

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
**«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»**

Кафедра общей, теоретической и компьютерной физики

Получение сжатых состояний света методами нелинейной оптики

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 4022 группы
направления 03.03.02 «Физика»
Института физики
Левенцова Александра Николаевича

Научный руководитель
профессор кафедры общей,
теоретической и компьютерной физики СГУ,
д. ф.-м. н, с. н. с

В.Л. Дербов

Зав. кафедрой
д.ф.-м.н., профессор

В.М. Аникин

Саратов 2023

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. Развитие квантовых технологий и, в частности, квантовой метрологии и квантовой информатики вывело квантовую оптику на передний край современной квантовой физики. Если после открытия квантовой механики первые впечатляющие результаты были достигнуты в теории атомов, молекул, кристаллов, а также в области физики ядра и частиц, то к концу XX – началу XXI века объектом пристального интереса стали квантовые свойства света. Так, например, поляризационные состояния фотонов являются естественной реализацией кубитов – элементов квантовой информатики. С помощью оптических экспериментов реализуются и используются такие фундаментальные квантовые эффекты, как перепутывание состояний и связанные с ним проявления нелокальности («квантовая телепортация»), новые типы измерений (слабые или неразрушающие измерения), развиваются принципы квантовой информатики и криптографии.

Вместе с тем, в учебных планах и рабочих программах физических направлений бакалавриата вопросы квантовой оптики отражены недостаточно. В курсе общей физики сведения о квантовой природе света традиционно ограничены представлениями о фотонах как носителях энергии и импульса (распределение Планка, фотоэффект, эффект Комптона). Цикл теоретической физики содержит обязательную дисциплину «Квантовая физика», однако ее содержание традиционно ориентировано на атомно-молекулярные системы, а для электромагнитного поля в лучшем случае проводится процедура квантования, приводящая к состояниям с определенной энергией (фоковским состояниям). При этом тот факт, что фоковские состояния весьма трудно получаются на опыте, а рассматриваемый в курсах оптики монохроматический (например, лазерный) свет находится в совсем других (когерентных или близких к ним) состояниях, остается за рамками образовательного процесса.

По квантовой оптике издано уже много учебников и монографий (ссылки на ряд из них приводятся в основной части работы), однако, они не решают возникшей проблемы по нескольким причинам. Одна из причин – значительный объем этих книг и сложность их для восприятия. Другая причина – большинство классических книг по квантовой оптике изданы достаточно давно. Если базовые принципы теории изложены в них основательно и не устарели, то об экспериментальных результатах этого сказать нельзя.

Ввиду сказанного, актуальной задачей является подготовка учебных пособий и материалов по квантовой оптике различного уровня сложности, призванных восполнить указанный пробел за счет самостоятельной работы студентов, дисциплин по выбору, а также включения ряда вопросов квантовой оптики в уже существующие курсы атомной и квантовой физики.

Цель работы. Настоящая работа направлена на подготовку учебных материалов, касающихся способов получения и регистрации сжатых состояний света. В этих состояниях квантовая неопределенность одной из канонически сопряженных величин (квантовый шум) может уменьшаться за счет

другой величины (не нарушая соотношений неопределенностей Гейзенберга), что перспективно для метрологических приложений. Именно уже имеющиеся практические применения и перспективы новых оправдывают особый интерес к сжатым состояниям света.

Задачи работы. Первая задача работы – дать краткое, но по возможности последовательное теоретическое описание самих сжатых состояний света и их основных свойств на основе известной учебной и монографической литературы. Далее, необходимо научить студентов пользоваться теоретическим аппаратом, а для этого необходимо провести иллюстративные расчеты и анализ его результатов. Следующая задача – дать описание наиболее употребительных методов генерации сжатых состояний. Наконец, необходим обзор некоторых последних работ по генерации и применению сжатых состояний с целью ответить на вопрос, что нового появилось в этом направлении после выхода в свет классических книг по квантовой оптике.

