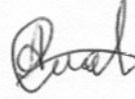


на правах рукописи



Славгородский Алексей Владимирович

Оптические методы создания и наблюдения сжатых и перепутанных
состояний в спиновых подсистемах атомных ансамблей

специальность 01.04.02 - теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2003

Работа выполнена в государственном образовательном учреждении высшего и профессионального образования "Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет"

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук
Куприянов Дмитрий Васильевич

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
Соколов Иван Вадимович

Кандидат физико-математических наук,
доцент
Горбачев Валерий Николаевич

Ведущая организация: Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН

Защита состоится "17" декабря 2003 г. в 17ч. 30 мин. часов на заседании диссертационного совета Д 212.229.05 при Санкт-Петербургском Государственном Политехническом Университете по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29, II уч. корпус, ауд.265

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке СПбГПУ.

Автореферат разослан "14" ноября 2003 г.

Ученый секретарь
Диссертационного Совета
доктор физико-математических наук,
профессор

Ю.Ф. Титовец

Актуальность темы

В настоящее время одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений квантовой оптики является исследование неклассического света и его применений. Примером неклассического света является *сжатый свет*, особенностью которого является подавленность флуктуаций одной из его квадратурных компонент (квадратурно сжатый свет). Это свойство может быть использовано, в частности, для повышения пороговой чувствительности интерферометрических оптических измерений и измерения слабых оптических сигналов, в спектроскопии. Традиционными способами получения сжатых состояний света являются различные процессы взаимодействия излучения с нелинейной средой, такие, например, как резонансная флуоресценция, четырехволновое смешение, параметрическое рассеяние света. Кроме того, относительно недавно было обнаружено, что явление сжатия может наблюдаться не только в полевой подсистеме, но и в спиновой подсистеме атомов - *спиновое сжатие*. Возможными способами создания спиново сжатых состояний являются: взаимодействие атомов со сжатым светом; специальным образом проведенное измерение состояния атомной системы, которое редуцирует состояние этой системы к спиново сжатому. Спиново сжатые состояния находят применение как в задачах квантовой информации в непрерывных переменных, так и в задачах атомной интерферометрии.

С явлением сжатия тесно связано явление *перепутанности*. Согласно одному из определений, состояние системы является перепутанным, если ее волновая функция не может быть представлена в виде произведения волновых функций подсистем, составляющих эту систему. Областью применения перепутанных состояний света являются, в частности, задачи квантовой информации (квантовая телепортация, квантовая криптография, квантовые вычисления), спектроскопические приложения. Кроме того, перепутанные состояния представляют интерес при обсуждении общей проблемы измерения в квантовой механике.

К "плюсам" использования света в задачах квантовой информации можно отнести его "мобильность". Пары коррелированных фотонов могут передаваться на большие расстояния как по волоконно-оптическим каналам, так и непосредственно в пространстве, их распространением можно управлять с помощью обычных линейных оптических устройств. Однако, свет распространяется со скоростью света, что затрудняет локализацию и хранение таких перепутанных состояний. В связи с этим в последнее десятилетие активно ведется исследование способов создания перепутанных со-

стояний в корпускулярной материи. Подобные состояния могут быть локализованы и сохранены на макроскопических временах. В связи с этим в задачах квантовой информации наметилось своеобразное "разделение ролей" между массивными частицами и светом: первые используются для хранения квантовой информации, в то время как свет используется для коммуникаций (передачи квантовой информации на расстояние).

В результате родился определенный круг задач. Во-первых, это само по себе создание неклассических (сжатых и перепутанных) состояний массивных частиц. Другой задачей является разработка способов обмена квантовой информацией между полем и частицами, в частности, способа переноса информации от света к атомной системе. Решение этих проблем представляется одним из возможных путей для реализации квантовых логических ключей и информационных протоколов.

Цели работы

1. Теоретическое рассмотрение взаимодействия сжатого света с системой двух пространственно разделенных атомов. Исследование возможности переноса квантовых корреляций, существующих между фотонами, на атомную подсистему. Обобщение на случай двух пространственно разделенных атомных ансамблей.

2. Теоретическое рассмотрение взаимодействия сжатого света с ансамблем атомов, поляризованных по полному угловому моменту. Исследование возникновения спинового сжатия в атомном ансамбле. Разработка схемы наблюдения спинового сжатия.

3. Расчет и анализ поляризационной зависимости двухфотонного оптического столкновения, в котором возбуждение сталкивающихся атомов проводится поляризационно-перепутанным светом.

Научная новизна

1. Предложен новый механизм создания квантовых корреляций в системе двух пространственно разделенных атомов, основанный на кооперативном стимулированном комбинационном рассеянии сжатого света.

