

На правах рукописи

Вышневым Андрей Александрович

**Создание многоэлектронных запутанных
состояний в мезоскопических системах**

01.04.02 – Теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Долгопрудный – 2014

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования "Московский физико-технический институт (государственный университет)"

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Лесовик Гордей Борисович

Официальные оппоненты:

Молотков Сергей Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, Институт физики твердого тела Российской академии наук, лаборатория спектроскопии поверхности полупроводников, заведующий лабораторией

Андреев Владимир Андреевич, кандидат физико-математических наук, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, отделение оптики, оптический отдел, старший научный сотрудник

Ведущая организация федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук

Защита состоится «17» июня 2014 года в 14-00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.156.03 при федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», расположенном по адресу: 141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Московского физико-технического института: <http://mipt.ru/education/post-graduate/>.

Автореферат разослан «17» апреля 2014 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета

Арсенин Алексей Владимирович

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Квантово-механическое свойство запутанности приобрело особое значение, когда выяснилось, что существует эксперимент, предсказываемые результаты которого будут различаться в рамках теорий скрытых переменных и в рамках квантовой механики [1]. В дальнейшем было произведено наблюдение нарушения неравенства Белла в форме Клаузера-Хорна-Шимони-Хольта [2] на фотонах [3]. Также оказалось, что запутанность является существенной при выполнении квантовых вычислений, квантовой телепортации и в квантовой криптографии. В 2000-х годах развитие техники эксперимента позволило производить эксперименты, аналогичные оптическим на мезоскопических устройствах. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) были реализованы интерферометры Маха-Цендера [4, 5] и Ханбери-Брауна-Твисса [6]. Выбор ЦКЭХ для проведения таких экспериментов обусловлен киральностью краевых состояний электронов и проистекающей из этого большой длиной когерентности. В таких установках эффект Ааронова-Бома аналогичен пластинкам, дающим сдвиг фазы в оптических интерферометрах, а электронные делители на основе квантово-точечных контактов аналогичны поляризационным делителям.

Отдельного внимания также заслуживает успешное изготовление в 2007 году источника когерентных электронов [7], позволяющего запускать электроны в краевое состояние ЦКЭХ с временной точностью до 0,1 нс. Результатом этих исследований стало повышенное внимание к электронной интерферометрии в целом и к возможностям манипуляции электронными состояниями в частности. Кулоновское взаимодействие электронов позволяет реализовывать экспериментальные схемы, не имеющие аналогов в оптике. В частности, был проведен эксперимент по наблюдению разрушения интерференции при измерении информации о траектории электрона [8]. Имеется теоретическое предложение по созданию запутанного состояния в интерферометрах Маха-Цендера с куло-

новским взаимодействием между ними [9].

Цель работы состоит в изучении возможностей создания и детектирования запутанных состояний в системах интерферометров Маха-Цендера с кулоновским взаимодействием. В работе изучается создание и детектирование запутанных состояний электронов в системах из двух и трех интерферометров. В том числе изучается возможность постселективного детектирования запутанности.

Научная новизна работы заключается в следующих оригинальных результатах, которые выносятся на защиту:

1. Поставлена и решена задача о влиянии кулоновского взаимодействия на состояние двух одноэлектронных возбуждений, распространяющихся в краевых состояниях целочисленного квантового эффекта Холла. Результаты решения использованы для изучения зависимости параметра Белла от размера волновых пакетов как в случае наличия ферми-моря при условии оптимальных параметров кулоновского взаимодействия, так и при его отсутствии. Показано, что наличие ферми-моря ослабляет наблюдаемое нарушение неравенства Белла. При наиболее благоприятных условиях реализации эксперимента максимальное значение параметра Белла $\mathcal{B} = 2,18 > 2$.
2. Рассмотрена возможность постселективного наблюдения запутанности в системе из двух интерферометров Маха-Цендера. Доказано, что постселективные измерения позволяют отличить запутанные чистые состояния от незапутанных. Также предьявлена процедура постселективного измерения, не требующая изменения параметров установки в процессе измерения. Также показано, что альтернативой постселективному измерению могут служить корреляционные измерения, так как, с одной стороны, с их помощью можно также отличить чистое запутанное состояние от незапутанного, а, с другой стороны, для их проведения не требуются одноэлек-

тронные источники.

