квантового эффекта Холла в рамках стандартного подхода, т.е. подачи внешнего магнитного поля на образец, об этом рассказывается в работе [21]. Если же использовать квантовый аналог электромагнитной индукции Фарадея, то для наблюдения квантового эффекта Холла внешнее магнитное поле не требуется, поскольку протягиваемый стабилизированный ток исток–сток индуцирует свое магнитное поле, что в итоге все равно приводит к возникновению озвученного макроскопического квантового явления. Данный факт дает возможность управлять величиной квантования холловского сопротивления путем варьирования I_{ds} , что, в свою очередь, позволяет описать наблюдаемый квантовый эффект Холла, как его электрический аналог. В настоящем исследовании использовалась именно такая модель для идентификации макроскопических квантовых явлений.

Все вышеописанное приводит к тому, что сегодня представляет большой интерес решение задачи изучения вклада олигонуклеотидов ДНК в квантовые свойства транспорта носителей квантово-размерных систем, в частности, влияние биомолекулы на эффект квантовой интерференции, лежащей в основе различных квантовых макроскопических явлений. В качестве же методики изучения в настоящей работе выбор был остановлен на исследовании квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости в условиях осаждения олигонуклеотида ДНК на поверхность КНС, для описания которых в настоящей работе был использован квантовый аналог эффекта электромагнитной индукции Фарадея.

Действительно, в процессе исследования свойств краевых каналов КНС в рамках настоящей работы были обнаружены квантовые макроскопические явления, такие, как аналоги квантового эффекта Холла и осцилляций Шубникова–де Гааза, квантовые лестницы продольной проводимости. Полученные данные свидетельствуют о многоуровневой структуре квантовой интерференции в системе КНС — олигонуклеотид.

1. Техника эксперимента

КНС представляет собой сверхузкую квантовую яму p -типа проводимости (p -СККЯ), ограниченную двумя дельта барьерами, сильно легированными бором ($5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), на поверхности n -кремния (100) [18,22,23] (рис. 2). При такой сверхвысокой концентрации атомы бора в δ -барьерах образуют тригональные дипольные центры ($B^+ - B^-$) вследствие negative-U реакции: $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$, кристаллографически ориентированные последовательности которых формируют краевые каналы, ответственные за проводимость в p -Si-QW. Краевые каналы p -Si-QW являются в условиях продольного тока эффективными источниками THz- и GHz-излучения, обусловленного наличием negative-U дипольных центров бора [18,24].