Структура работы. Работа содержит введение (общую характеристику работы), четыре раздела, заключение (основные результаты и выводы), список использованных источников из 30 наименований. Общий объем – 40 с.

Во Введении кратко характеризуется состояние вопроса и формулируются задачи работы. В разделе 2 вводится и развивается понятие о сжатом состоянии одномодового электромагнитного поля. Описаны квантовые состояния одной моды поля, вводятся квадратурные компоненты, дано общее понятие сжатых состояний. Раздел 3 посвящен квадратурно сжатым состояниям. Подробно описано раздельное измерение квадратур, введен оператор сжатия, выполнен анализ временной динамики полевых величин. Особое внимание уделено анализу сжатого вакуума и неклассических распределений числа фотонов. В разделе 4 описывается генерация сжатых состояний методами нелинейной оптики. В заключении перечисляются основные результаты и указывается их будущее применение в учебном процессе.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность выбранной темы выпускной квалификационной работы, определена цель работы.

В разделе 1 рассмотрено понятие о сжатом состоянии моды электромагнитного поля.

Многие фундаментальные квантовые свойства света обнаруживаются уже в простейшем случае, когда в резонаторе возбуждается единственная мода - одна полевой осциллятор. В линейной оптике моды просто можно рассматривать по отдельности, так как они распространяются и преобразуются независимо друг от друга в силу принципа суперпозиции.

Для одной моды операторы векторного потенциала \hat{A} , напряженности электрического \hat{E} и индукции магнитного \hat{B} поля имеют вид (см., например, [2]):

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t) = c \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega} \right)^{1/2} \left[\hat{a}\mathbf{u}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \hat{a}^+\mathbf{u}^*(\mathbf{r})e^{i\omega t} \right], \quad (1)$$

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = i(2\pi\hbar\omega)^{1/2} \left[\hat{a}\mathbf{u}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} - \hat{a}^+\mathbf{u}^*(\mathbf{r})e^{i\omega t} \right]; \quad (2)$$

$$\hat{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = c \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega} \right)^{1/2} \left[\hat{a}[\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})]e^{-i\omega t} + \hat{a}^+[\nabla \times \mathbf{u}^*(\mathbf{r})]e^{i\omega t} \right]. \quad (3)$$

Операторы (1)-(3) самосопряженные и соответствуют наблюдаемым величинам. Выражения (1)-(3) формально похожи на запись классических полей в виде двух комплексно сопряженных слагаемых. Выразим все полевые операторы через эрмитовы операторы поля – так называемые *квадратурные компоненты* [2]. Эти операторы описывают наблюдаемые величины, аналогичные координате и импульсу механического осциллятора [3], которые не коммутируют и потому не могут иметь вполне определенных значений в одном состоянии поля. Представление поля через квадратурные компоненты является ключевым при обсуждении соотношений неопределенности и описании сжатых состояний поля.

Для моды электромагнитного поля построим аналоги координаты и импульса, а именно, самосопряженные операторы

$$\hat{X}_1 = \frac{\hat{a} + \hat{a}^\dagger}{2}; \quad \hat{X}_2 = \frac{\hat{a} - \hat{a}^\dagger}{2i}, \quad (4)$$

через которые оператор электрического поля (2) выразится следующим образом

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = 2\mathbf{e}^{(\lambda)} \left(\frac{2\pi\hbar\omega}{L^3} \right)^{1/2} \left[\hat{X}_1 \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) - \hat{X}_2 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \right]. \quad (5)$$

Здесь для определенности мы использовали моду в виде плоской волны

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = L^{-3/2} \mathbf{e}^{(\lambda)} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}.$$

В отличие от исходного, представление поля (5) содержит только самосопряженные операторы \hat{X}_1, \hat{X}_2 , которым соответствуют наблюдаемые величины, называемые *квадратурными компонентами* электрического поля.

Состояния с неравными неопределенностями квадратурных компонент поля называются *сжатыми* по соответствующей компоненте.