3. Предложена новая схема создания трехчастичного состояния Гринбергера-Хорна-Цайлингера (ГХЦ) в при помощи трех интерферометров Маха-Цендера с кулоновским взаимодействием. Схема отличается от известного способа производства аналогичного состояния в квантовой оптике существенным использованием кулоновского взаимодействия. Новый способ, в частности, не предполагает использования постселекции для производства состояния ГХЦ. Рассмотрены возможные способы наблюдения запутанного состояния путем нарушения трехчастичного неравенства типа Белла. Найдены реализации измерений, в которых максимальное значение параметра Белла получаются при постоянных значениях прозрачности делителей, путем изменения разностей фаз между рукавами интерферометров. Найдена геометрическая конфигурация установки для реализации в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Описаны способы контроля параметров установки при проведении экспериментов.

Достоверность исследования обеспечивается надежностью применявшихся апробированных современных методов теоретической физики. Транспорт электронов описывается при помощи матриц рассеяния, а многочастичная задача о взаимодействии электронов решена совместным применением преобразования Хаббарда-Стратоновича и бозонизации.

Научная и практическая ценность. Полученные в работе результаты расширяют и углубляют понимание возможностей мезоскопических интерферометров в производстве запутанных состояний. Они допускают прямую экспериментальную проверку, а также указывают направление новых экспериментов.

Апробация работы. Результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на международных и российских конференциях: Landau days 2013 (г. Черноголовка, 2013), Moriond 2011: Quantum mesoscopic physics (La Thuile, Italy), 51-й и 52-й научных конференциях МФТИ "Современные пробле-

мы фундаментальных и прикладных наук" (г. Долгопрудный, 2008, 2009), а также научных семинарах в CPT Universite de la Meditteranee (Marseille, France), ETH Zurich, ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 3 научные работы в изданиях, рекомендованных ВАК для публикации материалов докторских и кандидатских диссертаций. Список публикаций приводится в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка использованных источников и двух приложений. Диссертация изложена на 92 страницах машинописного текста, включает 21 рисунок и 1 таблицу. Список использованных источников насчитывает 32 наименования.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Глава 1 посвящена изучению системы из двух интерферометров Маха-Цендера (рис. 1). Предполагается, что электроны инжектированы в интерферометры одноэлектронными источниками. Распространяясь в близлежащих рукавах соседних интерферометров, электроны взаимодействуют электростатически, что приводит к набору фазы, зависящей от траекторий электронов и возникновению запутанного состояния в системе. Наблюдаемыми величинами в этой системе являются количества электронов, прошедших через выходы системы после запуска одноэлектронных возбуждений. На основе результатов на-

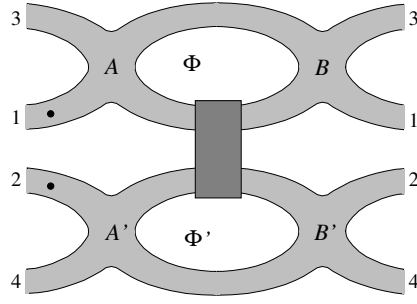


Рис. 1. Два интерферометра Маха-Цендера с емкостной связью между рукавами 1 и 2. Лоренцевские электронные импульсы подаются в левые рукава, запутываются кулоновским взаимодействием. На выходных каналах проводится измерение параметра Белла. Несмотря на сбой фазы, возникающий из-за ферми-моря, неравенство Белла может быть нарушено, что показывает возможность получения "полезной запутанности" в данной установке.

блюдений формируются корреляторы

$$E_{\beta\beta'}(\Phi, \Phi') = \frac{\langle (\hat{N}_1 - \hat{N}_3)(\hat{N}_2 - \hat{N}_4) \rangle}{\langle (\hat{N}_1 + \hat{N}_3)(\hat{N}_2 + \hat{N}_4) \rangle}, \quad (1)$$

и наблюдаемая Белла

$$\mathcal{B} = E_{\beta\beta'}(\Phi, \Phi') + E_{\beta\bar{\beta}'}(\Phi, \bar{\Phi}') + E_{\bar{\beta}\beta'}(\bar{\Phi}, \Phi') - E_{\bar{\beta}\bar{\beta}'}(\bar{\Phi}, \bar{\Phi}'). \quad (2)$$

Здесь используется неравенство Белла в форме Клаузера-Хорна-Шимони-Хольта. Параметры β и Φ , определяют соответственно прозрачности выходных делителей и ааронов-бомовские фазы в интерферометрах. Измерение наблюдаемой Белла в общем случае требует проведения четырех независимых измерений корреляторов, определенных формулой (1). Для определения максимального значения наблюдаемой Белла, которое можно получить при измерении, используется метод, описанный в статье [10].

