

СЕКЦИЯ 10. КВАНТОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОПТИКЕ

Нейтрализация механической инерции пробных тел в оптомеханических системах

М.С. Коробко 2

Генерация перепутанных пар фотонов в нелинейных интегрированных волноводах

А.А. Сухоруков..... 4

Нейтрализация механической инерции пробных тел в оптомеханических системах

М.С. Коробко

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
korobko@physics.msu.ru

Современные прецизионные оптомеханические системы, такие как гравитационно-волновые детекторы [1], в ближайшем будущем достигнут уровня чувствительности измерения классической силы, при котором главным лимитирующим фактором станут квантовые шумы [2]. В соответствии с принципом неопределённости Гейзенберга измерение координаты механического объекта сопровождается возмущением его момента, причём возмущение пропорционально точности измерения. В свою очередь это возмущение импульса будет влиять на динамику механического объекта аналогично действию внешней силы, что будет вносить дополнительную ошибку в измерения. Существует оптимальная точность измерений, предел чувствительности, называемый Стандартным Квантовым Пределом (СКП) [3].

Этот предел не является абсолютным, существует два основных подхода к повышению чувствительности. Первый включает себя различные технологии подавления квантового шума (такие как измерения с избеганием обратного действия [4]), и некоторые из них будут использованы, например, в гравитационно-волновых детекторах третьего поколения. К сожалению, этот метод чрезвычайно чувствителен к оптическим потерям (например, эффективности детектора). Второй подход заключается в усилении отклика на внешнюю силу путём изменения динамики пробного тела. СКП для измерения силы будет обратно пропорционален механической восприимчивости χ :

$$S_F^{SQL}(\Omega) = 2\hbar |\chi^{-1}(\Omega)|, \quad (1)$$

где Ω — частота сигнала, а динамика свободной массы под действием силы F описывается уравнением:

$$x(\Omega) = \chi(\Omega)F(\Omega), \quad \chi^{-1}(\Omega) = -M\Omega^2 \quad (2)$$

Модифицировать динамику можно с помощью механических пружин, однако они обладают значительными техническими шумами, поэтому более целесообразно использовать в этих целях слабо шумящий эффект оптической жёсткости [5,6]. Он проявляется при отстройке резонатора Фабри-Перо от резонансной частоты в виде сильной зависимости силы радиационного давления циркулирующего в полости света от положения одного из зеркал (которое является пробным телом). В таком случае динамика пробного тела может быть описана как

$$-M\Omega^2 x(\Omega) = -K(\Omega)x(\Omega) + F(\Omega), \quad (4)$$

где K — частотнозависимая оптическая жёсткость, зависящая от параметров накачки:

$$K(\Omega) = \frac{4\omega_p I_c}{cL} \frac{\delta}{(\gamma - i\Omega)^2 + \delta^2}, \quad (5)$$

где ω_p — частота накачки, I_c — циркулирующая мощность, c — скорость света, L — длина резонатора, δ — отстройка от резонанса, γ — полуширина полосы. Таким образом, оптическая жёсткость эффективно меняет восприимчивость системы

$$\chi_{eff}^{-1}(\Omega) = -M\Omega^2 + K(\Omega), \quad (5)$$

В данной работе предлагается использование нескольких оптических накачек для создания оптических жёсткостей, суммарное действие которых будет компенсировать механическую инерцию свободного тела в широком частотном диапазоне, создавая постоянную восприимчивость и тем самым значительно снижая СКП по сравнению со свободной массой. На рис. 1 представлен пример такой нейтрализации механической инерции в широком диапазоне (1-20) Гц с помощью шести оптических жёсткостей.

