Реферат

Отчет о НИР содержит 38 листов, 2 рисунка, 74 формулы, 12 источников.

Квантовый телеграф, квантовые вычисления, квантовая нейронная сеть, детерминированная квантовая связь, Azure Quantum, несепарабельные состояния, запутанные фотоны.

Целью НИР является разработка архитектуры квантовой нейронной сети для решения физических задач, включая проверку физико-математической модели протокола детерминированной квантовой связи «Квантовый телеграф», а также реализация квантовых вычислений на малокубитном квантовом компьютере и/или их эмуляция.

Объектом исследований являются архитектура и принципы построения квантовых нейронных сетей в зависимости от типа используемых данных (квантовые или классические), а также типа используемого алгоритма (квантовый или классический), а также их обучение для решения физических задач.

В результате разработана физико-математическая модель и эквивалентные схемы эксперимента «квантового ластика» для одиночных фотонов. Показано, что при действиях Алисы, направленных на передачу бита «1» классической информации, Боб будет наблюдать интерференцию своей частицы в двухщелевом эксперименте, а при действиях Алисы, направленных на передачу бита «0» классической информации, нет. Это, в свою очередь, полностью подтверждает основные результаты работы «Квантовый телеграф» и позволяет надеяться на практическую реализацию детерминированной квантовой связи.

Дальнейшие исследования, прежде всего, будет связаны с проверкой разработанной физико-математической модели за счет создания соответствующего программного обеспечения на базе облачной платформы квантовых вычислений Azure Quantum.

Содержание

[ВВЕДЕНИЕ 3](#_Toc187856655)

[1 Физико-математическая модель и эквивалентные схемы эксперимента «квантового ластика» для одиночных фотонов 4](#_Toc187856656)

[2 Ключевые идеи детерминированной квантовой связи на базе протокола «Квантовый телеграф» 18](#_Toc187856657)

[ЗАКЛЮЧЕНИЕ 32](#_Toc187856658)

[СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ 35](#_Toc187856659)

# ВВЕДЕНИЕ

Настоящее исследование посвящено изложению физико-математической модели, иллюстрирующей особенности «квантового телеграфа» - новой технологии передачи и приема данных из области детерминированной квантовой связи. Ключевые идеи данной технологии были ранее изложены в работе Е.А. Матвеева «Квантовый телеграф» [1], в которой также была предложена схема для ее экспериментальной проверки с использованием запутанных по поляризации пар фотонов. При разработке схемы квантового телеграфа были учтены эксперименты по наблюдению интерференционной картины от одиночных и запутанных пар фотонов, при этом было отмечено, что для подтверждения работоспособности предложенной технологии передачи информации требуется проведение натурных экспериментов. Однако помимо непосредственной практической реализации важной задачей является разработка физико-математической модели, которая позволит в явном виде подтвердить возможность наблюдения интерференционной картины, создаваемой частицами из набора запутанных пар при их прохождении через экран с двумя щелями и фильтрами. Актуальность разработки физико-математической модели определяется также продолжающимися экспериментами «квантового ластика» (в том числе с использованием акустических фононов [2]), целью которых является исследование специфических последствий известного двухщелевого эксперимента в квантовой механике, а также особенностей квантовой запутанности.

Отдельного внимания заслуживает вопрос наблюдения интерференционной картины, создаваемой одним из фотонов запутанной пар, без поствыбора результатов измерения. При этом предполагается либо непосредственное наблюдение интерференции на некотором экране (фотопленке и т.д.), либо отсутствие канала синхронизации однофотонных детекторов, используемых для регистрации фотонов запутанной пары [3].

# 1 Физико-математическая модель и эквивалентные схемы эксперимента «квантового ластика» для одиночных фотонов

В рамках более ранней статьи [1] вначале анализировались основные результаты работы 2011 г. [6], в которой описана схема, позволяющая с помощью однофотонного детектора (фотоумножителя) наблюдать интерференционную картину, создаваемую одиночными фотонами, имеющими диагональную поляризацию и «проходящими» через экран с двумя щелями. При этом рассматривались следующие основные случаи: 1) фотон с диагональной поляризацией «проходит» через экран с двумя щелями; 2) фотон с диагональной поляризацией «проходит» через экран с двумя щелями и фильтрами, в качестве которых используются линейные поляризаторы, пропускающие только горизонтально или вертикально поляризованные фотоны; 3) фотон с диагональной поляризацией «проходит» через экран с двумя щелями и фильтрами, а также поляризатор, ориентированный под 45° и «стирающий» информацию о пути фотонов. Кроме того было отмечено, что интерференционная картина наблюдается только в случаях 1 и 3, когда невозможно получить информацию о пути фотона, в том числе за счет измерения его поляризации.

В рамках настоящей работы перед непосредственным физико-математическим моделированием схемы квантового телеграфа целесообразным представляется формализовать рассмотренные случаи 1-3, в том числе математически определить понятие «наблюдение интерференционной картины». Однако с учетом того, что явление интерференции, прежде всего, связано с волновыми свойствами частиц, его формализация в терминах квантовых вычислений и квантовой информации непосредственно для рассмотренных экспериментальных случаев является неудобной. В связи с этим актуальным представляется рассмотреть модели эквивалентных схем эксперимента по наблюдению интерференции частицы на двух щелях (рисунок 1).

