

Интерференция между актами пред- и постселекции

А.Ростом

В качестве альтернативного подхода для измерения слабых эффектов, связанных с искусственной генерацией редких событий в квантовой метрологии, предлагается исследование картины интерференции, порождённой актами пред- и постселекции состояний квантовой системы. Рассмотрен пример двух интерферометров Маха–Цендера, связанных общей средой с керровской нелинейностью. Постселекция фотонных состояний на выходе одного из интерферометров и введение управляемого фазового сдвига в одном из его плеч индуцирует интерференционные явления в статистике фоторегистраций на выходе второго интерферометра. Параметр нелинейности определяет сдвиг и ширину структур картины интерференции. Исследованы основные черты этой картины в зависимости от величины керровской нелинейности и числа фотонов на входе в интерферометры.

Ключевые слова: квантовая метрология, квантовая интерференция, пред- и постселекция, слабые значения.

1. Введение

Поиск и искусственная генерация так называемых редких событий является важным направлением в современной квантовой физике. Лазерное охлаждение, использующее случайное блуждание [1], перенос протона между молекулами воды в химических реакциях [2], альфа-распад и рождение бозонов Хиггса в реакциях на большом андронном коллайдере [3] являются примерами процессов, в которых необходимые редкие события происходят с вероятностью 10^{-4} – 10^{-17} .

В квантовой метрологии ценные редкие события выбираются из массива данных стандартной многократно повторяемой процедуры тестирования исследуемой системы. Идейной основой данного подхода служит формулировка квантовой механики, известная как Time Symmetric Quantum Mechanics (TSQM) [4]. В неё в явном виде вводится симметрия обоих направлений времени путём отбора событий успешного приготовления определённого начального состояния системы (предселекция) и обнаружения системы в определённом конечном состоянии (постселекция). Вероятность успешной постселекции (в условиях успешного приготовления состояния) целенаправленно делается достаточно малой. Это обстоятельство компенсируется большой величиной так называемого слабого значения некоторой наблюдаемой [5]. Она связана с выполняющей роль измерителя степенью свободы системы, а слабый изучаемый эффект соответствует взаимодействию измерителя и остальной системы. Малая амплитуда вероятности успешной постселекции оказывается в зна-

менателе выражения для слабого значения, обеспечивая то, что в литературе известно под термином Weak Value Amplification (WVA). В такой форме метод слабых значений доказал свою эффективность при наблюдении ранее предсказанного оптического спинового эффекта Холла [6]. Последовали работы по применению данного метода для измерения пространственного и углового смещений, смещения фазы, частоты и иных параметров [7].

Цель настоящей работы – определение параметров физического взаимодействия между фотонами в среде. Межфотонное взаимодействие изменяет относительные фазы квантовых альтернатив, модифицируя картину интерференции. В типичных условиях в нелинейных материалах фазовый сдвиг из-за межфотонного взаимодействия χ составляет $\sim 10^{-18}$ [8]. Эта величина растёт с увеличением длины среды или при использовании материалов с большей нелинейностью. В работе [9] в оптоволокне был достигнут фазовый сдвиг $\chi = 10^{-7}$ на один фотон, а в [10] – 1.3×10^{-6} . В резонаторе квантовая электродинамика позволяет получить фазовый сдвиг 0.13 [11] для однофотонного режима, в квантовых точках получен сдвиг $\pi/4$ [12]. Взаимодействие фотонов через систему сверхпроводников приводит к фазовому сдвигу 0.01 [13]. В случае малых фазовых сдвигов возникают проблемы в получении информации о параметрах взаимодействия методами традиционной оптической интерферометрии. Поэтому в нелинейной оптике также актуален подход с генерацией ценных редких событий.