В разделе 2 рассмотрены квадратурно сжатые состояния.

Когерентное состояние $|\alpha\rangle$ с комплексной амплитудой α , имеет минимальное произведение равных неопределенностей для квадратурных компонент \hat{X}_1 и \hat{X}_2 . Рассмотрим комплексную плоскость с осями $\langle \hat{X}_1 \rangle = X_1$ и $\langle \hat{X}_2 \rangle = X_2$. На этой плоскости когерентное состояние можно наглядно представить кругом (рис. 3а), центр которого находится в точке $\langle \hat{X}_1 \rangle + i\langle \hat{X}_2 \rangle = \alpha$, а радиус равен неопределенности $\Delta X_1 = \Delta X_2 = 1/2$.

Заметим, что графическое представление комплексной переменной когерентного состояния, использованное также на рис. 3, весьма полезно для наглядного представления сжатых состояний. Авторы работы [5], которая подобно рассмотрена в следующем разделе, рассматривают вектор на комплексной плоскости рисунке 1,а,б как случайную величину, которую они называли *фазором*. При квадратурном сжатии область квантовой неопределенности фазора становится вытянутой по одной и сжатой по другой квадратурной оси (рис. 1, б).

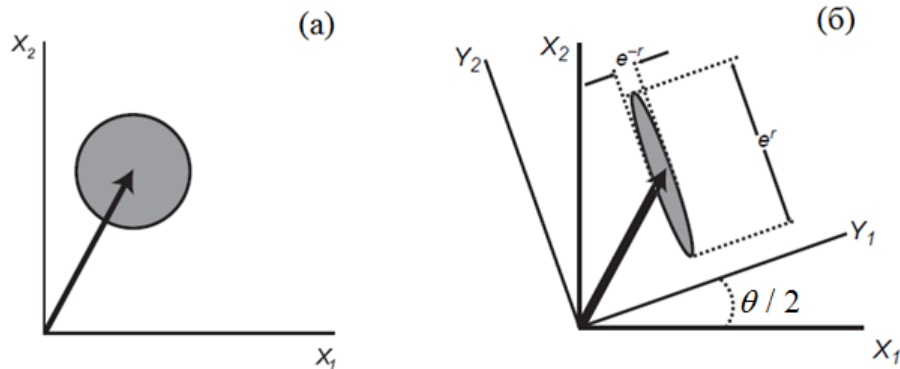


Рисунок – 1. Линии равной неопределенности для когерентного (а) и сжатого (б) состояний на комплексной плоскости $X_1 + iX_2$.

С теоретической точки зрения сжатое состояние получается действием оператора сжатия, который, согласно [2], имеет вид

$$\hat{S}(\xi) = \exp\left[\left(\xi^* \hat{a}^2 - \xi \hat{a}^{\dagger 2}\right) / 2\right] \quad (6)$$

где $\xi = re^{i\theta}$ - комплексный параметр.

С точки зрения теории сжатый вакуум – это результат действия оператора сжатия на вакуумное состояние поля, то с точки зрения эксперимента - это поле на выходе соответствующего прибора (преобразователя), при условии, что на его входе поле находится в основном состоянии (фотонов нет). С ростом параметра сжатия временные отрезки сильного сжатия поля становятся короче, а средний по времени уровень квантового шума растет. Последнее означает рост энергии шумового поля. Эта энергия черпается из накачки преобразователя, осуществляющего сжатие.

$$p_n(\alpha, r) = \frac{2\sqrt{r+1}}{r+2} \left(\frac{r}{r+2}\right)^n (2^n n!)^{-1} H_n^2 \left(\frac{(r+1)\sqrt{2}\alpha}{\sqrt{(r+1)^2 - 1}} \right) \exp\left(-\frac{2(r+1)\alpha^2}{r+2}\right). \quad (7)$$

Результаты расчета по формуле (7) показаны на рис. 2. Поскольку n - целочисленная переменная, график состоит из дискретных точек.