В рамках данных схем предполагается, что экрану с двумя щелями эквивалентен равноплечий интерферометр Маха-Цендера (рисунок 1, а), включающий светоделители 50:50 (BS1 и BS2), зеркала (*М*1 и *М*2), а также детекторы одиночных фотонов (*D*1 и *D*2), для которых предполагается 100% эффективность. В этом случае «прохождение» фотона с диагональной поляризацией через экран с двумя щелями и фильтрами равносильно размещению линейных поляризаторов в верхнем и нижнем плече интерферометра соответственно (рисунок 1,б). Для определенности будем полагать, что фильтр, пропускающий только горизонтально (H) поляризованные фотоны расположен в верхнем плече перед зеркалом *М*1, а фильтр, пропускающий только вертикально (V) поляризованные фотоны в нижем плече до зеркала *М*2.

|  |  |
| --- | --- |
| Рис | Рис.1б.jpg |
| а) | б) |
| Рис | |
| в) | |

Рисунок 1. – Эквивалентные схемы эксперимента по наблюдению интерференции частицы на двух щелях

«Прохождение» фотона с диагональной поляризацией через экран с двумя щелями и фильтрами, а также элемент «стирающий» информацию о «пути» фотонов в эквивалентной схеме будет равносильно размещению поляризатора, ориентированного под 45°, в каждом из плеч интерферометра после зеркал *М*1 и *М*2. Исходя из всего вышеизложенного, для рассмотренных эквивалентных схем несложно определить понятие «наблюдение интерференционной картины», под которым будем понимать соотношением между вероятностями (, ) фотоотсчетов детекторов *D*1 и *D*2. В частности, будем говорить о наличие интерференционной картины при условии, что  и  для входа *х* светоделителя или  и  для входа *у* светоделителя. Под отсутствием интерференционной картины будем понимать равенство вероятностей фотоотсчетов детекторов, т.е. , причем . Использование неравенств в нашем определении понятия «наблюдение интерференционной картины» связано с вероятностями прохождения фотонов через оптические элементы схемы. Так, например, фотон с вертикальной или горизонтальной поляризацией пройдет через  
 поляризатор, ориентированный под 45°, только с вероятностью , и с той же вероятностью будем поглощен поляризатором.

После обсуждения эквивалентных схем целесообразным представляется определение входного состояния фотона в терминах квантовых вычислений и квантовой информатики, а также действия оптических элементов схемы на это входное состояние. Опираясь на [4], будем полагать, что фотону, двигающемуся вдоль оси *х* и поступающему на *x*-вход светоделителя BS1, отвечает состояние , а фотону, двигающемуся вдоль оси *y* и поступающему на *y*-вход светоделителя *BS*1, соответствует состояние .

Действие светоделителя 50:50 на входные состояния и ,в свою очередь, можно задать через линейный оператор , в матричном представлении имеющий следующий вид:

 (1),

где *i* –мнимая единица.

Зеркала в рассматриваемых эквивалентных схемах являются вспомогательными элементами, а их действие сводится к изменению направления распространения фотона (,), их также можно задать через линейный оператор , в матричном представлении имеющий вид:

 (2)

Для нахождения вероятности фотоотсчетов детекторов *D*1 и *D*2 можно воспользоваться как классическим подходом, изложенным Р.Ф. Фейнманом в [5], так и концепцией проективных измерений, изложенной, например, М.Нильсеном и Н.Чангом в [6]. В целом эти два подхода дают идентичные результаты, однако классический подход более нагляден, поскольку оперирует понятиями амплитуда вероятности и квадратом ее модуля, при этом предполагается, что для определения вероятности некоторого события необходимо учесть все возможные амплитуды вероятности (траектории), приводящие к данному событию. Так, например, в схеме эксперимента по наблюдению интерференции частицы на двух щелях для определения вероятности регистрации фотона в заданной точке экрана (детектора), необходимо учесть все возможные траектории (пути) фотона. Такой подход непосредственно для рассмотренных экспериментальных случаев (рисунок 1) является неудобным, поскольку предполагает введение ширины щелей, расстояния между щелями, расстояния между щелями и экраном (детектором) и т.д. Применительно к анализируемым эквивалентным схемам введение данных величин не требуется, и можно получить следующие вероятности:

1. для 1-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, а) и фотона на *х-*входе светоделителя BS1:

 (3)

 (4)

1. для 1-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, а) и фотона на *y-*входе светоделителя BS1:

 (5)

 (6)

Анализ выражений (3)-(6) показывает, что для 1-ой эквивалентной схемы в зависимости от входа светоделителя с единичной вероятностью срабатывает либо детектор *D*1, либо детектор *D*2, а с учетом того, что рассчитанные вероятности удовлетворяют приведенным неравенствам, можно говорить о наблюдении интерференционной картины. Заметим, что в 1-ой эквивалентной схеме не учитывалась входная поляризация фотона, поскольку предполагалось, что все элементы схемы являются сохраняющими поляризацию, т.е. не изменяют ее при «прохождении» через них фотонов, а детекторы являются нечувствительными к поляризации.

Теперь рассмотрим второй подход применительно к нахождению вероятности фотоотсчетов детекторов *D*1 и *D*2. В рамках [6] отмечено, что проективное измерение описывается наблюдаемой *K*, т.е. эрмитовым оператором, действующим в пространстве состояний системы. Наблюдаемая может быть представлена в виде спектрального разложения:

 (7)

где *Pk* – проектор на собственное подпространство, соответствующее оператору *K*, с собственным числом *k* (возможным результатом измерения).

При измерении над состоянием  вероятность получения результата *k* задается выражением:

 (8)

Поскольку в рассматриваемых эквивалентных схемах предполагается расположение детектора *D*1 вдоль направления *х* распространения фотонов, а детектора *D*2 вдоль направления *y*, можно полагать, что им соответствуют проекторы  и  соответственно. С учетом этого:

1. для 1-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, а) и фотона на *х-*входе светоделителя BS1 его состояние  после прохождения интерферометра, а также вероятности  и определяются как:

 (9)

 (10)

 (11)

1. для 1-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, а) и фотона на *y-*входе светоделителя BS1 его состояние  после прохождения интерферометра, а также вероятности  и определяются как:

 (12)

 (13)

 (14)

Сравнение (9), (10), (13), (14) с (3)-(6) показывает, что для 1-ой эквивалентной схемы применение классического подхода и концепции проективных измерений дают совпадающие вероятности, поэтому с учетом отсутствия необходимости расчета амплитуд вероятности всех траекторий, в дальнейшем будем использовать преимущественно второй подход.