В экспериментальной работе [14] с использованием эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности показана возможность создания заметного фазового сдвига в когерентном состоянии посредством постселекции. В расчёте на один фотон для импульса, содержащего тысячи фотонов, сдвиг составил 10^{-5} . В контексте настоящей работы для нас особенно важна статья [15]. В ней метод WVA реализован в конструкции из двух интерферометров Маха–Цендера для определения параметра керровской нелинейности среды, через которую взаимодействуют интерферометры. На вход интерферометра, играюще-

А.Ростом. Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090 Россия, Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: aiham.rostom@gmail.com

Поступила в редакцию 25 февраля 2020 г., после доработки – 29 марта 2020 г.

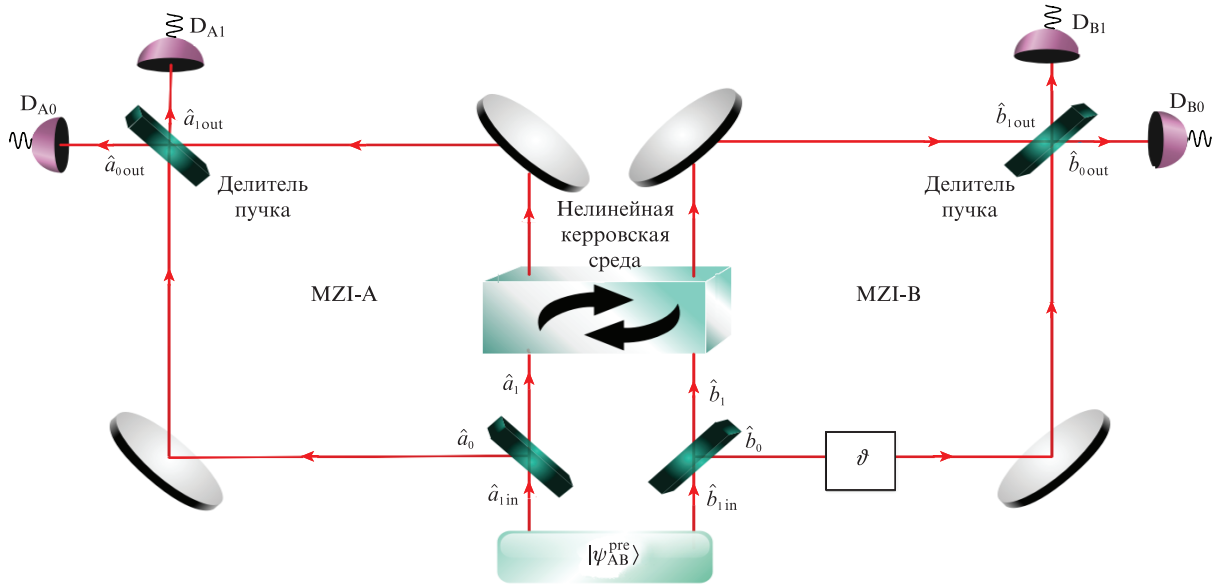


Рис.1. Интерференционный эксперимент с мультифотонным состоянием света; постселекция состоит в учёте реализаций с определёнными долями общего числа фотонов, зарегистрированных на выходе интерферометра MZI-B (D – детекторы).

го роль «системь», подается однофотонное состояние, а затем осуществляется постселекция в одном из выходных плеч. Второй интерферометр является измерителем с когерентным состоянием на входе. Эффективное увеличение числа фотонов в системе и, соответственно, фазовый сдвиг, обусловленный керровской нелинейностью, обеспечивается разбалансировкой делителя пучка в интерферометре. В более поздней работе [16] этих же авторов достигнутое слабое значение числа квантов было равно восьми.

Внешне сходная, но принципиально иная схема составляет предмет рассмотрения настоящей работы. В ее основу легла предложенная в [17] концепция интерференции, порожденной актами пред- и постселекции квантовых состояний. В рамках этой концепции появляется специфическая геометрическая фаза как развитие операционного подхода к этому понятию [18].