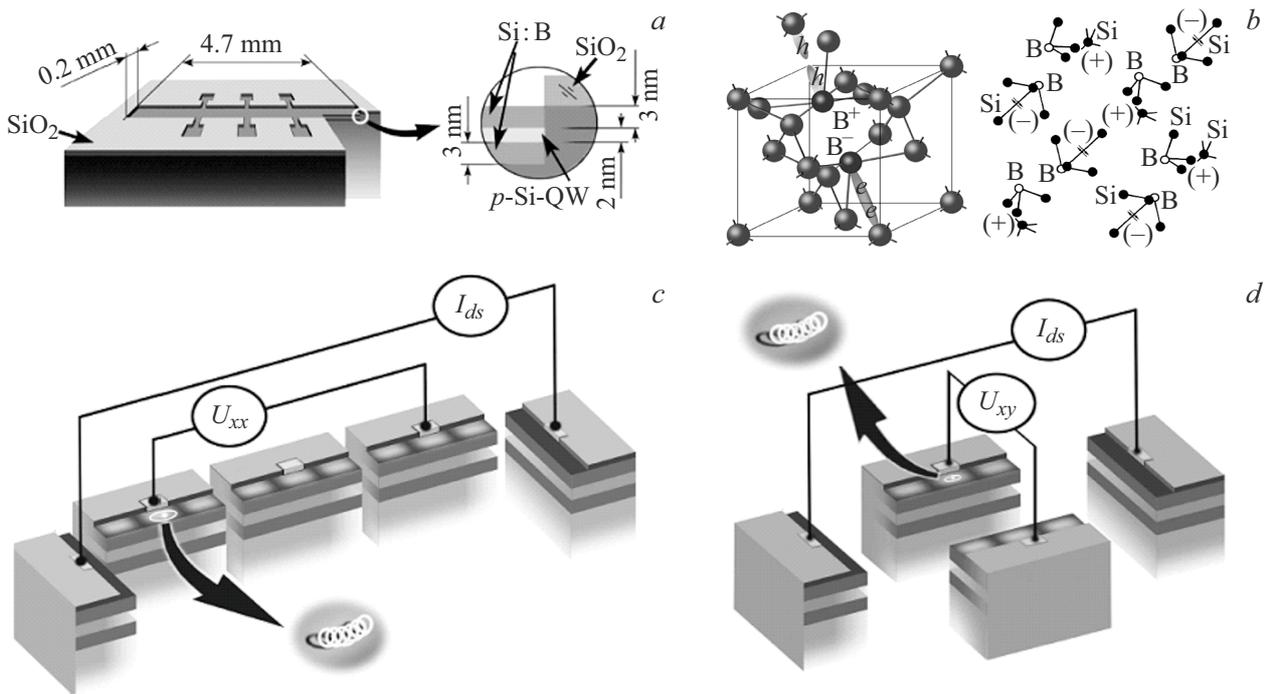


Рис. 2. *a* — схематичное изображение КНС с указанием размеров канала проводимости и толщины слоев, в которой находится *p*-СККЯ и ограничивающие ее δ -барьеры; *b* — изображения тригонального дипольного центра бора ($B^+ B^-$) и их самоупорядоченных цепочек, ограничивающих *p*-СККЯ; *c, d* — схематичное изображение контактов на КНС в разрезе, с которых производились измерения продольной U_{xx} (*c*) и поперечной U_{xy} (*d*) ВАХ в условиях протягивания стабилизированного тока исток–сток, I_{ds} . Также указано место осаждения олигонуклеотида на поверхность КНС, а именно на краевой канал проводимости.

Это позволяет КНС излучать в ТГц-диапазоне, при этом являясь крайне компактной гетероструктурой вследствие джозефсоновского перехода и многократного андреевского излучения на краях пиксел. При этом КНС была выполнена в рамках холловской геометрии.

Исследование КНС различными методиками показало, что отвечающий за проводимость канал проводимости состоит из последовательности „пиксел“ — встроенных самоупорядоченных микрорезонаторов, содержащих внутри одиночную дырку вследствие *p*–*n*-перехода в глубине структуры, туннелирующих через последовательность дипольных центров бора, ограничивающих ее (пикселу).

Модель транспорта носителей в краевом канале демонстрирует квазиодномерные последовательности дипольных центров бора, ограничивающие краевые каналы КНС, и два встречных джозефсоновских перехода на границе раздела между противоположными границами пиксел. В этих условиях наблюдается подавление электрон-электронного взаимодействия ввиду достаточно больших времен спин-решеточной релаксации, $\tau \cong 7 \cdot 10^{-10}$ s, для легких дырок $\tau \cong 5 \cdot 10^{-10}$ s, для тяжелых дырок — $\tau \geq 5 \cdot 10^{-10}$ s. Это приводит к высокому уровню подвижности носителей в краевом канале, порядка $\mu \geq 200 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ [18,25,26]. Показано, что именно наличие дипольных центров бора приводит к снижению интенсивности электрон-электронного взаимодействия

вследствие обменного взаимодействия дырок с ними. Также были проведены исследования спинозависимого транспорта носителей в краевых каналах КНС, в результате которых была обнаружена спиновая поляризация дырок. Было показано, что в краевых каналах осуществляется баллистический транспорт носителей [27]. Регистрация осцилляций Ааронова–Кашера в зависимостях продольной проводимости от напряжения на затворе показала наличие спиновой интерференции вследствие наличия спиновой поляризации носителей, причем при достаточно высоких температурах, благодаря тригональным дипольным центрам с отрицательной корреляционной энергией. Именно благодаря ей, в КНС возможно наблюдение различных квантовых макроскопических явлений, связанных с размерным квантованием.