Вычисление проводится в случаях наличия и отсутствия ферми-моря. При отсутствии ферми-моря расчеты упрощаются, что позволяет продемонстрировать работу метода. Также такое вычисление мотивировано тем, что, в принципе, можно изготовить установку таким образом, что ферми-море будет вытеснено за пределы области взаимодействия, а значит взаимодействие с ним будет

существенно меньше, чем в случае, если оно присутствует в области взаимодействия.

По состоянию электронов после прохождения области взаимодействия рассчитывается редуцированная матрица плотности в наблюдаемых переменных (положение частицы в левом или правом проводе)

$$[\hat{\rho}_{BB'}]_{ii'jj'} \propto \int dx dy \langle BB' | \hat{\Psi}_i^\dagger(x) \hat{\Psi}_{i'}^\dagger(y) \hat{\Psi}_{j'}(y) \hat{\Psi}_j(x) | BB' \rangle. \quad (3)$$

Далее для этой матрицы плотности можно найти максимальное значение параметра Белла по формуле

$$\mathcal{B}_{\max}(\hat{\rho}_{BB'}) = 2\sqrt{\lambda_1 + \lambda_2}, \quad (4)$$

где λ_1 и λ_2 – два наибольших собственных значения симметричной матрицы $\hat{T}_{\rho_{BB'}}^\dagger \hat{T}_{\rho_{BB'}}$, где $[\hat{T}_\rho]_{nm} = \text{Tr} \{ \hat{\rho} \cdot (\hat{\sigma}_n \otimes \hat{\sigma}_m) \}$, а $\hat{\sigma}_n$, $n, m \in \{x, y, z\}$ – матрицы Паули.

В итоге, в случае, если электронов в системе всего два, максимальное значение параметра Белла зависит от фазы, набираемой на кулоновском взаимодействии в приближении бесконечно коротких волновых пакетов и ширины волновых пакетов (см. рис. 2).

В особом случае коротких волновых пакетов имеется оптимальная схема проведения белловского эксперимента, в процессе реализации которой изменяются только магнитные потоки через контуры установки

$$(\Phi, \bar{\Phi}) \rightarrow (\pi/2, 0); \quad (\Phi', \bar{\Phi}') \rightarrow (0, \pi), \quad (5)$$

а прозрачности делителей остаются фиксированными (углы $\beta = \pi/4$ и $\beta' = \text{arcctg}[\sin(\varphi_c/2)]/2$ для измерительных делителей).

Для пакетов конечной ширины проводится сравнение между этой измерительной схемой и наиболее оптимальным измерением, дающим параметр Белла, определяемый по формуле (4), результат которого показан на рис. 3.

В случае наличия ферми-моря расчеты оказываются существенно сложнее. Для вычисления конечного состояния считается перекрытие между волновыми

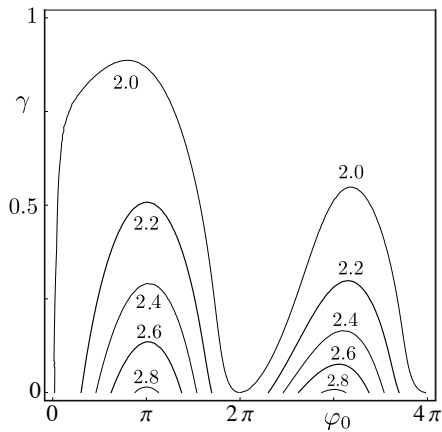


Рис. 2. Контурный рисунок белловского параметра \mathcal{B}_{\max} для оптимальных настроек белловского эксперимента в зависимости от параметра взаимодействия φ_0 (по горизонтали) и параметра ширины γ (вертикальная ось). Для коротких волновых пакетов ($\gamma \rightarrow 0$) неравенство Белла нарушено максимально для нечетных кратных π .