Упомянутая концепция интерференции предполагает существование интерферометра типа Маха–Цендера с селекцией состояний излучения на входе и выходе, в одно из плеч которого вводится управляемый фазовый сдвиг ϑ , а излучение в другом плече взаимодействует со стандартным элементом окружения. С этим элементом далее проводится отдельный интерференционный эксперимент, результаты которого учитываются при успехе пред- и постселекции в интерферометре Маха–Цендера. Сдвигом картины интерференции можно управлять путем изменения ϑ . В дополнительном сдвиге, геометрической фазе*, находят отражение параметры взаимодействия.

Схема, рассмотренная ниже, как и схема из работы [15], состоит из двух интерферометров Маха–Цендера, взаимодействующих через нелинейную керровскую среду. Один из них подвержен пред- и постселекции и содержит управляемый фазовый сдвиг, а элементом окружения является излучение во втором интерферометре. На его вы-

ходе фиксируется процесс интерференции. Показана возможность детектирования малого керровского фазового сдвига в этом процессе. В разд.2 рассмотрена схема, в которой в рамках TSQM возникает интерференция. Ее применение в случае однофотонных состояний на входе рассмотрено в разд.3. Далее исследуются любопытные параллели между используемым режимом постселекции и режимом по сценарию «квантового ластика». Это позволяет проследить природу корреляций между двумя различными редкими событиями, что открывает новые перспективы в метрологии. В разд.4 мы вернемся к обсуждению различия схемы на основе процесса WVA из [15] и схемы настоящей работы.

2. TSQM-интерференция в системе двух интерферометров

Предположим, что на входах двух интерферометров Маха–Цендера (MZI) приготовлено двухмодовое состояние $|\psi\rangle_{AB}^{pre}$ с n фотонами в каждой моде (рис.1):

$$|\psi\rangle_{AB}^{pre} = |n\rangle_{a_{in}} \otimes |n\rangle_{b_{in}}. \tag{1}$$

Нашей целью является анализ связи выходного состояния моды A (интерференционной картины) с состоянием моды B после их взаимодействия в керровской среде. Для этого предусмотрен управляемый сдвиг фазы ϑ в одном из плеч интерферометра MZI-B; χ – параметр керровского взаимодействия (сдвиг фазы при взаимодействии пары фотонов из мод a_1 и b_1). Считаем, что преобразования на делителях пучка имеют следующий вид:

$$\hat{a}_{0\ out} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0 + \hat{a}_1), \quad \hat{a}_{1\ out} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0 - \hat{a}_1), \tag{2}$$

$$\hat{a}_{0\ in} = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\hat{a}_0 + \hat{a}_1), \quad \hat{a}_{1\ in} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_0 + \hat{a}_1).$$

* В [18] продемонстрировано существование в общем случае двух геометрических фаз в условиях пред- и постселекции и доказана их калибровочная инвариантность.

Аналогичные соотношения имеют место для моды В. В терминах операторов рождения, согласно соотношениям (2), начальное состояние

$$|\psi\rangle_{AB}^{\text{pre}} = |n\rangle_{a_1 \text{in}} \otimes |n\rangle_{b_1 \text{in}} = \frac{(\hat{a}_0^\dagger + \hat{a}_1^\dagger)^n (\hat{b}_0^\dagger + \hat{b}_1^\dagger)^n}{2^n n!} |\text{vac}\rangle_{AB}, \quad (3)$$

где $|\text{vac}\rangle_{AB}$ – вакуумное состояние. В рассматриваемой модели нелинейное взаимодействие мод задаётся оператором $\exp(i\chi \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{b}_1^\dagger \hat{b}_1)$, где $\hat{b}_1^\dagger \hat{b}_1$ и $\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1$ – числа фотонов в вертикальных внутренних плечах интерферометров. Постселекция производится с ориентацией на статистику регистраций фотонов в вертикальном и горизонтальном плечах на выходе MZI-B:

$$|\psi\rangle_B^{\text{post}} \propto (q_0 \hat{b}_0^\dagger \text{out} + q_1 \hat{b}_1^\dagger \text{out})^n |\text{vac}\rangle_B.$$

Далее в работе q_0 и q_1 принимают значения 0 или 1, что соответствует постселекции по регистрации всех фотонов в горизонтальном или вертикальном выходном плече. В иной ситуации в качестве состояния постселекции можно, например, использовать $|\psi\rangle_B^{\text{post}} \propto |n - n_1, n_1\rangle_B = b_0^\dagger{}^{n-n_1} b_1^\dagger{}^{n_1} |\text{vac}\rangle$, где n – полное число фотонов, а n_1 – их число в вертикальном выходном плече MZI-B.