Используемые в рамках настоящей работы олигонуклеотиды ДНК были синтезированы на автоматическом нуклеотидном синтезаторе марки К&А (Германия). Точность полученного результата, а именно число пар оснований в последовательности, была подтверждена с помощью масс-спектрального анализа. В дальнейшем олигонуклеотиды были очищены в полиакриламидном геле и ВЭЖХ с применением хроматографических колонок ZORBAX марки Agilent (США), предназначенных для разделения олигонуклеотидов. На всех стадиях очистки использовались специально подготовленные вода и растворы, не содержащие ДНК-азы и химических

примесей. По окончании очистки была проведена повторная проверка длины полученных олигонуклеотидов с помощью электрофореза в агарозном геле, которая подтвердила корректность синтеза ДНК.

В рамках вышеописанной методики были синтезированы следующие двуцепочечные последовательности нуклеотидов:

100 п. о.: 5'-ctgggtgggtg tggacgcct gatgatcgtc actggcctca tcggagcctt gagccacacg gccatagcca gatacagttg gtggtgttc tctacaattt-3'

Олигонуклеотидные молекулы были прецизионно нанесены на δ -барьер над краевыми каналами КНС с помощью микродозатора и микрофлюидной системы контейнерного типа из полидиметилсилоксана, размещенной на поверхности КНС [23]. При этом осаждение олигонуклеотидов проходило по схеме 1 олигонуклеотид—1 пиксела, что соответствует 1 дырке. Данный технологический процесс был хорошо описан в работах [23,28]. Были подобраны соответствующие концентрации, что в условиях двумерной плотности дырок, которая составила $3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ (данные холловских измерений [22]), имела величину $1.96 \mu\text{г}/\mu\text{л}$. В свою очередь, плотность носителей также определяет количество пиксел, из которых состоит краевой канал проводимости КНС: так, отрезок между контактами „хх“ протяженностью 2 мм вмещает в себя ~ 120 пиксел, поскольку каждый гармонический осциллятор (пиксела), содержащий одиночную дырку, имеет длину $16.6 \mu\text{м}$.

В настоящей работе регистрировались вольт-амперные характеристики (ВАХ) КНС, а именно продольная и поперечная составляющие напряжения КНС в условиях осаждения олигонуклеотида ДНК на поверхность краевых каналов. Стабилизированный ток исток—сток подавался в диапазоне $(-50) - (+50) \mu\text{А}$, каждая точка была измерена по 10 раз с интервалом 1 мс. Описываемые в работе напряжения были сняты с контактов „хх“ (рис. 2, *c*) и „ху“ (рис. 2, *d*). Эксперимент был поставлен при комнатной температуре, а экспериментальная установка представляла собой систему из источника тока Keithley 6221, нановольтметра Keithley 2182а, ПК и КНС, контакты которого были подсоединены к коаксиалам экранирующего контейнера, внутри которого и была размещена наноструктура с осажденным образцом олигонуклеотида ДНК. Система была синхронизирована и управлялась с помощью программы LabView.

2. Эксперимент и полученные результаты

Результатом измерений стала регистрация продольной и поперечной ВАХ КНС в условиях осаждения олигонуклеотида ДНК на поверхность краевых каналов (рис. 3, *a, b*). На полученных зависимостях видны повторяющиеся пики напряжений, причем их периоды для продольной и поперечной составляющей равны между

собой. Более того, при увеличении масштаба внутри каждого пика наблюдается схожая картина: например, на рис. 3, *c, d* видны еще одни пики, меньшие по величинам, но все еще имеющие определенную периодичность. При этом эти пики внутри пиков повторяются на обеих ВАХ, а их периоды также примерно равны. Тут стоит вспомнить, что наш краевой канал, как было показано ранее, является последовательностью локализованных в пространстве дырок, т.е. системой из квантовых гармонических осцилляторов (пиксел) определенной длины, $16.6 \mu\text{м}$ каждый. Также одним из условий эксперимента было осаждение олигонуклеотида ДНК таким образом, чтобы каждой пикселе соответствовала одна биомолекула.