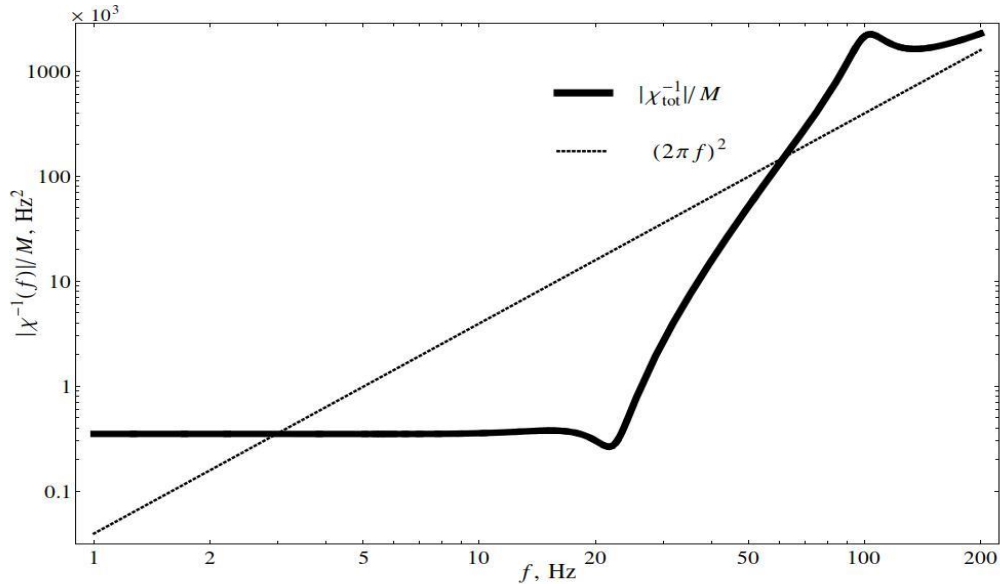


Рис.1. Зависимость обратной восприимчивости системы от частоты для свободной массы (пунктир) и массы с модифицированной динамикой (сплошная линия)

Такое изменение динамики позволяет достигать одинаково хорошей чувствительности на всех частотах сигнала в указанном диапазоне без изменения параметров системы, таких как мощность измерительного лазера.

Несмотря на то, что схемы, использующие оптическую жесткость для частичного подавления механической инерции, уже рассматривались в [7], в данной работе впервые представлена возможность столь значительной модификации динамики пробного тела и достижения постоянной функции отклика в широком частотном диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harry G.M. // *Classical and Quantum Gravity*. 2010, 27:084006.
2. Buonanno A., Chen Y. // *Phys. Rev. D* 2001 V. 64 No.4 P. 1–21.
3. Braginsky V.B., Khalili F.Ya. “Quantum Measurement.” - 1992 - Cambridge University Press.
4. Kimble H.J. et al. // *Phys. Rev. D* 2001 V. 65:022002.
5. Khalili F.Ya. // *Phys. Letters A* 2001 V.288 P. 251-256.
6. Buonanno A., Chen Y. // *Phys. Rev. D* 2002 V. 64 No.2 P.1-42.
7. Khalili F.Ya., Danilishin S., Muller-Ebhardt H. // *Phys. Rev. D* 2011 V.83 No.6 P.062003

Генерация перепутанных пар фотонов в нелинейных интегрированных волноводах

А.А. Сухоруков

Центр нелинейной фотоники, Исследовательская школа физических и инженерных наук, Австралийский национальный университет, АСТ 0200, Канберра, Австралия

ans124@gmail.com

Развитие методов управления состояниями квантовых систем необходимо для ряда важных приложений, включая квантовую обработку информации, связь и высокоточные измерения. Перепутанные состояния фотонов могут быть использованы для создания разнообразных квантовых состояний, при этом они малочувствительны к шумам и могут передаваться на большие расстояния по волоконным линиям связи [1]. При этом логические операции над фотонами могут выполняться с помощью определенных квантовых измерений [2]. Также необходим гибко перестраиваемый интерфейс для генерации квантовых состояний, на основе классического представления информации.

Интегрированные оптические схемы могут генерировать перепутанные фотоны и управлять их состоянием намного более эффективно, чем с помощью набора традиционных оптических элементов. В интегрированных схемах снижается влияние флуктуаций в окружающей среде [3]. Также появляется возможность объединить много элементов для реализации сложных квантовых алгоритмов. Проблеме эффективной генерации фотонов непосредственно в интегрированных чипах уделяется пристальное внимание [4-6].

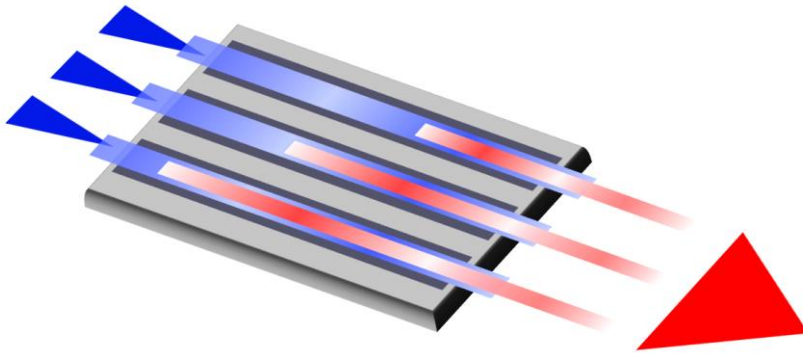


Рис. 1. Схема перестраиваемой генерации квантовых состояний в нелинейных интегрированных волноводах. Амплитуды и фазы пучков накачки на входе непосредственно задают амплитуды и фазы различных элементов двухфотонной волновой функции на выходе.