В терминах \hat{b}_0 и \hat{b}_1 состояние постселекции

$$|\psi\rangle_B^{\text{post}} \propto [(q_0 + q_1) \hat{b}_0^\dagger + (q_0 - q_1) \hat{b}_1^\dagger]^n |\text{vac}\rangle_B. \quad (4)$$

На выходе интерферометра MZI-A ненормированное условное состояние после приготовления $|\psi\rangle_{AB}^{\text{pre}}$ и постселекции в состоянии $|\psi\rangle_B^{\text{post}}$ таково:

$$|\tilde{\psi}\rangle_A \propto \sum_B^{\text{post}} \langle \psi | \hat{U} | \psi \rangle_{AB}^{\text{pre}}, \quad (5)$$

где $\hat{U} = \exp(i\chi \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 \hat{b}_1^\dagger \hat{b}_1 + i\vartheta \hat{b}_0^\dagger \hat{b}_0)$. Поясним смысл правой части приведенного выражения. Состояние $|\psi\rangle_{AB}^{\text{pre}}$ принадлежит тензорному произведению $\mathcal{H}_A \otimes \mathcal{H}_B$ гильбертовых пространств фотонных мод в интерферометрах А и В и факторизуется, т.е. является сепарабельным. Оператор \hat{U} действует на этом тензорном произведении, в результате чего возникает в общем случае зацепленное состояние. Умножение на сопряженный вектор $\sum_B^{\text{post}} \langle \psi |$ из \mathcal{H}_B затрагивает вторые сомножители в компонентах этого зацепленного состояния и превращает его в вектор из \mathcal{H}_A .

Вычисляя правую часть соотношения (5) с помощью уравнений (3) и (4), получаем для условного ненормированного состояния

$$|\tilde{\psi}\rangle_A \propto \sum_{k=0}^n \Xi(k, n, \vartheta, \chi) |n - k\rangle_{a_0} \otimes |k\rangle_{a_1}. \quad (6)$$

Здесь

$$\Xi(k, n, \vartheta, \chi) = \sqrt{\frac{n!}{k!(n-k)!}} \times [(q_0 + q_1) \exp(i\vartheta) + (q_0 - q_1) \exp(i\chi)]^n.$$

Нормированный на единичный след условный статистический оператор на выходе MZI-A после успешной постселекции моды В имеет следующий вид:

$$\rho_A = \frac{|\tilde{\psi}\rangle_A \langle \tilde{\psi}|}{\Lambda \langle \tilde{\psi} | \tilde{\psi} \rangle_A}. \quad (7)$$

Здесь знаменатель представляет собой вероятность успешной постселекции. Картина интерференции на выходе MZI-A даётся разностью

$$I_A = \langle (a_0^\dagger a_0)_{\text{out}} - (a_1^\dagger a_1)_{\text{out}} \rangle, \quad (8)$$

где усреднение осуществляется по состоянию (7) с учётом соотношений (2). Зависимость от ϑ вероятности постселекции

$$P = \Lambda \langle \tilde{\psi} | \tilde{\psi} \rangle_A \propto \sum_{k=0}^n \frac{n!}{k!(n-k)!} \cos^{2n} \left(\frac{\vartheta - k\chi}{2} \right)$$

можно использовать для генерации редких событий.