Поэтому тезис настоящей работы состоит в том, что полученные в рамках данного эксперимента пики на ВАХ могут демонстрировать несколько уровней квантовой интерференции, т.е. интерференции на разных контурах: самые большие пики соответствуют интерференции на участке краевого канала между контактами „хх“, пики поменьше соответствуют интерференции на одиночной пикселе, а самые маленькие пики, которые видны на рис. 3, *e, f*, соответствуют интерференции на олигонуклеотиде. При этом в каждом из этих случаев периоды осцилляций разные, поскольку размер интерференционного контура отличается: отрезок „хх“ состоит из 120 пиксел, сама пиксела обладает длиной в $16.6 \mu\text{м}$, а длина использованного в настоящей работе олигонуклеотида в 100 пар оснований (п. о.) составляет 34 нм . Остановимся теперь на каждом случае подробнее.

Рассмотрим сначала полученные зависимости ВАХ от стабилизированного тока исток—сток во всем спектре $(-50) - (+50) \mu\text{А}$. В данном случае утверждается, что наблюдается квантовая интерференция на участке краевого канала между контактами „хх“. Известны габариты этого участка, состоящего из последовательности пиксел: длина составляет 2 мм, а ширина — 2 нм, так как это ширина пикселя. Полученные в работе ВАХ КНС имеют осцилляционный характер, при этом периоды этих колебаний совпадают для случаев продольного и поперечного напряжений. Эти особенности наводят на мысль о квантовании соответствующих проводимостей вследствие квантовых размерных эффектов, однако в эксперименте отсутствовало внешнее магнитное поле. Данный факт тем не менее нивелируется, если применить описанную выше модель квантового аналога электромагнитной индукции Фарадея, в рамках которой протягиваемый стабилизированный ток исток—сток индуцирует магнитное поле. В этом случае становится возможным наблюдение квантовых макроскопических явлений в КНС, например, квантового эффекта Холла, поскольку зависимость продольной проводимости от магнитного поля, индуцируемого током исток—сток, можно рассматривать, как электрический аналог осцилляций Шубникова—де Гааза, а поперечное сопротивление как холловскую лестницу сопротивления. Осталось