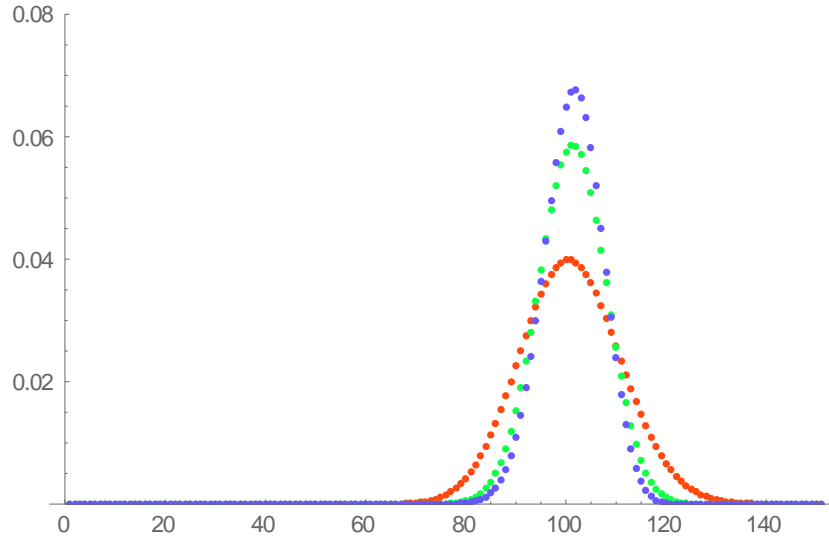


Рисунок 2. Распределение (3.16) числа фотонов в состояниях $|\alpha, \xi = r\rangle$ с $\alpha = 10$, и различными степенями сжатия: $r = 0$ (красные точки, сжатия нет, распределение Пуассона), $r = 1.2$ (зеленые точки) и $r = 2$ (синие точки).

Видно, что умеренное сжатие относительно сильного поля практически не меняет среднего числа фотонов в моде, которое в данном случае равно 100. Однако, ширина распределения уменьшается с ростом параметра сжатия, что приводит к формированию распределения, напоминающего распределение Пуассона, но с существенно меньшей шириной - *субпуассоновского распределения*. Поскольку ширина распределения характеризует разброс случайной величины, можно констатировать сжатие по флуктуациям числа фотонов. Этот эффект не имеет классического аналога, то есть является *неклассическим свойством света*.

В разделе 3 рассмотрена генерация сжатых состояний методами нелинейной оптики.

Вырожденная параметрическая генерация один из основных нелинейных процессов, реализующих такое преобразование поля.

Для реализации сжатия рассмотрим *вырожденный случай*, когда сигнальная и холостая моды совпадают. В этом случае $\hat{a}_1 = \hat{a}_2 = \hat{a}$ и

$$H_{\text{int}} = -i\hbar \frac{\chi}{2} (\hat{a}^2 - \hat{a}^{+2}). \quad (8)$$

Соответствующие уравнения Гейзенберга [3] для полевых операторов приобретают вид:

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{a}, \hat{H}_{\text{int}}] = \chi \hat{a}^+, \quad \frac{d\hat{a}^+}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{a}^+, \hat{H}_{\text{int}}] = \chi \hat{a}. \quad (9)$$

Решения этих уравнений:

$$\hat{a}(t) = \hat{a}(0) \text{ch} \chi t + \hat{a}^+(0) \text{sh} \chi t; \quad \hat{a}^+(t) = \hat{a}^+(0) \text{ch} \chi t + \hat{a}(0) \text{sh} \chi t \quad (10)$$

Таким образом, рассмотренный нелинейный процесс экспериментально реализует процедуру сжатия. Параметр сжатия $r = \chi t$ определяется временем t и эффективностью χ взаимодействия. Для более сильного сжатия нужно увеличивать длину среды, однако, следует помнить, что полученные результаты верны для тонкого нелинейного кристалла, когда можно пренебречь ослаблением волны накачки и потерями на поглощение и рассеяние на дефектах. Из изложенного видно, что подействовать на состояние поля оператором сжатия в теории - это принципиально то же самое, что пропустить это поле через параметрический генератор в эксперименте.