3. Результаты для однофотонных и многофотонных состояний

В случае однофотонных состояний на входе, $|1\rangle_A |1\rangle_B$, вычисление (8) даёт

$$I_A = \frac{\nu + \sqrt{2\nu} \cos(\vartheta - \theta_g)}{2 + \sqrt{2\nu} \cos(\vartheta - \theta_g)}, \quad (9)$$

где $\nu = 1 + \cos\chi$; $\theta_g = \chi/2$ – операционная геометрическая фаза в системах с пред- и постселекцией [17, 18]. Это выражение описывает явление интерференции, обусловленное постселекцией состояния фотона моды В (В-фотон). Картина интерференции управляется фазой ϑ .

Таким образом, процесс пред- и постселекции при сколь угодно слабом (но не нулевом) керровском взаимодействии между модами и возможности тонкого контроля фазы ϑ позволяет транслировать моде А любое значение фазы от постселектируемой моды В. (Заметим, что, как следует из (9), зависимость от ϑ исчезает только при $\chi = 0$, т.е. интерференционная структура становится бесконечно узкой.) Полная фаза $\vartheta - \theta_g = \pi$ может быть передана внутреннему плечу MZI-A при $\vartheta = \pi + \chi/2$. При этом реализуется контрастное переключение (между $I_A = \sqrt{\nu}/2$ для $\vartheta - \theta_g = m\pi$, $m = 0, 2, 4, \dots$ и $I_A = -\sqrt{\nu}/2$ для $\vartheta - \theta_g = (2m + 1)\pi + \chi/2$, $m = 0, 1, 2, \dots$) при малых значениях χ , что демонстрирует сплошная кривая на рис.2.

Видность интерференционной картины уменьшается с приближением χ к π . Причина этого в следующем: в вертикальном внутреннем плече MZI-A появляется фазовый

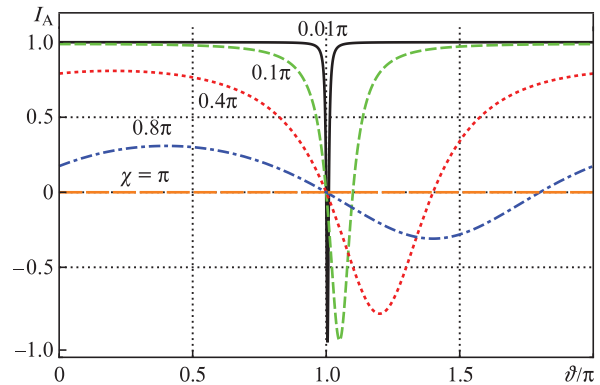


Рис.2. Разности вероятностей регистрации А-фотона (выражение (9)) как функция управляемого фазового сдвига на пути В-фотона при различных значениях χ .

сдвиг $\chi = \pi$ в среднем в каждой второй реализации эксперимента, когда фотон в интерферометре MZI-B движется по вертикальному плечу после входного делителя пучка. Благодаря равной вероятности появления фазового сдвига или его отсутствия фотон моды А с равной вероятностью оказывается зарегистрированным в горизонтальном или вертикальном выходе из MZI-A. Эти вероятности не зависят от ϑ . Видность оказывается нулевой.

Интересно проследить сходство и различие рассматриваемого явления и эффекта «квантового ластика» [19]. Полное двухмодовое состояние на выходе из интерферометров для однофотонных состояний мод на входе $|1\rangle_A |1\rangle_B$ имеет следующий вид:

$$|\psi\rangle^{\text{out}} = \frac{1}{4}[\alpha|0\rangle_A|0\rangle_B + \beta|0\rangle_A|1\rangle_B + \gamma(|1\rangle_A|0\rangle_B + |1\rangle_A|1\rangle_B)]. \quad (10)$$