2. Исследована проблема создания и детектирования спинового (квазиспинового) сжатия. Предложена интерференционная схема наблюдения спинового (квазиспинового) сжатия, созданного в основном состоянии ансамбля атомов с угловым моментом $S = 1$.

3. На примере столкновения атомов магния и неона продемонстрированы различия между поляризационными зависимостями двухфотонного

возбуждения сталкивающихся атомов поляризационно-перепутанным светом и светом от двух независимых источников.

Практическая значимость

Представленные результаты могут найти практическое применение в таких разделах как

1. Задачи квантовой информации. Создание перепутанных состояний массивных частиц.
2. Метрология. Спектроскопия сверхвысокого разрешения.
3. Спектроскопия атомов и молекул, фотохимия. Когерентный контроль атомного столкновения.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Оптический механизм переноса квантовых корреляций (перепутанности), существующих в излучении параметрического осциллятора, на основное спиновое состояние двух пространственно разделенных атомов. Механизм основан на эффекте кооперативного стимулированного комбинационного рассеяния атомами пар коррелированных фотонов, излучаемых параметрическим осциллятором в режиме существенно ниже порога генерации.

2. Использование данного механизма для создания сжатых и перепутанных состояний коллективных квантовых флуктуаций углового момента (спина) и компонент выстраивания (квазиспина) в основном состоянии многоатомного ансамбля либо ансамблей.

3. Схема оптического контроля квантовых флуктуаций коллективного квазиспина (выстраивания) в ансамбле атомов со спином единица, обобщающая известный метод фарадеевской регистрации флуктуаций ориентационной компоненты коллективного спинового момента.

4. Расчет поляризационной зависимости сечения двухфотонных оптических столкновений атомов магния и неона при их возбуждении светом с перепутанной поляризацией. Качественное и количественное сравнение со случаем возбуждения световыми пучками с классически коррелированными поляризациями.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на научных семинарах кафедры теоретической физики СПбГПУ, на кафедре теоретической физики и астрономии РГПУ им. Герцена в рамках городских семинаров по квантовой оптике, а также на следующих всероссийских и международных конференциях: Европейская Конференция по Атомной и Молекулярной Физике ЕСАМР-7 (Берлин, Германия, апрель 2001), конференция по когерентной и нелиней-

ной оптике КИНО (Минск, Белоруссия, июнь 2001), 2-й семинар по квантовой оптике, посвященный памяти Д.Н.Клышко (Москва, май 2002), 34-я конференция Европейской Группы по Атомной Спектроскопии EGAS-34 (София, Болгария, июль 2002), семинар по квантовой атомной оптике (Сан-Фелио-де-Гишолс, Испания, сентябрь 2002), 2-я конференция "Фундаментальные проблемы оптики" (Санкт-Петербург, октябрь 2002), 35-я конференция Европейской Группы по Атомной Спектроскопии EGAS-35 (Брюссель, Бельгия, июль 2003).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из трех содержательных Глав, Введения, Заключение и Приложений. Объем диссертации составляет 122 страницы, в том числе 17 рисунков и 1 таблица. Библиография включает 76 наименований.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность выбранной темы, отмечена научная новизна и практическая значимость работы, сформулированы основные цели работы, и кратко изложено содержание диссертации.

В Главе 1 обсуждается оптический механизм переноса квантовых корреляций (перепутанности), существующих в излучении параметрического осциллятора, на основное спиновое состояние двух пространственно разделенных атомов. Излучение параметрического осциллятора, работающего в режиме существенно ниже порога генерации, представляет собой поток пар коррелированных фотонов, характеризуется отличными от нуля аномальными корреляционными функциями поля. Это обстоятельство приводит к появлению в сечении рассеяния света атомами нефакторизирующегося вклада, связанного с рассеянием света на двухатомной системе как целом.

Раздел 1.2 посвящен постановке рассматриваемой задачи. Рассматривалось рассеяние фотонов одинаковой линейной поляризации, но разных спектральных мод ω_1 и ω_2 на переходе $s = 1/2 \rightarrow j = 1/2$, s и j - угловые моменты основного и возбужденного состояний, рис. 1. Подобный оптический переход связывает основное спиновое состояние одноэлектронного атома $^2S_{1/2}$ с возбужденным состоянием $^2P_{1/2}$ и приближенно описывает D_1 -переход щелочного атома в отсутствии сверхтонкого взаимодействия. Как показано на рис. 1(б) атомы изначально заселяют зеемановское состояние $\mu = -1/2$, а комбинационное рассеяние в состояние $\mu = +1/2$, инициируемое коррелированными квантовыми модами, дополнительно стимулировано классической когерентной модой левой круговой поляризации и частоты ω . Атомы предполагаются помещенными в магнитное поле одинаковой