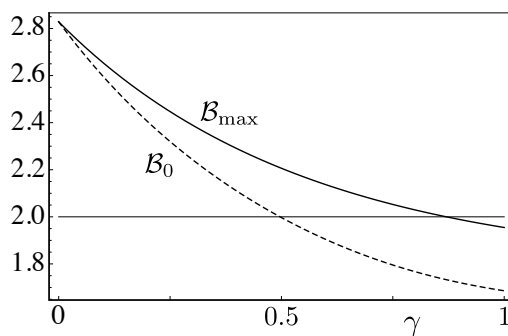


Рис. 3. Параметры Белла \mathcal{B}_{\max} и \mathcal{B}_0 как функции ширины волновых пакетов $\gamma = \xi/a$ при $\varphi_0 = \pi$ для оптимальных настроек интерферометров (\mathcal{B}_{\max} , сплошная линия), вычисленный по (4), и для неоптимальных настроек (5) (\mathcal{B}_0 , пунктирная линия).

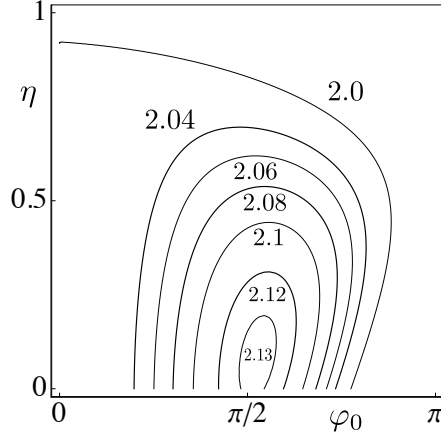


Рис. 4. Зависимость параметра Белла для неоптимальных настроек (5) от параметра взаимодействия φ_0 (горизонтальная ось) и параметра η (вертикальная ось) описывающего отношение собственной и взаимной емкости.

пакетами до и после прохождения области взаимодействия. Расчеты опираются на утверждение, что если волновые пакеты, налетающие на область взаимодействия, порождены импульсами напряжения некоторой формы, то после прохождения области взаимодействия, описываемой емкостным гамильтонианом

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j \in \{1,2\}} E_{ij} \hat{\mathcal{N}}_i \hat{\mathcal{N}}_j, \quad (6)$$

где $\hat{\mathcal{N}}_i = \int dx \kappa_i(x) : \hat{\Psi}_i^\dagger(x) \hat{\Psi}_i(x) :$ – избыток электронов в участке взаимодействия провода i , полученное состояние также будет результатом воздействия на ферми-море импульсов напряжения, только другой формы.

Максимальное значение параметра Белла зависит, в отличие от случая двух частиц, также и от соотношения между собственной и взаимной емкостью в гамильтониане взаимодействия.

Максимальное значение параметра Белла, равное $\mathcal{B} \approx 2.18 > 2$, достигается при $\varphi_0 \approx 0.73\pi$ и $\eta \approx 0.58$. Для оптимального значения соотношения емкостей построен график зависимости параметра Белла от ширины волновых пакетов и фазы взаимодействия.

Результаты получены для экспоненциально затухающего ядра взаимодействия. Если аналогичным способом рассчитать оптимальные параметры и со-

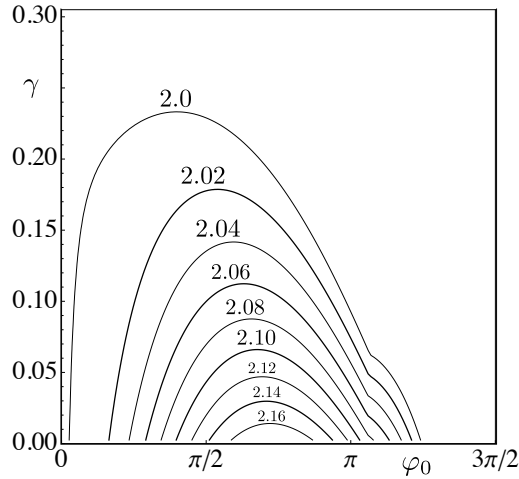


Рис. 5. Зависимость параметра Белла от параметра взаимодействия φ_0 (по горизонтали) и параметра ширины волновых пакетов $\gamma = \xi/a$ (по вертикали) при $\eta = 0.58$.

отношение между емкостями для прямоугольного ядра, то получится, что максимальное значение параметра Белла, равное $\mathcal{B} \approx 2.15$ достигается при более слабом взаимодействии $\varphi_0 \approx 0.34\pi$ и близком значении $\eta \approx 0.53$.

Результаты первой главы опубликованы в работе [1] из списка публикаций.