Для анализа 2-ой эквивалентной схемы требуется учет поляризации фотонов, поскольку в экран встроены фильтры, пропускающие фотоны только с горизонтальной или вертикальной поляризацией соответственно. Используя формализм Джонса, будем полагать, что:

1. фотону с диагональной поляризацией , двигающемуся вдоль оси *х* и поступающему на *x*-вход светоделителя BS1, отвечает состояние:

, (15)

где состояния  и  отвечают фотону с горизонтальной и вертикальной поляризацией соответственно,  - знак тензорного произведения.

1. фотону с диагональной поляризацией , двигающемуся вдоль оси *y* и поступающему на *y*-вход светоделителя *BS*1, соответствует состояние:

, (16)

Поскольку светоделители *BS*1 и *BS*2 сохраняет поляризацию, прохождение через них фотона равносильно применению к входному состоянию линейного преобразования с матрицей:

 (17)

Для того, чтобы учесть наличие поляризационных фильтров, пропускающих только фотоны с горизонтальной или вертикальной поляризацией, а также их расположение в заданном плече интерферометра (фильтр **H** в верхнем плече, фильтр **V** в нижнем плече) воспользуемся подходом аналогичным построению матрицы поляризационного светоделителя. Тогда действие поляризационных фильтров может быть описано как:

 (18)

Зеркала также сохраняют поляризацию, а, следовательно, отражение от них фотона равносильно применению состоянию фотона после прохождения светоделителя *BS*1 и поляризационных фильтров линейного преобразования с матрицей:

 (19)

Как уже было отмечено, в рассматриваемых эквивалентных схемах предполагается поляризационная нечувствительность детекторов, а, следовательно, для учета поляризационной степени свободы фотона при оценке вероятности фотоотсчетов можно полагать, что им соответствуют проекторы  и  для детекторов *D*1 и *D*2 соответственно. Тогда:

1. для 2-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, б), и фотона на *х-*входе светоделителя BS1 его состояние  после прохождения интерферометра, а также вероятности  и определяются как:

 (20)

где  - антидиагональная поляризация.

 (21)

 (22)

1. для 2-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, б) и фотона на *y-*входе светоделителя BS1 его состояние  после прохождения интерферометра, а также вероятности  и определяются как:

 (23)

 (24)

 (25)

Анализ выражений (21), (22), (24), (25) показывает, что для 2-ой эквивалентной схемы в независимости от входа светоделителя с одинаковой вероятностью  срабатывают детекторы *D*1 и *D*2, и, следовательно, можно говорить об отсутствии интерференционной картины. Это явление можно объяснить тем, что после «прохождения» экрана с двумя щелями и фильтрами, поляризация фотона становится либо вертикальной , либо горизонтальной . Поскольку эти состояния ортогональны, никакой интерференции не будет, что и было показано в эксперименте. Заметим, что использование в схеме поляризационных фильтров приводит к связанным с ними оптическим потерям, в результате чего фотоны регистрируются только в половине случаев.

С учетом того, что поляризационные фильтры являются ключевыми компонентами эксперимента и 2-ой эквивалентной схемы соответственно дополнительно оценим  и в рамках классического подхода через амплитуды вероятности соответствующих исходов. Тогда:

1) для 2-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, б), и фотона на *х-*входе светоделителя BS1

 (26)

 (27)

где , .

2) для 2-ой эквивалентной схемы (рисунок 1, б), и фотона на *х-*входе светоделителя BS1

 (28)

 (29)

Анализ выражений (21), (22), (24)-(29) показывает, что для 2-ой эквивалентной схемы применение классического подхода и концепции проективных измерений дают совпадающие вероятности. С учетом того, что поляризатор является примером неунитарного процесса, вероятность «поглощения» одиночных фотонов поляризационными фильтрами для  
*х-*входаи *y-*входа светоделителяBS1, можно определить как:

 (30)

Основным отличием 3-ей эквивалентной схемы от 2-ой является наличие оптического элемента, «стирающего» информацию о пути фотона («квантового ластика»). Использование в качестве такого элемента поляризатора, ориентированного под углом θ=45°, в формализме матриц Джонса равносильно применению к состоянию после отражения от зеркал линейного преобразования с матрицей:

 (31)

Далее, аналогично анализу 2-ой эквивалентной схемы, оценим вероятности фотоотсчетов, полагая, что им соответствуют проекторы  и  для детекторов *D*1 и *D*2 соответственно. С учетом этого:

1. для 3-ей эквивалентной схемы (рисунок 1, в) и фотона на *х-*входе светоделителя BS1, его состояние  после прохождения интерферометра, а также вероятности ,  и определяются как:

 (32)

 (33)

 (34)

 (35)

1. для 3-ей эквивалентной схемы (рисунок 1, в) и фотона на *y-*входе светоделителя BS1, его состояние  после прохождения интерферометра, а также вероятности  и определяются как:

 (36)

 (37)

 (38)

 (39)

Дополнительно, с учетом того, что «квантовый ластик» является ключевым компонентом эксперимента и 3-ей эквивалентной схемы оценим ,  и в рамках классического подхода через амплитуды вероятности соответствующих исходов. Тогда:

1) для 3-ей эквивалентной схемы (рисунок 1, б), и фотона на *х-*входе светоделителя BS1