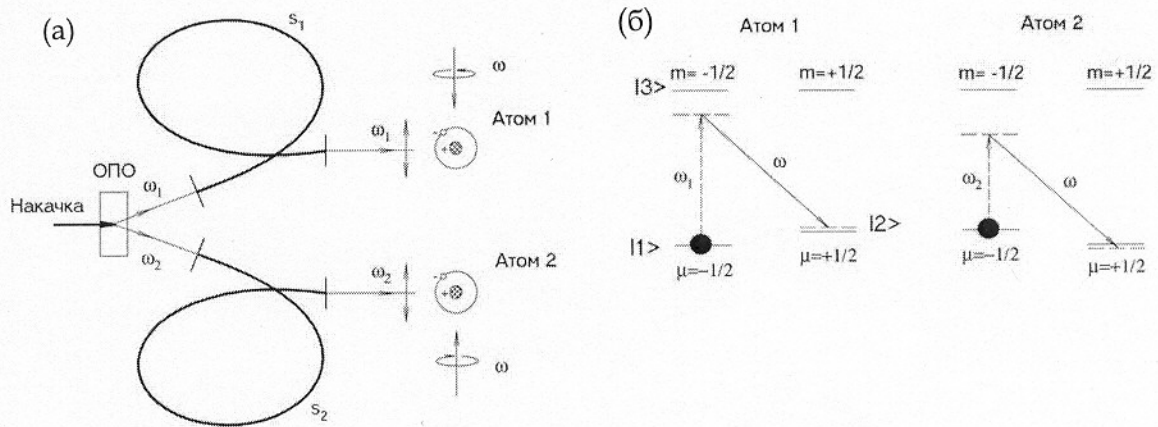


Рис. 1: Схема кооперативного комбинационного рассеяния в системе двух пространственно разделенных атомов.

величины, но противоположного направления, и смещение подуровней таково, что сохраняется условие вырожденности для состояний $|-1/2, -1/2\rangle$ и $|+1/2, +1/2\rangle$ в кооперативном пространстве обоих атомов. Система предполагается расстроенной для стимулированного комбинационного рассеяния на каждом из атомов по отдельности, но является резонансной для объединенной системы

$$\omega_1 + \omega_2 = 2\omega \quad (1)$$

В разделах 1.3 и 1.4 приведен анализ процессов взаимодействия света с атомами. Состояние двухатомной системы описывалось компонентами двухчастичной матрицы плотности $\rho_{ij,kl}$, где пары индексов относятся соответственно к первому и второму атомам. На первом шаге возбуждения происходит процесс рассеяния света из квантовых мод в классические моды. Рассеяние фотонов квантовой моды может происходить как на каждом атоме независимо, так и на двухатомной системе как целом (*кооперативное стимулированное комбинационное рассеяние*), причем, благодаря выполнению условия (1), кооперативное рассеяние будет резонансным. Такое рассеяние сопровождается переходом атомной подсистемы в кооперативное когерентное состояние, описываемое двухчастичной когерентностью $\rho_{12,12}$. Однако, при дальнейшей эволюции происходит разрушение этой когерентности за счет спонтанного комбинационного и рэлеевского рассеяний когерентной моды, происходящих на двух атомах независимо. Кроме этого, даже при возбуждении системы в режиме фотонных пар существует незначительная, но непренебрежимая вероятность независимого комбинационного