В **Главе 2** рассматривается постселективное нарушение неравенства Белла в системе из двух интерферометров Маха-Цендера. Задача такого сорта возникает, если интерферометр изготавливается, например, не в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, то есть делители уже не безотражательные. Тогда отражение назад приводит к тому, что после запуска двух электронов в систему, на выходе можно будет пронаблюдать один или ни одного электрона. В таком случае можно произвести постселекцию экспериментальных результатов, и регистрировать только события, в которых наблюдается два электрона. В этой главе игнорируются эффекты связанные с возможным наличием ферми-моря и конечной шириной волновых пакетов и предполагается, что при кулоновском взаимодействии происходит простой набор взаимной фазы, как, например, это сделано в работах [9, 11].

Неравенство Белла понимается в форме Клаузера-Хорна-Шимони-Хольта,

параметр Белла имеет следующий вид:

$$\mathcal{B} = E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + E(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + E(\mathbf{a}, \mathbf{b}') - E(\mathbf{a}', \mathbf{b}'), \quad (7)$$

где каждый коррелятор выражается через парные орбитальные вероятности

$$E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{RR} - P_{LR} - P_{RL} + P_{LL}, \quad (8)$$

а в случае, если присутствуют потери и проведена процедура постселекции экспериментальных результатов, то

$$E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{P_{RR} - P_{LR} - P_{RL} + P_{LL}}{P_{RR} + P_{LR} + P_{RL} + P_{LL}}. \quad (9)$$

Если делители не безотражательные, то удается выразить двухчастичные вероятности через двухчастичные вероятности модельной безотражательной установки

$$P_{RR} = \tilde{P}_{RR}(\Phi_1, \Phi'_1, \Psi)/C; \quad (10)$$

$$P_{LR} = \xi^2 \tilde{P}_{LR}(\Phi_2, \Phi'_1, \Psi)/C; \quad (11)$$

$$P_{RL} = \xi'^2 \tilde{P}_{RL}(\Phi_1, \Phi'_2, \Psi)/C; \quad (12)$$

$$P_{LL} = \xi^2 \xi'^2 \tilde{P}_{RR}(\Phi_2, \Phi'_2, \Psi)/C. \quad (13)$$

Здесь C – коэффициент нормировки, а ξ и ξ' – поправочные коэффициенты, зависящие от параметров делителей. При этом установка с отражающими делителями полностью эквивалентна безотражательной, если отражение происходит в местах, помеченных пунктирными кружками на рис. 6. В случае, если происходит отражение в измерительных делителях, то тогда коэффициенты ξ и ξ' могут быть не равны единице, что может привести как к уменьшению, так и увеличению наблюдаемого постселективного параметра Белла.

В частности, при $\xi_{\mathbf{a}} = \xi_{\mathbf{b}} = \xi_{\mathbf{b}'} = 0$ и $\xi_{\mathbf{a}'} = 1$ можно получить значение параметра Белла, равное 4, что превышает максимальное значение $2\sqrt{2}$ (граница Цирельсона) для обычного неравенства Белла и является максимальным математически возможным значением параметра Белла, понимаемым как сумма четырех слагаемых, каждое из которых не превышает по модулю 1.

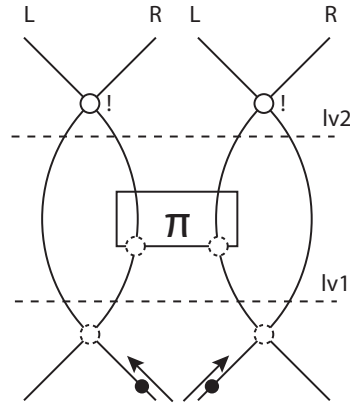


Рис. 6. Отражение в различных частях установки. Пунктирные круги маркируют места, где оно не принципиально. Сплошные – места, где оно существенно изменяет поведение установки.

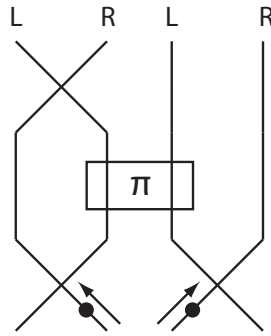


Рис. 7. Окончательная измерительная схема $\mathcal{B} = 4$.

Далее установлено, что одну из таких схем, дающих $\mathcal{B} = 4$, можно, в свою очередь, промоделировать на установке из двух интерферометров, собранной с безотражательными делителями (рис. 7).