(40)

 (41)

 (42)

1) для 3-ей эквивалентной схемы (рисунок 1, б), и фотона на *y-*входе светоделителя BS2

(43)

 (44)

 (45)

Анализ выражений (33), (34), (37)-(42) показывает, что для 3-ей эквивалентной схемы в зависимости от входа светоделителя с вероятностью  срабатывает либо детектор *D*1 (фотон с диагональной поляризацией на *x*-входе *BS*1), либо детектор *D*2 (фотон с диагональной поляризацией на *y*-входе *BS*1). С учетом того, что рассчитанные вероятности удовлетворяют приведенным неравенствам, можно говорить о наблюдении интерференционной картины. Отметим, что 3-я эквивалентная схема показывает, что установка «ластика», приводит к поляризационной неразличимости фотонов, прошедших через первую и вторую щель. При этом, на основании обобщения результатов по всем трем эквивалентным схемам, можно сделать вывод, что поляризационные фильтры, «встроенные» в экран с двумя щелями, разрушают интерференционную картину, а для ее восстановления достаточно провести «квантовое стирание», т.е. сделать принципиально невозможным получение информации о «пути» фотона.

# 2 Ключевые идеи детерминированной квантовой связи на базе протокола «Квантовый телеграф»

Перед непосредственным изложением физико-математической модели квантового телеграфа, целесообразным представляется кратко напомнить его ключевую идею. В рамках более ранней работы [1] отмечено, что описанная схема квантового телеграфа может использоваться для передачи между двумя пространственно удаленными абонентами (Алисой и Бобом) битов классической информации «0» и «1», даже при отсутствии между ними классического канала связи. При этом предполагается, что когда-то давно Алиса и Боб встречались, но теперь живут далеко друг от друга. Будучи вместе, они сгенерировали достаточное число *N* ∈ **N** запутанных пар частиц *AiBi* (где  и **N** – множество натуральных чисел) в состоянии Белла:

, (46)

где и .

Состояние Белла, определяемое в соответствии с (46) известно как несепарабельное состояние, в том смысле, что оно не представимо в виде тензорного произведения образующих его квантовых подсистем.

Работа предложенного квантового телеграфа состоит из двух частей и включает в себя действия передающей стороны (Алисы) и приемной стороны (Боба) при передаче битов классической информации «0» и «1» соответственно. Боб всегда пропускает свои частицы через установку с двумя щелями, фильтрами и «квантовым ластиком», стирающим информацию о пути фотона. Алиса либо ничего не делает со своей частицей (для передачи Бобу «1»), либо пропускает её через фильтр (для передачи Бобу «0»).

Часть 1. Передача Алисой бита «1» классической информации.

**Шаг 1.** Алиса детектирует имеющуюся у нее частицу запутанной пары без проведения каких-либо дополнительных манипуляций над её состоянием (иначе говоря, Алиса ничего не делает со своей частицей).

**Шаг 2.** Боб «пропускает» свою частицу запутанной пары через экран с двумя щелями, в который встроены фильтры, пропускающие только частицу в состоянии  или  ,соответственно, и через «квантовый ластик».

**Шаг 3.** Боб интерпретирует наличие интерференционной картины, как факт передачи Алисой бита «1» классической информации.

Часть 2. Передача Алисой бита «0» классической информации.

**Шаг 1.** Алиса «пропускает» имеющуюся у нее частицу запутанной пары через фильтр  и детектирует ее (иначе говоря, Алиса проводит измерение в вычислительном базисе над своей частицей).

**Шаг 2.** Боб «пропускает» свою частицу запутанной пары через экран с двумя щелями, в который встроены фильтры, пропускающие только частицу в состоянии  или  ,соответственно, и через «квантовый ластик».

**Шаг 3.** Боб интерпретирует отсутствие интерференционной картины, как факт передачи Алисой бита «0» классической информации.

**3. Физико-математическая модель «квантового телеграфа».**

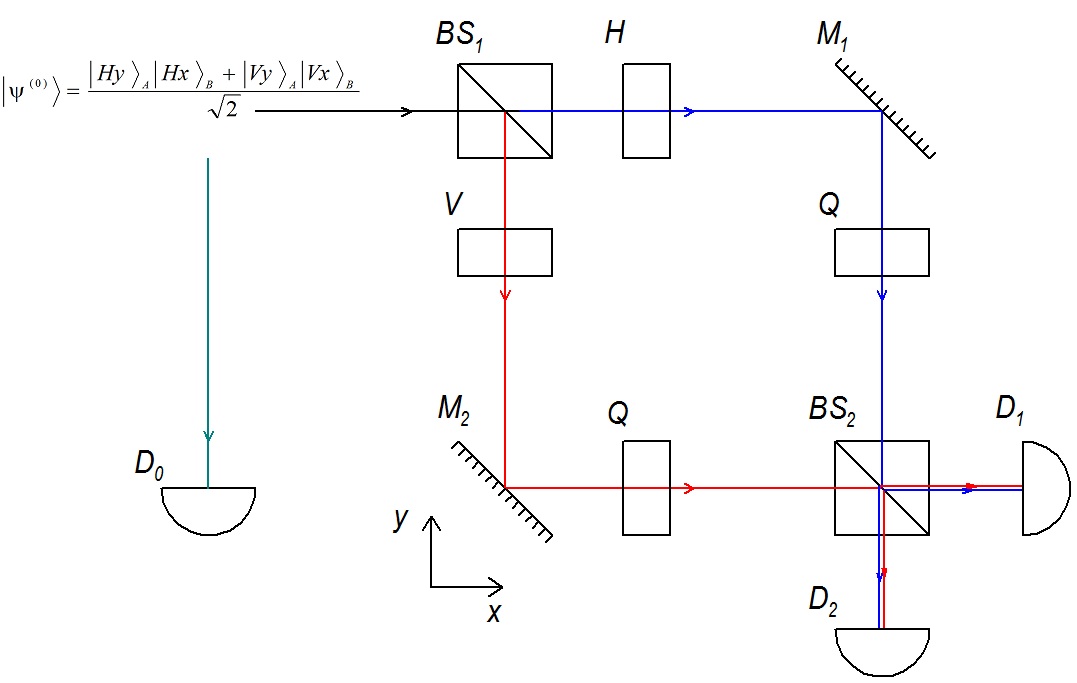
Теперь, после изложения ключевых идей квантового телеграфа, изложим его физико-математическую модель, которая описывает последовательную эволюцию состояния Белла  при передаче Алисой битов «1» и «0» классической информации.