Альтернативой вырожденной параметрической генерации для квадратурного сжатия является процесс четырехволнового смешения. Физический механизм четырехволнового смешения состоит в следующем. Мощная волна накачки с частотой ω_2 за счет вынужденного комбинационного рассеяния генерирует симметрично расположенные боковые полосы с частотами ω_1 и ω_3 . При достижении критической мощности излучения нелинейность волокна приводит к взаимодействию трех волн и появлению новой четвертой волны на частоте, являющейся комбинацией трех других частот. В частности, может реализоваться процесс уничтожения двух фотонов с частотами ω_1, ω_2 и одновременное рождение двух фотонов с такими частотами ω_3, ω_4 , что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. Если при этом $\omega_1 = \omega_2$, то процесс называется частично вырожденным четырехволновым смешением.

А также для сжатия света можно использовать не только параметрическое деление частоты, но и обратный эффект - генерацию второй гармоники (ГВГ) света и существует использование квазисинхронизма - характерной черты новых работ по генерации сжатого света, включая те, где используется традиционная параметрическая генерация, которая остается преобладающим методом и в настоящее время.

Использование квазисинхронизма - характерная черта новых работ по генерации сжатого света, включая те, где используется традиционная параметрическая генерация, которая остается преобладающим методом и в настоящее время.

Заключение

В заключение заметим, что квантовая оптика, частью которой является изучение и использование сжатых состояний света, является важной частью развития квантовых технологий. Квантовые технологии сегодня бурно развиваются, а завтра обещают стать неотъемлемой частью новой информатики и метрологии. Вместе с тем, уровень знаний о квантовых свойствах света, содержащихся в традиционных пособиях по общей физике и квантовой механике, не соответствует этому бурному развитию, что делает актуальным соз-

дание новых учебных пособий и активное введение основ квантовой оптики в учебный процесс студентов-физиков.

Одним из шагов в этом направлении является данная работа. В ней приведены основные теоретические сведения о сжатых состояниях с акцентом на подробное исследование наблюдаемых (средних) величин, в частности, эволюции средних значений и дисперсий поля. На основе имеющихся в учебной и монографической литературе формул и методов выполнены и проанализированы иллюстративные расчеты эффектов сжатия. Дан краткий обзор экспериментальных работ. Результаты работы будут использованы при подготовке курса по выбору «Основы квантовых технологий», который будет читаться студентам бакалавриата Института физики СГУ, обучающимся по направлению «Физика».