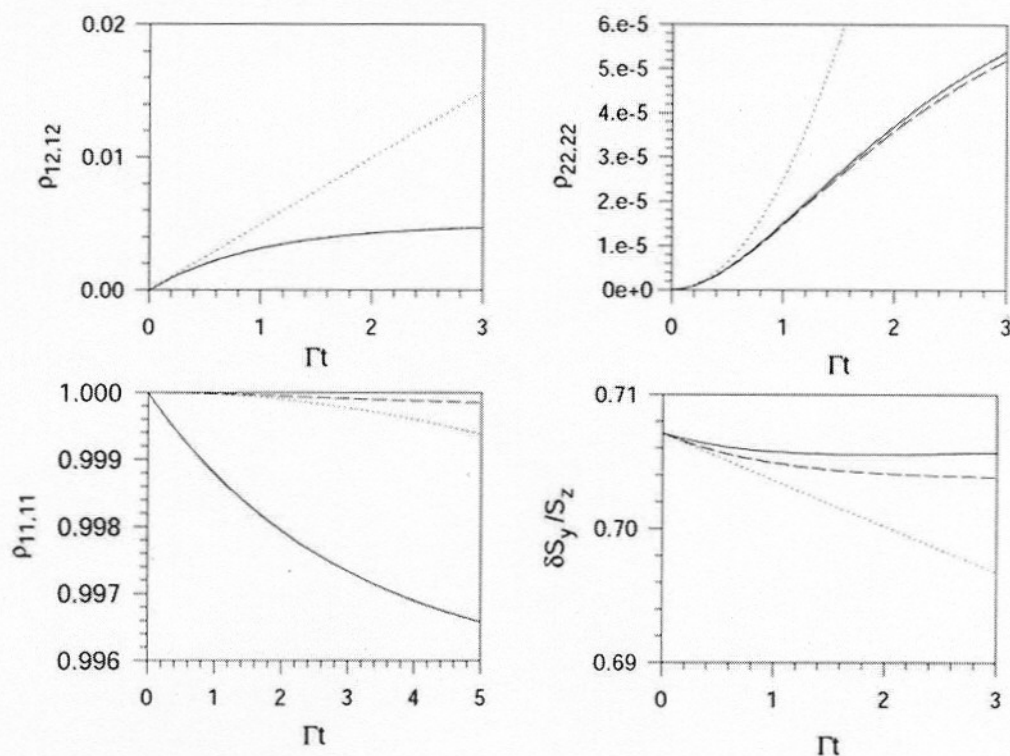


Рис. 2: Эволюция элементов двухчастичной матрицы плотности и сжатия коллективного спина.

рассеяния фотонов квантовых мод, пришедших из разных пар.

Чтобы сопоставить влияние различных каналов возбуждения на эволюцию двухчастичной матрицы плотности, в разделе 1.5 проведен квантово-электродинамический расчет для специального вида корреляционных функций квантового поля, результаты которого воспроизведены на рисунке 2. На данном рисунке представлены три зависимости: точечная кривая - учет только кооперативного стимулированного комбинационного рассеяния коррелированных фотонов; пунктирная кривая - дополнительный учет спонтанного рэлеевского и комбинационного рассеяний когерентной моды, характеризуемый скоростным параметром Γ ; сплошная кривая - точный учет всех процессов. Как видно из представленных зависимостей, на начальном этапе эволюции, когда спонтанные процессы, обусловленные классической модой, не успевают проявиться (т.е. на временах $t \ll \Gamma^{-1}$), главным эффектом является появление кооперативной когерентности $\rho_{12,12}$, а сами атомы при этом с большой вероятностью остаются в начальных состояниях $\rho_{11,11} \rightarrow 1$. При этом, как показано на последнем графике, происходит сжатие коллективного спина двухатомной системы, неопределенность которого становится меньше стандартного квантового предела $\delta S_y < 1/\sqrt{2}$. Сжатие коллективного спина свидетельствует о появлении перепутывания