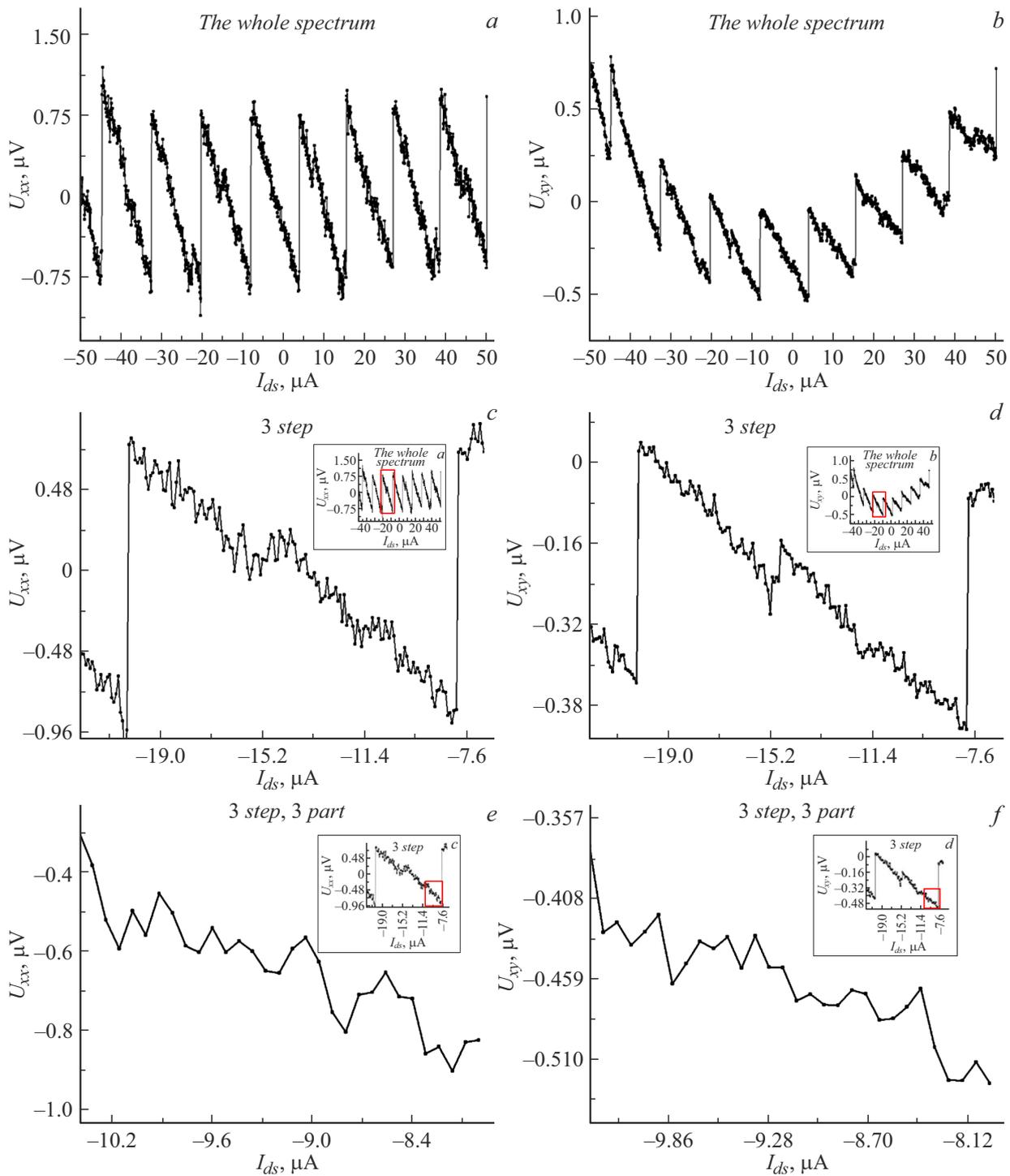


Рис. 3. ВАХ КНС в условиях осаждения двуцепочечного олигонуклеотида ДНК длиной 100 п. о. на поверхность краевых каналов: *a, c, e* — продольное напряжение от тянущего стабилизированного тока I_{ds} ; *b, d, f* — поперечное от I_{ds} . *a, b* — первая стадия интерференции (на участке „xx“); *c, d* — вторая стадия интерференции (на одиночной пикселе); *e, f* — третья стадия интерференции (на олигонуклеотиде ДНК). На вкладышах показан участок полученных зависимостей предыдущей ступени интерференции, откуда был взят текущий.

рассчитать и оценить величины холловского сопротивления и продольной проводимости.

Как было сказано выше, модель квантового аналога электромагнитной индукции Фарадея подразумевает

индукцию магнитного поля благодаря протягиванию стабилизированного тока исток.сток через краевые каналы КНС, которые представляют собой замкнутый LC-контур, что позволяет рассматривать полученные