Отдельно оговоримся, что при дальнейшем построении модели будем предполагать, что регистрация фотонов Алисы и Боба с*инхронизированы во времени* таким образом, чтобы избежать принципиальной возможности возникновения временных парадоксов. С точки зрения проведения натурных экспериментов такая синхронизация означает, что Алиса принимает решение о передачи бита «0» и «1» классической информации всегда **до** любых манипуляций Боба с его фотонами из множества запутанных пар. При этом, момент времени наблюдения интерференционной картины (или ее отсутствия) Бобом с точностью до временных задержек экспериментальных схем совпадает с моментом времени регистрации фотонов Алисой.

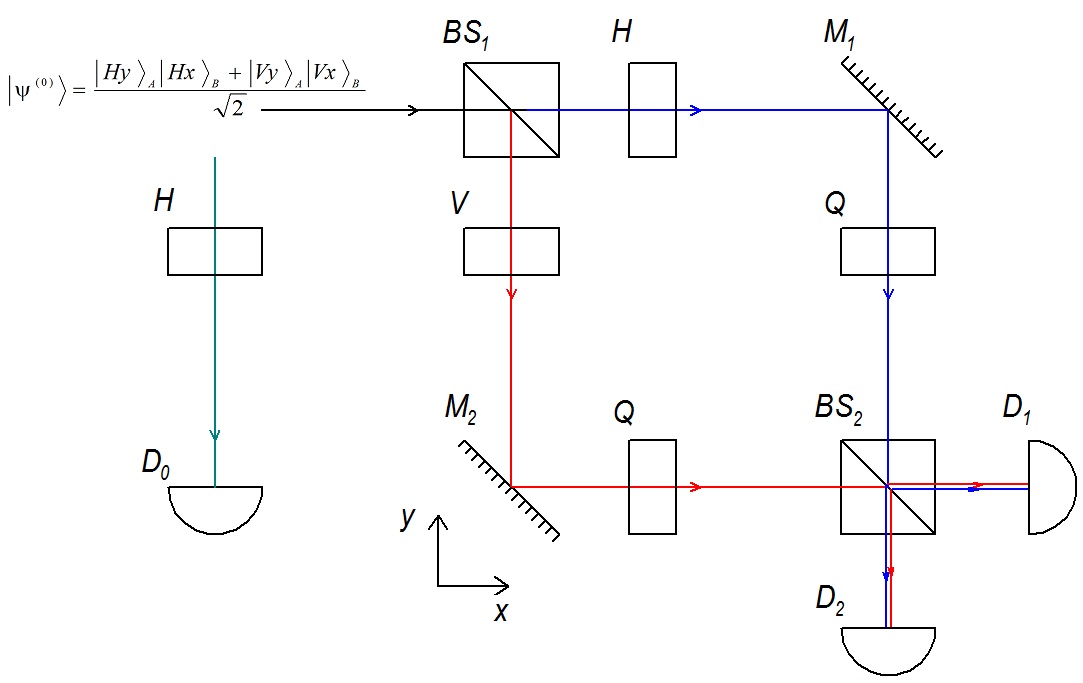
Для простоты дальнейших рассуждений, не ограничивая общности, будем рассматривать фотонные пары с несепарабельными состояниями поляризации. Такое допущение позволяет каждому элементу схемы квантового телеграфа поставить в соответствие заданные оптические элементы, для которого известны матрицы Джонса. Тогда состояние Белла (33) можно переопределить как:

 (47)

Далее воспользуемся подходом, аналогичным используемому при описании эксперимента «квантового ластика» для одиночных фотонов, а именно, опишем эквивалентную схему квантового телеграфа (рисунок 2).



а) часть I работы



б) часть IIработы

Рисунок 2 – Эквивалентные схемы квантового телеграфа

Для этого будем полагать, что фотоны запутанной пары при манипуляциях с ними Алисой и Бобом «перемещаются» вдоль оси *y* и *x* соответственно. Тогда, в соответствии с ключевыми идеями квантового телеграфа, можно полагать, что у Боба имеется полный аналог 3-ей эквивалентной схемы. Алиса в свою очередь либо использует только однофотонный детектор, либо дополнительно «пропускает» свой фотон через горизонтальный поляризатор. Отдельно отметим, что выбор направления распространения фотона Алисы запутанной пары является произвольным и определяется только удобством построения модели. С учетом этого, состояние Белла (34) можно записать как:

 (48)

Вначале промоделируем часть I работы квантового телеграфа в соответствии со схемой на рисунке 2, а. При этом будем полагать, что Алиса детектирует имеющуюся у нее частицу запутанной пары без проведения каких-либо дополнительных манипуляций над ее поляризацией. В рамках рассматриваемой схемы, учитывая не чувствительность к поляризации детектора *D*0, а также полагая, что для фотона Алисы выбрано *y* направление распространения, это будет эквивалентно применению к состоянию (48) линейного оператора . При этом, с учетом заданной выше синхронизации во времени, можно полагать, что запутанность сохраняется и на входе в интерферометр Маха-Цендера фотон, соответствующий подсистеме В квантовой системы АВ, в несепарабельном состоянии.