Здесь $\alpha = 2e^{i\vartheta} + e^{i\chi} + 1$; $\beta = -2e^{i\vartheta} + e^{i\chi} + 1$; $\gamma = e^{i\chi} - 1$. Беря след по базису состояний моды А, получаем

$$\rho_B^{\text{out}} = \text{Tr}_A(|\psi\rangle^{\text{out}}\langle\psi|) = \frac{1}{16} \begin{pmatrix} \alpha\alpha^* + \gamma\gamma^* & \alpha\beta^* + \gamma\gamma^* \\ \beta\alpha^* + \gamma\gamma^* & \beta\beta^* + \gamma\gamma^* \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Картина интерференции на выходе MZI-B (разность вероятностей регистрации фотона в вертикальном и горизонтальном плечах),

$$I_B \propto \alpha\alpha^* - \beta\beta^* = \cos\left(\frac{\chi}{2}\right)\cos\left(\vartheta - \frac{\chi}{2}\right), \quad (12)$$

зависит от ϑ и параметра χ . Аналогичным образом для состояния на выходе MZI-A имеем

$$\rho_A^{\text{out}} = \frac{1}{16} \begin{pmatrix} \alpha\alpha^* + \beta\beta^* & \alpha\gamma^* + \beta\gamma^* \\ \gamma\alpha^* + \gamma\beta^* & 2\gamma\gamma^* \end{pmatrix}$$

и соответствующий сигнал интерференции

$$I_A \propto \alpha\alpha^* + \beta\beta^* - 2\gamma\gamma^* = \frac{1}{2}(1 + \cos\chi). \quad (13)$$

В иной постановке, сходной со схемой наблюдения в реализации «квантового ластика», возникает информация о пути фотона моды В. Для этого достаточно удалить выходной делитель пучка в MZI-B. Состояние обеих мод в этом случае таково:

$$|\psi\rangle^{\text{out}} = \frac{1}{2\sqrt{2}}[(e^{i\chi} - 1)|0\rangle_A + (e^{i\chi} + 1)|1\rangle_A] \otimes |0\rangle_B + \frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\vartheta}|0\rangle_A \otimes |1\rangle_B. \quad (14)$$

Как и следовало ожидать, выражение для I_A остаётся тем же (см. (13)) и зависит только от χ .

Совместное рассмотрение выражений (13), (14) и (9) позволяет сравнить интерференционные процессы с участием фотона моды А в ситуациях с разными процессами «обработки» информации на выходе интерферометра MZI-B. Зависимость сигнала интерференции от управляемой фазы ϑ появляется при переходе от первых двух постановок к сценарию с постселекцией. Это позволяет провести сравнение с эффектом «квантового ластика». Постселекция, входящая в сценарий последнего [19], сходна с постселекцией, необходимой для появления ϑ -зависимо-

сти. В «квантовом ластике», однако, при успешной постселекции исчезает информация о путях частиц, тогда как в нашей схеме пред- и постселекция никоим образом не влияет на возможность получения такой информации.

Рассмотрим кратко вопрос о вероятности успешной постселекции. Такая вероятность растёт вместе с величиной параметра взаимодействия. При этом уменьшается видность интерференционной картины. При $\chi \approx \pi$ постселекция становится практически не нужной, т. к. $P_{B0} \approx 1$, в то же время интерференционная картина становится неинформативной из-за нулевой видности. И наоборот, редкие события постселекции концентрируют в себе ценную информацию о величине параметра взаимодействия, отражённой в ширине и сдвиге интерференционной структуры (см. рис.2).

В нашей схеме при $\chi \lesssim 0.1\pi$ переключение между детекторами на выходе MZI-A происходит в узком диапазоне значений фазы ϑ в интерферометре MZI-B. При этом вероятность успешной постселекции (11) при $\chi = 0.1$

$$P = \sin^2\left(\frac{\chi}{4}\right) \approx 6.25 \times 10^{-4}. \quad (15)$$

Таким образом, в среднем одна реализация из 1.6×10^3 является информативным событием.

В идеальном эксперименте для рассматриваемого значения χ при успехе постселекции вероятность регистрации моды А фотона в вертикальном выходном плече при $\vartheta = \pi + \chi/2$ есть $P_{A1} = 0.9994$. Это означает, что в среднем только шесть успешных постселекций из 10^4 не демонстрируют явления переключения, т. е. практически при каждом успехе детекторы D_{A1} и D_{B0} срабатывают в паре. В этом достоинство предлагаемой схемы как инструмента квантовой метрологии.