значения напряжений в зависимости от магнитного поля. В таком случае возникает ЭДС Фарадея, которая в эксперименте измеряется на холловских контактах „ху“:

$$\Delta U_{xy} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t},$$

где $\Delta \Phi$ — изменение магнитного потока, проходящего через краевые каналы КНС, а $\Delta t = \frac{e}{I_{gen}}$, при этом I_{gen} — ток, который генерируется в настоящей схеме индуцируемым магнитным полем. В этом случае холловское сопротивление определяется в первую очередь током I_{gen} :

$$\Delta R_{xy} = \frac{n_e \Delta U_{xy}}{n_f I_{gen}}.$$

Здесь n_e и n_f — число дырок и квантов магнитного потока, захваченных носителями в краевом канале, $\Delta \Phi$ находится по определению, $\Delta \Phi = \Delta B S$, при этом ΔB здесь получается из отношения протягиваемого стабилизированного тока исток–сток, I_{ds} , к эффективному радиусу квантового гармонического осциллятора, R_0 , в качестве которого выступает пиксела. Таким образом, $\Delta B = \frac{\Delta I_{ds}}{2R_0}$, где $R_0 = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$, а S — эффективная площадь контура, на который идет захват квантов магнитного потока. В данном случае используется участок из последовательности 120 пиксел между контактами „хх“. Тут стоит отметить, что расчет $\Delta \Phi$ происходил, исходя из тезиса, что одним из условий эксперимента был режим 1 пиксела–1 олигонуклеотид. Это означало, что олигонуклеотид может делить эффективную площадь пиксела пополам, так как биомолекула ложится на середину пиксела, а носитель внутри нее осциллирует от стенки пиксела к олигонуклеотиду и обратно. Как оказалось, это действительно может быть — подобная модель была идентифицирована, как частный случай в эксперименте со снятием магнитной восприимчивости КНС в условиях осаждения олигонуклеотида ДНК на поверхность краевых каналов [12].

В соответствии с вышенаписанным генерационный ток получился следующим: $I_{gen} = \frac{e}{\Delta t} = \frac{e \Delta U_{xy}}{\Delta \Phi}$. Следовательно, возможно определить величину I_{gen} , а значит и $\Delta R_{xy} = \frac{\Delta U_{xy}}{I_{gen}}$. Тут стоит иметь в виду, что направление тока по пикселе может быть двунаправленным, т.е. джозефсоновский переход и многократное андреевское отражение сопровождаются сменой направления движения носителя по последовательности диполей на краях пиксел или же по соседним пикселям носитель движется в разных направлениях с изменением спина на противоположный. Получается, что ток идет сразу в обе стороны при генерации, а поскольку контакты „ху“ находятся на „перемычке“ краевого канала, т.е. в его центре, ток обходит контур краевого канала дважды. Таким образом, имея в виду при этом последовательное соединение пиксел, в данном случае для определения реального сопротивления R_{xy} необходимо умножить получившееся выше значение на количество пиксел, который генерационный ток прошел, т.е. двойное количество по всему

периметру, длина которого составляет 9.8 mm — это 1180 пиксел.

Теперь рассчитаем ΔG_{xx} : $\Delta G_{xx} = \frac{I_{gen}}{\Delta U_{xx}}$, однако стоит отметить, что здесь учитывалось падение напряжения на всем участке „хх“, ΔU_{xx} , при этом пиксела в данном случае включаются параллельно; таким образом, для определения проводимости одной пиксела на этом отрезке следует полученную выше величину поделить на количество пиксел в „хх“, т.е. на 120, а также иметь в виду, что описываемый вышеприведенной формулой генерационный ток течет по всему участку „хх“, т.е. по 120 пикселям, поскольку рассчитывается из площади всего отрезка „хх“. Таким образом:

$$\Delta G_{xx} = \frac{I_{gen}}{\Delta U_{xx} \cdot 120 \cdot 120}.$$

Так, можно рассчитать величины изменения продольной проводимости, а также холловских сопротивлений и проводимости для первой стадии квантовой интерференции, т.е. на участке между контактами „хх“. Для первой ступени, которая находится в интервале $(-44.08 - (-32)) \mu A$, данные значения составили $\Delta G_{xx} = 0.6 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 14.3 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0.07 [h/e^2]$.