Параметр Белла в такой схеме дается формулой

$$\mathcal{B} = 2 + \frac{P_{RL} - P_{LL}}{P_{RL} + P_{LL}} - \frac{P_{RR} - P_{LR}}{P_{RR} + P_{LR}}. \quad (14)$$

Отдельное внимание уделено особенностям такого постселективного неравенства Белла. С одной стороны, оно позволяет отделять чистые запутанные состояния от незапутанных, с другой стороны это уже не работает для смешанных состояний. Также постселективное неравенство Белла может быть нарушено локальными теориями скрытых переменных. Пример локальной теории скрытых переменных, для которой постселективный параметр Белла равен 4,

k	1	0
a	1	0
a'	0	1
b	1	1
b'	1	-1

Таблица 1. Локальная теория скрытых переменных, дающая $\mathcal{B} = 4$ при постселективном измерении.

приведен на табл. 1.

Поскольку фундаментальный характер, который имеет неравенство Белла, теряется при переходе к постселективному неравенству, то оно имеет смысл детектора запутанности только в том случае, если физические флуктуации не могут привести к образованию смешанного состояния, нарушающего неравенство. Показано, что возможные в рассматриваемой системе флуктуации фаз Ааронова-Бома в интерферометрах не приводят к появлению таких состояний. Рассчитана зависимость параметра Белла от величины флуктуаций фаз Ааронова-Бома.

Далее предложено перейти от корреляционных измерений на парах запущенных в интерферометры электронов к измерениям кросс-корреляторов тока при постоянных напряжениях, приложенных в установке. В таком случае также можно детектировать получение запутанных состояний в установке, так как кросс-коррелятор тока на малой частоте

$$\begin{aligned}
S(0) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\langle\langle Q_1 Q_2 \rangle\rangle}{T} \\
&= 2e^2 \gamma_1 \gamma_2 t_0 T_\phi ((a - 1) \cos \Phi - b \sin \Phi) \\
&= \frac{8e^4 U_1 U_2 T_1 T_2}{h^2} t_0 V T_0 ((a - 1) \cos \Phi - b \sin \Phi), \tag{15}
\end{aligned}$$

равен 0 при отсутствии кулоновского взаимодействия. В последней формуле $a = \frac{1}{2t_0} \int_{-t_0}^{t_0} \cos \Phi_0(t) dt = 1$, а $b = \frac{1}{2t_0} \int_{-t_0}^{t_0} \sin \Phi_0(t) dt = 0$. Кросс-коррелятор

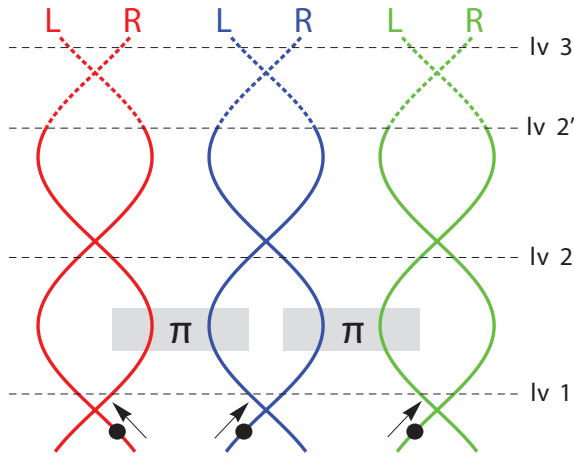


Рис. 8. Предлагаемая установка для получения электронного состояния ГХЦ. Три ИМЦ (сплошные линии) взаимодействуют электростатически (области взаимодействия обозначены прямоугольниками). Три электрона одновременно направляются в интерферометры и распространяются снизу вверх. Пересечения линий соответствуют делителям, где электрон может выйти в один из двух путей. Пунктиром в каждом ИМЦ обозначены третьи делители, используемые для теоретического пояснения процесса детектирования. Горизонтальные пунктирные линии маркируют уровни установки, которые используются при теоретическом описании.

оценен в предположении, что прозрачности делителей перед интерферометрами малы, так что можно считать, что в каждом из проводов проходит классический пуассоновский процесс.

Результаты второй главы опубликованы в работе [2] из списка публикаций.

Глава 3 содержит описание нового алгоритма изготовления состояния Гринбергера-Хорна-Цайлингера (ГХЦ) трех электронов при помощи трех интерферометров Маха-Цендера (ИМЦ) с кулоновским взаимодействием между ними (рис. 8). Схема не наследует напрямую способ получения этого состояния в квантовой оптике [12]. Более того, из-за того, что эволюция, приводящая к получению указанного состояния унитарная, состояние ГХЦ получается не в результате постселекции.