Результаты численных расчётов для состояний с большим числом фотонов при $\Delta\vartheta = 10^{-7}$ (фазовый шаг в численном расчёте), $\chi = 10^{-5}$, $q_0 = 0$, $q_1 = 1$ представлены на рис.3. Видно, что интерференционная структура уширяется, смещается с ростом числа фотонов, а её видность уменьшается. Фазовое смещение можно определить из уравнения $\theta_g|_{\partial I/\partial\vartheta=0}$, что даёт для геометрической фазы $\theta_g = n\chi/2$. Сигнал I_A теперь нормирован на $I_0 = \langle(\hat{a}_0^\dagger\hat{a}_0)_{\text{out}} + (\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1)_{\text{out}}\rangle = n$ (n – число фотонов в одной моде). При $\theta_g = n\chi/2 = \pi$ видность картины интерференции обращается в нуль. Специфическая клювообразная форма минимума кривых в картинах интерференции делает их удобными для точного определения χ . Естественно, за это приходится платить

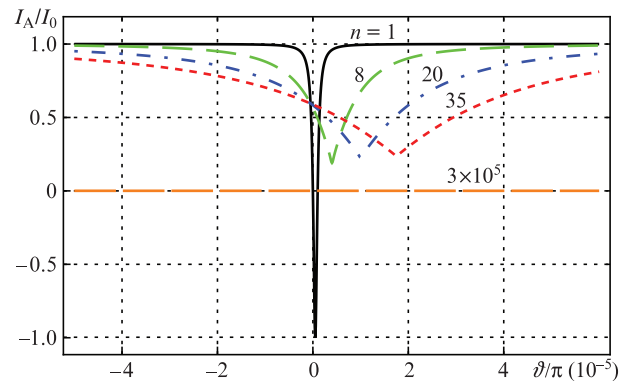


Рис.3. Нормированный сигнал интерференции как функция управляемой фазы при $\chi = 10^{-5}$ для различных чисел фотонов n во входных состояниях мод.

низкой вероятностью успешной постселекции при больших l и малых χ . При этом очевидно существование определённого оптимума по числу фотонов в приготовленных состояниях мод, т. к. при его росте снижается видность интерференционной картины.

4. Обсуждение и заключение

Имеет смысл вернуться к уже упоминавшемуся различию между схемой WVA из работы [15] и обсуждаемой схемой, поскольку может возникнуть подозрение, что последняя также является некоторой модификацией WVA. Однако это не так. Используемая в [15] слабая разбалансировка делителя пучка приводит к действительному слабому числу фотонов, проходящих через керровскую среду в постселектируемом интерферометре, т. е. эффективно увеличивает их число. Это необходимое условие «классического» варианта схемы WVA. В рассмотренной выше схеме вероятность успеха постселекции управляется фазой ϑ , а не разбалансировкой светоделиителя. Слабое значение числа фотонов оказывается практически чисто мнимым в пределе малых χ . Физический смысл действительной и мнимой частей слабого значения кардинально различается [20] (в частности, именно из-за наличия мнимой части слабого значения вероятность успеха постселекции зависит от χ). Мы не будем здесь обсуждать это различие, поскольку в контексте настоящей работы слабые значения не фигурировали.

Резюмируя, можно утверждать, что в настоящей работе на примере эффекта Керра предложен новый метод определения параметров слабых нелинейных эффектов в оптике. Мы показали, что в случае слабой связи между двумя разделёнными системами, интерферометрами Маха–Цендера, пред- и постселекция квантовых состояний и обусловленный этим интерференционный процесс могут оказаться полезными в ситуации, когда стандартный квантово-оптический подход (только с приготовлением состояния) не даёт достаточной информации о взаимодействии. Постселекция состояния на выходе одного интерферометра создаёт интерференционную картину в выходном сигнале второго, прописываемую управляемой фазовой задержкой внутри постселектируемого интерферометра. Предлагаемый подход не сводится к известному подходу WVA и ориентируется на специфическую геометрическую фазу, проявляющуюся как сдвиг интерференционной картины.