Теперь разберемся с ситуацией внутри больших пиков, пример которой представлен на рис. 3, *c, d*. Видно, что внутри одного из периодов общего спектра, который показан на рис. 3, *a, b*, также наблюдаются пики. Так же как и в первом случае, периоды между продольной и поперечной составляющими этих пиков примерно одинаковы. Имеет смысл провести те же самые изыскания, что были проделаны выше. Однако теперь будем исходить из логики, что квантовая интерференция происходит на одиночной пикселе, поэтому генерироваться новый ток будет на ней, и эффективная площадь в данном случае будет равна пикселе, а, вернее, ее половинке, поскольку находящийся на поверхности олигонуклеотид делит осцилляционный маршрут дырки внутри пополам — от края пиксела до биомолекулы и обратно. ΔR_{xy} будет рассчитан аналогично, однако в случае с ΔG_{xx} одно из делений на 120 уберется, поскольку ранее делили из-за генерации тока на 120 пикселях, сейчас же рассматривается лишь одна. В этом случае $\Delta G_{xx} = 18 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 4.55 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0.22 [h/e^2]$.

Остался последний случай — квантовая интерференция на олигонуклеотиде ДНК. И правда, снова масштабировав полученные ВАХ, можно обнаружить очередные пики внутри пиков (рис. 3, *e, f*). В данном варианте подразумевается осцилляция дырки внутри пиксела в пределах олигонуклеотида. Генерационный ток при этом, вероятно, будет тем же, что и для пиксела, поскольку ток огибает не только олигонуклеотид, но и пикселу в том числе. В остальном модель расчетов остается той же, поэтому получаются следующие результаты: $\Delta G_{xx} = 59 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 25 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0.04 [h/e^2]$.

Как видно, результаты, полученные в рамках применения модели квантового аналога электромагнитной

индукции Фарадея к экспериментальным данным ВАХ КНС в условиях осаждения олигонуклеотида ДНК, показали довольно близкие друг другу порядки значений. Описанные ухищрения для вычисления той части генерационного тока, которая задействована на каждом этапе интерференции, были применены, поскольку в рамках эксперимента были сняты ВАХ лишь с двух контактов, между которыми лежит определенное количество пиксел. В идеале следовало бы провести этот эксперимент, снимая данные напрямую с пикселя или даже олигонуклеотида, однако на данный момент это невозможно. В связи с этим приходится прибегать к приближениям, но даже так полученные результаты согласуются с наблюдаемыми особенностями.

Заключение

Проведенные исследования ВАХ КНС в условиях осаждения олигонуклеотидов ДНК на поверхность краевых каналов в рамках квантового аналога электромагнитной индукции Фарадея показали наличие нескольких типов квантовой интерференции, которые имеют фрактальный характер: на участке между контактами „хх“, на пикселе и на олигонуклеотиде ДНК. При этом квантовая интерференция одиночной дырки на олигонуклеотиде зафиксирована впервые. Также подтверждается возможность применения модели квантового аналога эффекта электромагнитной индукции Фарадея, поскольку она позволяет описать величины проводимости и сопротивления продольной и поперечной составляющих в холловской геометрии.