Поскольку светоделители *BS*1 и *BS*2 сохраняют поляризацию, прохождение через них фотона Боба равносильно применению к входному состоянию линейного преобразования с матрицей:

 (49)

Наличие поляризационных фильтров, а также их расположение в заданном плече интерферометра (фильтр **H** в верхнем плече, фильтр **V** в нижнем плече) учтем в полной аналогии с (18), полагая, что их действие может быть описано как:

 (50)

Зеркала в нашей эквивалентной схеме сохраняют поляризацию, а, следовательно, отражение от них равносильно применению к состоянию фотона Боба после прохождения светоделителя *BS*1 и поляризационных фильтров линейного преобразования:

 (51)

Действие «квантового ластика» в рассматриваемой эквивалентной схеме равносильно применению к состоянию фотона Боба после отражения от зеркал *M*1 и *M*2 линейного преобразования:

 (52)

Далее, аналогично анализу 3-ей эквивалентной схемы оценим вероятности фотоотсчетов детекторов *D*1 и *D*2, полагая, что им соответствуют проекторы  и , соответственно. При этом вначале проанализируем эквивалентную схему без «квантового ластика». С учетом фотона Боба на *х-*входе светоделителя BS1 ,состояние квантовой системы АВ после прохождения интерферометра , а также вероятности ,  и  определяются как:

 (53)

 (54)

 (55)

 (56)

Анализ выражений (54)-(56) показывает, что для эквивалентной схемы квантового телеграфа без «квантового ластика» с одинаковой вероятностью  срабатывают детекторы *D*1 и *D*2, и, следовательно, можно говорить об отсутствии интерференционной картины. Данный факт полностью отвечает более ранней статье [1], в которой отмечалось, что ожидаемый результат эксперимента при пропускании фотона Боба через экран со щелями и фильтрами, при условии, что элемент, выполняющий функции «квантового ластика» убран, а Алиса просто детектирует свой кубит – *отсутствие* интерференционной картины. Таким образом, можно сделать вывод, что эквивалентная схема и рассматриваемая физико-математическая модель, предсказывают результат аналогичный [1] в части отсутствия «квантового ластика».

Далее проанализируем эквивалентную схему с учетом наличия элемента стирающего информацию о пути фотона Боба. В данном случае состояние квантовой системы АВ после прохождения интерферометра , а также вероятности ,  и  определяются как:

 (57)

 (58)

 (59)

 (60)

Согласно выражениям (43)-(45), для эквивалентной схемы квантового телеграфа даже при наличии у Боба «квантового ластика», детекторы *D*1 и *D*2 срабатывают с вероятностью , а, следовательно, в нашей формализации понятия «наличие интерференционной картины», можно сделать вывод об ее отсутствии. Полученный результат, по большей части, является неочевидным, т.к. согласно более ранней работе [1] в данном случае ожидалось *наличие* интерференционной картины. Следовательно, при условии, что элемент, выполняющий функции «квантового ластика» установлен, а Алиса предварительно пропускает свой кубит через поляризационный фильтр, для фотона Боба должна наблюдаться интерференция.

Данный результат также является неожиданным, поскольку, благодаря использованию «квантового ластика» при измерении поляризации фотона Боба, например, с помощью проективных измерений, задаваемых полным множеством ортогональных проекторов, т.е.  и , невозможно получить информацию о его пути. Аналогичный вывод можно сделать и в случае измерения поляризации фотона Алисы или наблюдаемой, связанной с направлением его распространения, т.е. также невозможно определение пути фотона в интерферометре. Это в свою очередь приводит к следующим предположениям: 1) рассматриваемая эквивалентная схема (рисунок 2) неточно соответствует квантовому телеграфу; 2) состояние (48) недостоверно описывает начальное состояние запутанной пары фотонов, 3) неточны отдельные этапы построения физико-математической модели, 4) существуют дополнительные неучтенные обстоятельства. Однако с учетом того, что при изложении рассматриваемой модели и отдельных этапов ее построения использовались классические, хорошо зарекомендовавшие себя подходы, предположения 2 и 3 выглядят маловероятными. Учитывая, что эквивалентные модели достоверно описывают эксперименты «квантового ластика» для одиночных фотонов, маловероятным является и 1-ое предположение. Это приводит нас к 4-ому предположению о неучтенных обстоятельствах, в частности, если рассмотреть явную запись  видно, что для обеспечения попадания фотона Боба только в одно из плеч интерферометра (а как следствие этого, и обеспечения фотоотсчетов только одного детектора) необходимо обеспечить обращение в нуль второго слагаемого в выражении (57). Для этого, в свою очередь, достаточно «пропустить» фотон Алисы через элемент аналогичный «квантовому ластику» Боба, что равносильно применению к состоянию (48) линейного оператора . В этом случае, состояние квантовой системы АВ , а также вероятности ,  и  определяются как:

 (61)

 (62)

 (63)

 (64)