Важным свойством источника фотонов является возможность генерировать различные квантовые состояния. Создание определенных Белловских состояний из фиксированного состояния на входе было продемонстрировано с использованием температурно-чувствительных элементов в линейном оптическом чипе [3]. Мы установили, что нелинейный оптический чип может быть сконфигурирован таким образом, чтобы перепутанные фотоны генерировались в квантовом состоянии, которое непосредственно отражает классические амплитуды и фазы лазерного пучка накачки [7], см. рис. 1. Такой подход, основанный на принципах квантовых блужданий [8] и модуляции нелинейного коэффициента [9] в квадратично-нелинейных кристаллах,

обеспечивает быстрое, полностью оптическое переключение между квантовыми состояниями.

Существенным компонентом квантовых чипов являются фильтры для отделения сгенерированных квантовых состояний, состоящих из нескольких фотонов, от мощных пучков накачки. Мы предлагаем подход к фильтрации, основанный на схеме связанных волноводов с адиабатически изменяемыми параметрами [10], см. рис. 2. Такая схема обеспечивает уровень фильтрации в 72 Дб.

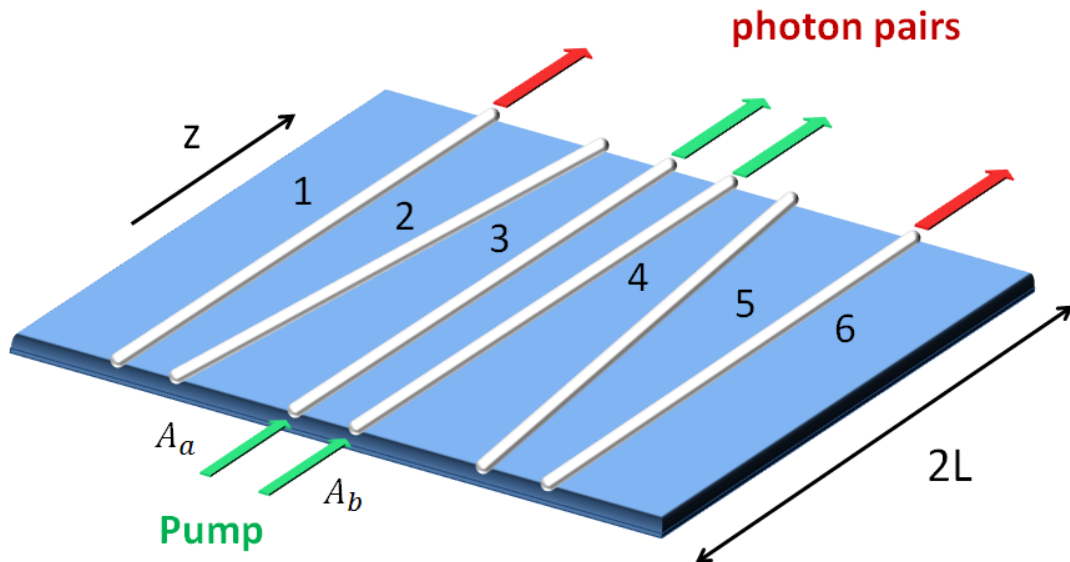


Рис. 2. Метод фильтрации накачки, основанный на системе волноводов с адиабатически изменяемой связью. Пучки накачки заводятся в центральные волноводы (3,4), и остаются в этих волноводах. Квантовые состояния перепутанных фотонов генерируются в центральных волноводах, а затем переключаются в крайние волноводы на выходе.

В докладе также будут представлены экспериментальные результаты по генерации фотонов и квантовым блужданиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.K. Kok et al, Rev. Mod. Phys. 79, 135 (2007).
2. N. K. Langford, et al., Nature 478, 360 (2011).
3. P.J. Shadbolt et al, Nat. Photonics 6, 45 (2011).
4. C. Xiong et al., Opt. Lett. 36, 3413 (2011).
5. H. Y. Leng *et al.*, Nat. Commun. 2, 429 (2011).
6. Q. Zhang et al., Opt. Expr. 15, 10288 (2007).
7. J. G. Titchener, A. S. Solntsev, A. A. Sukhorukov, to be submitted (2014).
8. A. S. Solntsev, A. A. Sukhorukov, D. N. Neshev, and Yu. S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. 108, 023601 (2012).
9. H.Y Leng et al, Nat. Commun. 2, 429 (1999).
10. C. W. Wu, A. S. Solntsev, D. N. Neshev, and A. A. Sukhorukov, Opt. Lett. 39, 953 (2014).