Список использованных источников

1. Салех Б., Тейх М. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Т 1. Долгопрудный: Интеллект, 2012. 759 с.
2. Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика. М.: Физматлит, 2003. 512 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Физматлит, 2016. 800 с.
4. Глаубер Р. Оптическая когерентность и статистика фотонов. (в кн. "Квантовая оптика и квантовая радиофизика"). М.: Мир, 1966
5. Тайш М.К., Салэ Б.Э. А. С. Сжатые состояния света. УФН 1991, - Т. 161. - № 4. - С. 101--136
6. Шляйх В.П. В.П. Ш. Квантовая оптика в фазовом пространстве. М.: Физматлит, 2005. 760 с.
7. Stoler D. Equivalence classes of minimum uncertainty packets // Phys. Rev. D, Vol. 1, No. 12, 1970. pp. 3217-3219
8. Yen H.P. Two-photon coherent states of the radiation field // Phys. Rev. A, Vol. 13, No. 6, 1976. pp. 2226-2243.
9. Мандель Л., Вольф Э.. Оптическая когерентность и квантовая оптика. М.: Физматлит, 2000
10. Килин С.Я. Квантовая оптика: поля и их детектирование. М.: Едиториал УРСС, 2003. 176 с.
11. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. 560 с.
12. Wu L.A. Squeezed states of light from an optical parametric oscillator / Wu L.A., Xiao M., Kimble H.J. // J. Opt. Soc. Am. Ser. B. - 1987. - V. 4. - P. 1465-1475.
13. Teich M.C., Role of primary excitation statistics in the generation of antibunched and sub-Poisson light / Teich M.C., Saleh B.E.A., Perina J. //J. Opt. Soc. Am. Ser. B. - 1984. - V. 1. - P. 366-389.
14. Teich M.C. A squeezed-state primer / Teich M.C., Saleh B.E.A. Henry, R. W., Glotzer, S. C // American Journal of Physics - 1988. – V. 56. – P. 318-328.
15. Yamamoto Y., Generation of number-phase minimum-uncertainty states and number states / Yamamoto Y., Machida S., Imoto N., Kitagawa M., Bjork G // J. Opt. Soc. Am. Ser. B. - 1987. – V. 4. – P. 1645-1662.
16. Caves C. Quantum-mechanical noise in an interferometer / Caves C.M. //Phys. Rev. Ser. D. - 1981. – V. 23. – P. 1693.
17. Yuen H. Noise in homodyne and heterodyne detection / Yuen H.P., Chan V.W.S //Opt. Lett. - 1983. – V. 8. – P. 177-179.

18. Van de Stadt H. Heterodyne detection at a wavelength of 3.39 microns for astronomical purposes / Van de Stadt H. // *Astron. and Astrophys.* - 1974. – V. 36.– P. 341-348.
19. Yuen H.P. Generation and detection of two-photon coherent states in degenerate four-wave mixing / Yuen H.P., Shapiro J.H. // *Opt. Lett.* - 1979. – V. 4. – P. 334-336.
20. Slusher R.E. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity / Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B., Mertz J.C., Valley J.F. // *Phys. Rev. Lett.* - 1985. – V. 55. – P. 2409.
21. Maeda M.W. Observation of squeezed noise produced by forward four-wave mixing in sodium vapor / Maeda M.W., Kumar H.J., Hall P., Shapiro J.H. // *Opt. Lett.* 1987. – V. 12. – P. 161-163.
22. Беспрозванных В.Г., Первадчук В.П. Нелинейные эффекты в волоконной оптике. Издательство Пермского национального исследовательского политехнического университета, 2011
23. Corzo N., Marino A.M., Jones K.M., Lett P.D. Multi-spatial-mode single-beam quadrature squeezed states of light from four-wave mixing in hot rubidium vapor // *Optics Express* 2011. - V. 19. - No. 22. - P. 21358-69
24. Meissner M. et al. All-fibre source of amplitude squeezed light pulses // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 2004. - V. 6. - P. S652.
25. Pereira S.F., Xiao M., Kimble H.J., Hall J.L. Generation of squeezed light by intracavity frequency doubling // *Phys. Rev. A* 1988. - V. 38. No. 9. - P. 4931--4934
26. Новиков Ф.Ф., Лаптев Г.Д., Чиркин Ф.С. Генерация сжатого света при самоудвоении частоты в активных нелинейных кристаллах с регулярной доменной структурой // *Оптика и спектроскопия* 2003. - Т. 94. - №5. - С. 818-825
27. Andersen U.L., Buchhave P. Green bright squeezed light from a cw periodically poled KTP second harmonic generator // *Optics Express* 2002. - V. 10. - No. 17. - P. 887-892
28. Mansell G. L. et al. Observation of squeezed light in the 2 μm region // *Phys. Rev. Lett.* 2018. - V. 120. - P. 203603
29. Gerrits T, et al. Generation of degenerate, factorizable, pulsed squeezed light at telecom wavelengths // *Optics Express* 2011. - V. 19. - No. 24. - P. 24434-24447