Анализ выражений (62)-(63) показывает, что для эквивалентной схемы квантового телеграфа с «квантовым ластиком» у Боба и аналогичным элементом у Алисы, с вероятностью  срабатывает только детектор *D*1, а учитывая, что рассчитанные вероятности удовлетворяют приведенным неравенствам, можно говорить о наблюдении интерференционной картины. Однако, здесь следует отметить, что при наших рассуждениях мы пользовались уже обозначенной идеей о синхронизации во времени регистрации фотонов Алисы и Боба. При этом вопросы, связанные с возможностью различения интерференционной картины непосредственно в практической реализации квантового телеграфа, все также требуют натурных экспериментов, поскольку использование фильтров и элементов типа «квантовый ластик» из-за меньшей единицы вероятности прохождения через них фотонов, будет приводить к различию в статистиках фотоотсчетов детектора *D*0 и *D*1 и *D*2 ,соответственно. Так, например, возможны такие ситуации, когда фотоны будут поглощены «ластиком» Алисы, а, следовательно, детектор *D*0 не срабатывает, но при этом могут наблюдаться срабатывания детекторов *D*1 или *D*2.Различия в статистиках фотоотсчетов детекторов в свою очередь являются следствием того, что поляризационные фильтры и «квантовый ластик» являются примерами неунитарных процессов, что может быть преодолено путем включения в выборку только событий, при которых фотон «прошел» через них. Это, в свою очередь, позволяет нормировать состояние рассматриваемой квантовой системы после прохождения фотона через эквивалентную схему. Тогда:

 (65)

 (66)

 (67)

Здесь, однако, следует отметить, что включение в выборку только событий, при которых фотон «прошел» через поляризационные фильтры и «квантовый ластик» можно рассматривать как поствыбор. Что, в свою очередь, при экспериментальной реализации схемы квантового телеграфа потребует наличия канала синхронизации (схемы совпадения) фотоотсчетов детекторов, и оставляет открытым вопрос в возможности различения интерференционной картины, создаваемой одним из фотонов запутанной пары,в его отсутствии. Этот вопрос тесно взаимосвязан с другими вопросами, а именно: 1) является ли рассматриваемая схема квантового телеграфа при передаче Алисой бита «1» классической информации – замкнутой квантовой системой; 2) возможно ли рассматривать состояние (57), как чистое, до и после «прохождения» фотона через экран с двумя щелями с учетом «отложенного выбора» (т.е. необходимости «пропустить» фотон Алисы через элемент аналогичный «квантовому ластику» Боба).

Теперь промоделируем часть II работы квантового телеграфа в соответствии со схемой на рисунке 2, б. При этом будем полагать, что Алиса «пропускает» имеющуюся у нее частицу запутанной пары через фильтр **H** и детектирует ее. Кроме того будем, как и ранее, считать, что для фотона Алисы выбрано *y* направление распространения. В рамках рассматриваемой схемы этот будет эквивалентно применению к состоянию (48) вначале линейного оператора , а затем .  
С учетом этого состояние квантовой системы АВ можно записать как:

 (68)

Однако здесь следует отметить, что поскольку предполагается *предварительное* пропускание фотона Алисы через фильтр **H,** а также учитывая, что для состояния (68) полная нормировка не сохраняется, можно говорить о том, что состояние квантовой системы АВ зависит от иных окружающих ее квантовых объектов. Это, в свою очередь, приводит к необходимости рассматривать часть II работы квантового телеграфа в терминах смешанных состояний. С учетом (68) оператор плотности квантовой системы АВ, состоящей из двух подсистем А и В, может быть записан как:

, (69)

где учитывается поглощение фотона Алисой фильтром при условии ортогональности его поляризации оси пропускания фильтра, что в рамках рассматриваемой эквивалентной схемы равносильно пропусканию через него состояния .

При дальнейшем анализе эквивалентной схемы будем полагать, что прохождение фотона Боба через интерферометр Маха-Цендера может быть описано в полной аналогии с частью I работы квантового телеграфа, дополнительно учитывая, что вместо чистого состояния (48) будем рассматривать эволюцию смешанного состояния, задаваемого оператором плотности (69). При этом вначале проанализируем эквивалентную схему без «квантового ластика». С учетом фотона Боба на *х-*входе светоделителя BS1 состояние квантовой системы АВ после прохождения интерферометра, а также вероятности ,  и определяются как:

, (70)

, (71)

, (72)

 (73)

где , , и оператор (в матричном представлении), эрмитово-сопряженный с оператором **J**.

Анализ выражений (71)-(72) показывает, что для эквивалентной схемы квантового телеграфа без «квантового ластика» с одинаковой вероятностью  срабатывают детекторы *D*1 и *D*2, и, следовательно, можно говорить об отсутствии интерференционной картины. Данный факт полностью отвечает более ранней статье [1], в которой отмечалось, что состояние частицы Боба до прохождения экрана со щелями и фильтрами известно, а, следовательно, она может «пройти» либо **только** через первую щель (если частица Алисы прошла фильтр), либо **только** через вторую щель (если частица Алисы была поглощена фильтром). При этом у частицы Боба отсутствует альтернатива выбора «пути», что делает невозможным наблюдение интерференции.

Далее проанализируем эквивалентную схему с учетом наличия элемента стирающего информацию о пути фотона Боба. В данном случае состояние квантовой системы АВ после прохождения интерферометра, а также вероятности  и определяются как:

, (74)

, (75)

, (76)

 (77)

Согласно выражениям (75)-(76) для эквивалентной схемы квантового телеграфа даже при наличии у Боба «квантового ластика» детекторы *D*1 и *D*2 срабатывают с вероятностью , а, следовательно, можно говорить об отсутствии интерференционной картины. Данный факт также полностью соответствует более ранней работе [1] и подтверждает правильность используемой эквивалентной схемы.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в рамках настоящей работы с использованием разработанной физико-математической модели квантового телеграфа показано, что при действиях Алисы, направленных на передачу бита «1» классической информации, Боб будет наблюдать интерференцию своей частицы в двухщелевом эксперименте, а при действиях Алисы, направленных на передачу бита «0» классической информации, нет. Это, в свою очередь, полностью подтверждает основные результаты работы [1] и позволяет надеяться на практическую реализацию детерминированной квантовой связи.