Финансирование работы

Настоящая работа проводилась в рамках бюджетного финансирования ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.P. Feynman. Saturday Review, **April 2**, 45 (1960).
- [2] А.Н. Огурцов. *Бионанотехнология, принципы и применение* (НТУ ХПИ, Харьков, 2012)
- [3] E.R. Mardis. Annu. Rev. Anal. Chem., **6**, 287 (2013). DOI: 10.1146/annurev-anchem-062012-092628
- [4] M.A. Quail, M. Smith, P. Coupland, T.D. Otto, S.R. Harris, T.R. Connor, A. Bertoni, H.P. Swerdlow, Y. Gu. BMC Genomics, **13**, 341 (2012). DOI: 10.1186/1471-2164-13-341
- [5] W. Timp, A.M. Nice, E.M. Nelson, V. Kurz, K. McKelvey, G. Timp. Special Section on Nanobiosensors, **2**, 1396 (2014). DOI: 10.1109/ACCESS.2014.2369506
- [6] International Human Genome Sequencing Consortium (IHGSC), Finishing the euchromatic sequence of the human genome, *Nature*, **431** (7011), 931 (2004). DOI: 10.1038/nature03001
- [7] J. Liu, C. Liu, W. He. *Current Organic Chem.*, **17** (6), 564 (2013). DOI: 10.2174/1385272811317060003
- [8] C. Dekker, M.A. Ratner. *Phys. World*, **14** (8), 29 (2001). DOI: 10.1088/2058-7058/14/8/33
- [9] M.A. Fomin, A.L. Chernev, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.K. Emelyanov, M.V. Dubina. *Semiconductors*, **52** (5), 612 (2018). DOI: 10.1134/S106378261805007X
- [10] M.A. Fomin, A.L. Chernev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, N.T. Bagraev. *Intern. Conf. On IRMMW-THz*, 8874337 (2019). DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874337
- [11] K.B. Taranets, M.A. Fomin, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, N.T. Bagraev, A.L. Chernev. *J. Appl. Phys.*, **125**, 225702 (2019). DOI: 10.1063/1.5083805
- [12] М.А. Фомин, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.В. Романов, Н.Т. Баграев. *ЖТФ*, **92** (7), 963 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.07.52651.5-22
- [13] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82** (4), 3045 (2010). DOI: 10.1103/RevModPhys.82.3045
- [14] M. Buttiker. *Science*, **325**, 278 (2009). DOI: 10.1126/science.1177157
- [15] A.A. Zyuzin, D. Loss. *Phys. Rev. B*, **90**, 125443 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.125443
- [16] P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 953 (1975). DOI: 10.1103/PhysRevLett.34.953
- [17] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. *Sol. St. Comm.*, **51** (7), 515 (1984). DOI: 10.1016/0038-1098(84)91024-X
- [18] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шельх. *ФТП*, **36** (4), 462 (2002).
- [19] Н.Т. Баграев, Д.С. Гец, Е.Н. Калабухова, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.А. Машков, Д.В. Савченко, Б.Д. Шанина. *ФТП*, **48** (11), 1503 (2014).
- [20] Н.И. Руль, П.А. Головин, Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко. *Научно-технические ведомости СПбГПУ*, **14** (4), 9 (2021). DOI: 10.18721/JPM.14401
- [21] N.T. Bagraev, V.Yu. Grigoryev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, V.V. Romanov, N.I. Rul. *Low Temperature Phys.*, **43** (1), 110 (2017). DOI: 10.1063/1.4974190
- [22] N.T. Bagraev, V.Yu. Grigoryev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, V.V. Romanov. *Semiconductors*, **50** (8), 1025 (2016). DOI: 10.1134/S1063782616080273
- [23] Н.Т. Баграев, А.Л. Чернев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, А.К. Емельянов, М.В. Дубина. *ФТП*, **50** (9), 1230 (2016). [N.T. Bagraev, A.L. Chernev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A.K. Emelyanov, M.V. Dubina. *Semiconductors*, **50** (9), 1208 (2016). DOI: 10.1134/S1063782616090037]
- [24] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Р.В. Кузьмин, А.М. Маляренко, В.А. Машков. *ФТП*, **46** (3), 289 (2012). [N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, R.V. Kuzmin, V.A. Mashkov. *Semiconductors*, **46** (3), 275 (2012). DOI: 10.1134/S1063782612030049]
- [25] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко. *ФТП*, **43** (11), 1481 (2009).

- [26] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 467 (1995).
DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.196-201.467
- [27] Н.Т. Баграев, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.А. Машков. *ФТП*, **46** (1), 77 (2012).
- [28] А.Л. Чернев. Автореф. канд. дисс. (СПбАУ РАН, СПб., 2017)