Наиболее важные результаты отражены на рис.3. Видна возможность получения не столь узкой структуры, как при однофотонных состояниях на входе интерферометров, но при этом имеющей достаточно высокую видность. Показана связь между вероятностью успешной постселекции (локализации фотонов в определенном выходном плече интерферометра MZI-B) и видностью интерференцион-

ной картины, что отражает своеобразную конкуренцию волновых и корпускулярных свойств световых квантов. Редкость событий успеха постселекции не является фундаментальным препятствием для современных квантовых технологий. В известном недавнем эксперименте по проверке неравенств Белла [21] частота появления информативных событий не превышала одного события в час.

В настоящей работе проблемы конечной эффективности детекторов и возможности потери фотонов не рассматривались. Эти вопросы предполагается сделать предметом отдельной публикации.

В рассмотрении мы использовали квантово-оптическую систему. Есть, однако, основания ожидать проявления эффекта интерференции, порожденной пред- и постселекцией состояний, в других квантовых системах. Кроме того, модель интересна в плане изучения фундаментальных проблем современной квантовой физики, таких как квантовый дискорд, усиление слабых значений, квантовые неразрушающие измерения и развитие квантовой метрологии слабых физических эффектов.

Работа выполнена в Институте автоматизации и электрометрии СО РАН в рамках госзадания (проект № АААА-А17-117052210003-4, внутренний номер ФАСО 0319-2016-0002).

1. Bardou F., Bouchaud J., Aspect A., Cohen-Tannoudji C. *Lévy Statistics and Laser Cooling: How Rare Events Bring Atoms to Rest* (Cambridge University Press, 2002).
2. Tuckerman M. *Statistical Mechanics: Theory and Molecular Simulation* (Oxford University Press, 2010).
3. L'Annunziata M. *Radioactivity: Introduction and History, from the Quantum to Quarks* (Elsevier, 2016).
4. Aharonov Y., Bergmann P., Lebowitz J. *Phys. Rev.*, **134**, B1410 (1964).
5. Aharonov Y., Albert D., Vaidman L. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 1351 (1988).
6. Hosten O., Kwiat P. *Science*, **319**, 787 (2008).
7. Dressel J., Malik M., Miatto F., Jordan A., Boyd R. *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 307 (2014).
8. Kok P., Lee H., Dowling J. *Phys. Rev. A*, **66**, 063814 (2002).
9. Matsuda N., Shimizu R., Mitsumori Y., Kosaka H., Edamatsu K. *Nature Photonics*, **3**, 95 (2009).
10. Perrella C. et al. *Phys. Rev. A*, **88**, 013819 (2013).
11. Turchette Q. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4710 (1995).
12. Fushman I. et al. *Science*, **320**, 769 (2008).
13. Hoi I. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 053601 (2013).
14. Feizpour A., Hallaji M., Dmochowski G., Steinberg A. *Nature Phys.*, **11**, 905 (2015).
15. Feizpour A., Xing X., Steinberg A. *Phys. Rev. Lett.*, **107** (13), 133603 (2011).
16. Hallaji M., Feizpour A., Dmochowski G., Sinclair J., Steinberg A. *Nature Phys.*, **13**, 540 (2017).
17. Яковлева Т.С., Ростом А.М., Томилиев В.А., Ильичёв Л.В. *Квантовая электроника*, **49**, 439 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 439 (2019)].
18. Sjöqvist E. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2845 (2000).
19. Kim Y. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1 (2000).
20. Dressel J., Jordan A. *Phys. Rev. A*, **85**, 012107 (2012).
21. Hensen B. et al. *Nature*, **526**, 682 (2015).