Помимо изложения физико-математической модели квантового телеграфа, целесообразным представляется осветить вопрос наблюдения интерференционной картины, создаваемой одним из фотонов запутанной пары без поствыбора результатов измерения. В настоящее время в ряде работ по «квантовому ластику с отложенным выбором», а также близких, по сути, исследованиях отмечается, что наблюдение интерференционной картины, создаваемой одним из фотонов запутанной пары, возможно только при условии, что между детекторами фотонов Алисы и Бобы присутствует канал синхронизации фотоотсчетов. Либо Алиса и Боб должны уже после проведения измерений обменяться классическими данными для выбора подмножества данных из полного множества фотоотсчетов. В частности, утверждается, что «…при работе с парой запутанных фотонов фотон, встречающийся с интерферометром, будет находиться в смешанном состоянии, и таким образом не будет видимой интерференционной картины без подсчета совпадений, нужных для выбора соответствующих подмножеств данных» [7]. Или, например, отмечается, что «…суммарная картина всех сигнальных фотонов, чьи запутанные холостые пары прошли на несколько разных детекторов, никогда не будет показывать интерференцию независимо от того, что происходит с холостыми фотонами» [8].

Здесь отдельно следует отметить, что в цитируемых работах [7-8] предполагается ***не*** *отсутствие* интерференционной картины, а невозможность ее *наблюдения*, вследствие наложения двух интерференционных картин, максимумы одной из которых совпадают с минимумами другой, т.е. между двумя интерференционными полосами существует π-фазовый сдвиг. Согласно результатам моделирования для части I квантового телеграфа и эквивалентной ее схеме ожидается различие (с учетом оговоренных предположений) в вероятностях срабатывания детекторов *D*1 и *D*2, что позволяет надеяться на возможность наблюдения интерференции в натурном эксперименте.

Еще одним важным возражением к утверждению о невозможности наблюдения интерференционной картины, создаваемой одним из фотонов запутанной пары без поствыбора результатов измерения, являются результаты передовых работ [9-10] научной группы под руководством Anton Zeilinger. Ключевым результатом данных работ является методика, которая позволяет проверить и измерить запутанность двухфотонного смешанного состояния без обнаружения одного из фотонов, т.е. не выполняя измерения совпадения фотоотсчетов или поствыбор. При этом доказывается, что возможно восстановить информацию о запутанности, исходя из видности интерференционных картин. В конце работы [9] авторы также задают более общий вопрос, а именно «…what other information can be learned about a quantum state by detecting only one of its parts» (какую еще информацию можно узнать о квантовом состоянии, обнаружив только одну из его частей?). С нашей точки зрения этот вопрос полностью согласуется с ключевыми идеями квантового телеграфа, который, как и ATF-технология связи [11, 12], открывает путь к созданию детерминированной квантовой связи.

Дальнейшие исследования, прежде всего, могут быть связаны с проверкой разработанной физико-математической модели за счет создания соответствующего программного обеспечения на базе облачной платформы квантовых вычислений Azure Quantum. В частности, может быть разработана и обучена для проверки данной модели квантовая нейронная сеть, которая будет использовать ресурсы одной из существующий в настоящее время квантовых компьютеров, например, IonQ Aria Qpuс 25 кубитами или IonQ Forte Qpuc 32 кубитами.

# СПИСОКИСПОЛЬЗОВАННЫХИСТОЧНИКОВ

. Матвеев Е.А. Квантовый телеграф // Программная инженерия. 2019. Т. 10. № 7-8. С. 317-323.

2. Bienfait A., Zhong Y.P., Chang H.-S., Chou M.-H., Conner C.R., Dumur É., Grebel J., Peairs G.A., Povey R.G., Satzinger K.J., and Cleland A.N. Quantum Erasure Using Entaglent Surface Acoustic Phonons // Physical Review X. 2020. V. 10. №. 2. P. 021055.

3. Jacques V. Experimental Realization of Wheeler's Delayed-Choice Gedanken Experiment // Science. 2007. Vol. 315. № 5814. P. 966-968.

4. Rioux F. Illustrating the Superposition Principle with Single-Photon Interference // Chem. Educator. 2005. V. 10. P. 424-426.

5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Выпуск 8,9. Квантовая механика / Изд-во: Либроком. 2016. 528 с.

6. Нильсен М., Чанг И. Квантовые вычисления и квантовая информация, М.: Мир, 2006, 824 с.

7. JacquesV. Experimental Realization of Wheeler's Delayed-Choice Gedanken Experiment // Science. 2007. Vol. 315. № 5814. P. 966-968.

8. Greene B. The Fabric of the Cosmos: Space, Time, and the Texture of Reality / Alfred A. Knopf. 2004. 198 p.

9. Lahiri M., Lapkiewicz R., Hochrainer A., Lemos G.B., Zeilinger A. Characterizing mixed state entanglement through single-photon interference // arXiv:2009.02829v1 [quant-ph] 6 Sep 2020.

10. Lemos G.B., Lapkiewicz R., Hochrainer A., Lahiri M., Zeilinger A. Measuring mixed state entanglement through single-photon interference // arXiv:2009.02851v1 [quant-ph] 7 Sep 2020.

11. Алиев Ф.К., Бородин А.М., Вассенков А.В., Матвеев Е.А., Царьков А.Н., Шермент И.А. ATF-технология связи, основанная на использовании ресурса несепарабельных состояний квантовых систем // Наукоемкие технологии. – 2015. – Т.16. – №1. – C. 65-78.

12. Алиев Ф.К., Корольков А.В., Матвеев Е.А. Несепарабельные состояния многокубитных квантовых систем / Под ред. *Ф. К. Алиева*. – М.: Радиотехника. – 2017. – 320 с.