Если входные делители в интерферометрах полупрозрачны, то получается стандартное состояние ГХЦ, а если входной делитель среднего интерферомет-

ра не полупрозрачен, то полученное состояние будет обобщенным состоянием ГХЦ. Если говорить точнее, то в установках получаются не состояния ГХЦ, а состояния, которые можно получить из состояния ГХЦ унитарным преобразованием, действующим в пространстве каждой частицы (локально-унитарное преобразование). Детектировать полученное состояние предлагается при помощи нарушения неравенства Белловского типа для трех частиц (неравенство Мермина-Клышко). Показано, что неравенство Мермина-Клышко для трех частиц нарушается максимально только состоянием ГХЦ или состоянием, сводящимся к нему при помощи локально-унитарного преобразования. Для спинового состояния ГХЦ найдены всевозможные направления измерений проекций спинов, при которых получается максимальное значение параметра Белла. После этого найдены правила перевода направлений проекций спина в параметры измерительных делителей. Оказывается, что установка делителя, обладающего трансфер-матрицей

$$T = \begin{pmatrix} t_{RR} & t_{LR} \\ t_{RL} & t_{LL} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i \sin \theta & \cos \theta \\ \cos \theta & i \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (16)$$

эквивалентна проведению измерения проекции спина на ось

$$\mathbf{n} = \begin{pmatrix} \sin 2\theta \sin \Phi \\ \sin 2\theta \cos \Phi \\ -\cos 2\theta \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Однако этого правила оказывается недостаточно, чтобы найти требуемые параметры делителей. Поскольку в нашем случае образуется состояние, эквивалентное состоянию ГХЦ с точностью до локально-унитарного преобразования, то для его перевода в ГХЦ нужно это преобразование совершить, то есть поставить еще один ряд делителей, после которого должен стоять ряд измерительных делителей. Каждый делитель выполняет унитарное преобразование в пространстве интерферометра, в котором этот делитель установлен. Два последовательно установленных делителя выполняют также унитарное преобразование,

так как произведение унитарных преобразований унитарно. Полное преобразование можно совершить при помощи одного делителя. В итоге получено, что существует реализация эксперимента, при которой прозрачности делителей не изменяются, а максимальное нарушение неравенства Мермина-Клышко ($\mathcal{B} = 4$) осуществляется только изменением фаз Ааронова-Бома в интерферометрах

$$\left\{ \begin{array}{ll} \theta_1 = \pi/8; & \theta'_1 = \pi/8; \\ \Phi_1 = -\pi/2; & \Phi'_1 = \pi/2; \\ \theta_2 = \pi/4; & \theta'_2 = \pi/4; \\ \Phi_2 = \pi; & \Phi'_2 = \pi/2; \\ \theta_3 = \pi/8; & \theta'_3 = \pi/8; \\ \Phi_3 = -\pi/2; & \Phi'_3 = \pi/2. \end{array} \right. \quad (18)$$

Рассматривается проблема различных параметризаций делителей. Получено, что если параметризация используемых делителей не соответствует параметризации, используемой при расчетах, то ситуацию можно поправить сдвигом фазы Ааронова-Бома в каждом интерферометре. Предложены способы регулировки параметров при проведении эксперимента и показано, что текущего уровня технологии производства мезоскопических интерферометров и одноэлектронных источников практически достаточно для проведения эксперимента.

Представлена возможная геометрия эксперимента в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (рис. 9). При условии реализации потенциального рельефа, изображенного на рисунке, ферми-море окажется вытесненным из области взаимодействия, что позволит существенно снизить масштаб паразитной запутанности с ферми-морем и обеспечить выполнение в реальности простого набора фазы на кулоновском взаимодействии.

Результаты третьей главы опубликованы в работе [3] из списка публикаций.

В Заключение сформулированы основные результаты работы.

В Приложения вынесены детали громоздких вычислений и некоторые

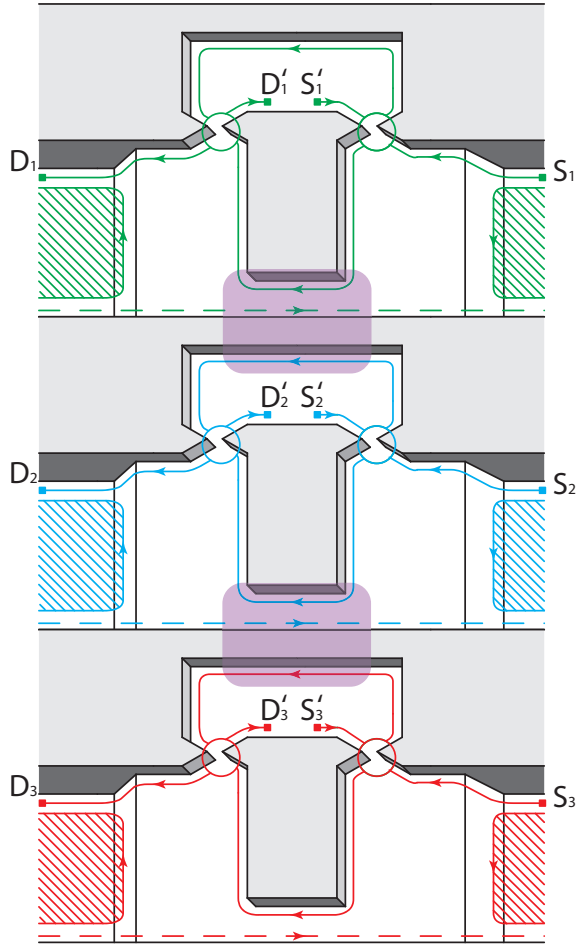


Рис. 9. Геометрия установки в ЦКЭХ. S_j, S'_j ($j = 1, 2, 3$) – источники электронов, а D_j, D'_j – приемники. Ведущие центры электронных краевых состояний встречаются в квантово-точечных контактах, прозрачность которых контролируется затворами. Закругленные прямоугольники помечают области взаимодействия между соседними ИМЦ. Области, занятые ферми-морем, заштрихованы.

известные результаты, используемые в диссертации.

Публикации по теме диссертации

1. Vyshnevyy A. A., Lebedev A. V., Lesovik G. B., Blatter G. Two-particle entanglement in capacitively coupled Mach-Zehnder interferometers // Phys. Rev. B. 2013. — Apr. Vol. 87. P. 165302.
2. Вышневым А. А., Лесовик Г. Б. Постселективное измерение электронной запутанности в системе из двух интерферометров Маха-Цендера с кулоновским взаимодействием // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. С. 565–572.
3. Vyshnevyy A. A., Lesovik G. B., Jonckheere T., Martin T. Setup of three Mach-Zehnder interferometers for production and observation of Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement of electrons // Phys. Rev. B. 2013. — Apr. Vol. 87. P. 165417.

Список цитированной литературы

1. Bell J. On the Einstein Podolsky Rosen Paradox // *Physics*. 1964. Vol. 1. P. 195.
2. Clauser J., Horne M., Shimony A., Holt R. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories // *Phys. Rev. Lett.* 1969. Vol. 23. P. 880.
3. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 47. P. 460.
4. Ji Y., Chung Y., Sprinzak D. et al. An electronic Mach-Zehnder interferometer // *Nature*. 2003. Vol. 422. P. 415–418.
5. Roulleau P., Portier F., Glattli D. C. et al. Finite bias visibility of the electronic Mach-Zehnder interferometer // *Phys. Rev. B*. 2007. — Oct. Vol. 76. P. 161309.
6. Neder I., Ofek N., Chung Y. et al. Interference between two indistinguishable electrons from independent sources // *Nature*. 2007. Vol. 448. P. 333–337.
7. Fève G., Mahé A., Berroir J.-M. et al. An On-Demand Coherent Single-Electron Source // *Science*. 2007. Vol. 316, no. 5828. P. 1169–1172.
8. Neder I., Heiblum M., Mahalu D., Umansky V. Entanglement, Dephasing, and Phase Recovery via Cross-Correlation Measurements of Electrons // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 036803.
9. Kang K., Lee K.-H. Violation of Bells inequality in electronic Mach Zehnder interferometers // *Physica E*. 2008. Vol. 40. P. 1395–1397.
10. Horodecki R., Horodecki P., Horodecki M. Violating Bell inequality by mixed spin-1/2 states: necessary and sufficient condition // *Physics Letters A*. 1995. — feb. Vol. 200. P. 340–344.

11. Dressel J., Choi Y., Jordan A. N. Measuring which-path information with coupled electronic Mach-Zehnder interferometers // Phys. Rev. B. 2012. — Jan. Vol. 85. P. 045320.
12. Bouwmeester D., Pan J.-W., Daniell M. et al. Observation of Three-Photon Greenberger-Horne-Zeilinger Entanglement // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 82. P. 1345.