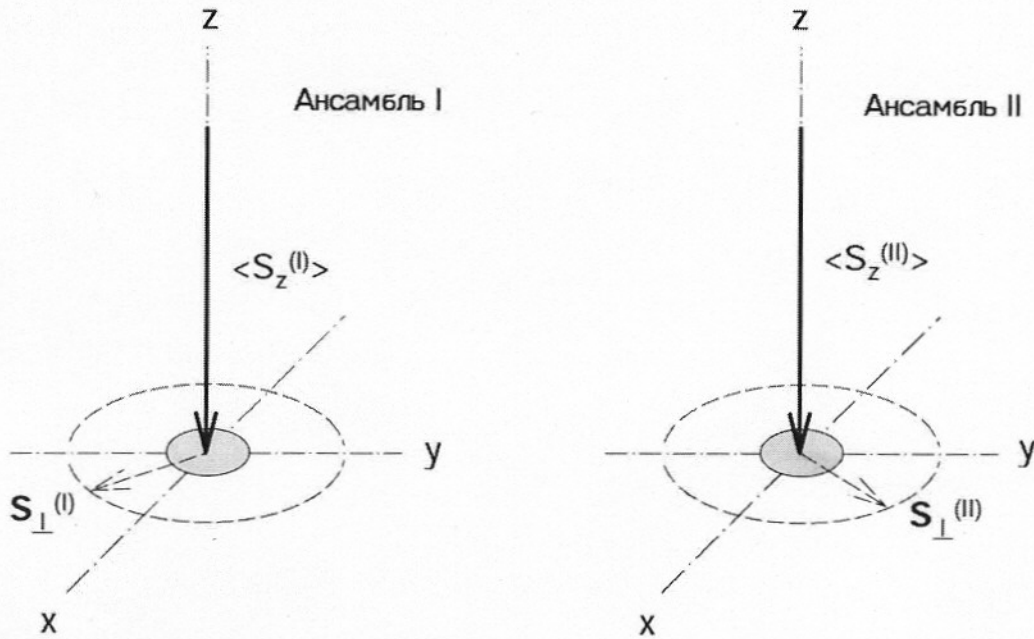


Рис. 3: Области квантовых неопределенностей поперечных компонент коллективных спинов атомных ансамблей, изначально характеризующиеся пуассоновским масштабом (затененные на рисунке), существенно увеличиваются благодаря оптическому взаимодействию. При этом флуктуации коллективных спиновых моментов становятся жестко коррелированными в направлении оси x и антикоррелированными в направлении оси y .

между спиновыми состояниями атомов. Из результатов расчета был сделан вывод, что матрицу плотности двухатомной системы на временах $t \ll \Gamma^{-1}$ можно представить в виде

$$\hat{\rho}(t)|_{t \ll \Gamma^{-1}} = p(t)|\Psi\rangle\langle\Psi| + \hat{\rho}' \quad (2)$$

где

$$|\Psi\rangle = |\Psi(t)\rangle = c_1(t)|1,1\rangle + c_2(t)|2,2\rangle \quad (3)$$

т.е. система переходит в перепутанное состояние. При этом существенно, что $|c_2| \sim |\rho_{12,12}| \gg \text{Tr } \hat{\rho}'$ и $p(t) \rightarrow 1$.

Описанный механизм возникновения перепутывания (сжатия) в спиновой подсистеме из двух атомов является весьма слабым, и средний коллективный спиновый момент сохраняется с высокой точностью, $S_z \approx -1$. Основной препятствующей причиной является наличие сопутствующих некоррелированных случайных процессов, разрушающих квантовые корреляции и накладывающих ограничение на время оптического взаимодействия. Однако процесс кооперативного комбинационного рассеяния может

привести к существенному перепутыванию спиновых флуктуаций в макроскопической системе, когда вместо двух атомов имеется два пространственно разделенных многоатомных ансамбля. Такое обобщение предложенного механизма приведено в разделе 1.6. Схема облучения в этом случае совпадает со схемой, показанной на рис.1, с точностью до замены атомов 1 и 2 на многоатомные ансамбли I и II, содержащих соответственно N_1 и N_2 атомов. В этом случае кооперативное комбинационное рассеяние фотонов квантовой моды будет происходить на парах атомов, принадлежащих разным ансамблям. Число пар атомов, участвующих в процессе кооперативного рассеяния, нарастает пропорционально произведению $N_1 N_2$, в то время как число некоррелированных переходов нарастает пропорционально числу атомов $N_1 + N_2$. Благодаря этому перепутывание спиновых переменных первого и второго ансамбля может быть эффективно осуществлено уже после небольшого количества актов кооперативного рассеяния пар коррелированных фотонов. При этом, вследствие слабости облучающего потока квантовых мод сопутствующие случайные процессы рассеяния фотонов из различных пар не успевают проявиться. Предполагая число атомов в обоих ансамблях одинаковым $N_1 = N_2$, было показано, что

$$\begin{aligned}\langle [S_x^{(1)} - S_x^{(2)}]^2 \rangle_t &\rightarrow 0 \\ \langle [S_y^{(1)} + S_y^{(2)}]^2 \rangle_t &\rightarrow 0\end{aligned}\quad (4)$$

т.е. с определенностью $S_x^{(1)} = S_x^{(2)}$ и $S_y^{(1)} = -S_y^{(2)}$. Данный результат показывает, что в процессе кооперативного комбинационного рассеяния коррелированных фотонов спиновые подсистемы обоих ансамблей переходят в перепутанное состояние. Возникающая корреляция спиновых флуктуаций наглядно показана на рисунке 3. После оптического взаимодействия масштабы флуктуации поперечных спиновых компонент значительно увеличиваются, но становятся жестко коррелированными в соответствии с соотношениями (4). В разделе 1.7 в качестве примера использования подобных перепутанных состояний многоатомных ансамблей приведена схема телепортации неизвестного спинового состояния.

В **Главе 2** обсуждается взаимодействие излучения параметрического осциллятора (квантовая мода) с ансамблем спиново ориентированных атомов. В разделе 2.2 приведена постановка задачи. Рассматривался макроскопический ансамбль одноэлектронных атомов, электронный спин основного состояния которых $s = 1/2$, возбужденного состояния $j = 1/2$. Ядерный спин $I = 3/2$. Данная конфигурация соответствует $F = 1 \rightarrow F' = 1$ опти-

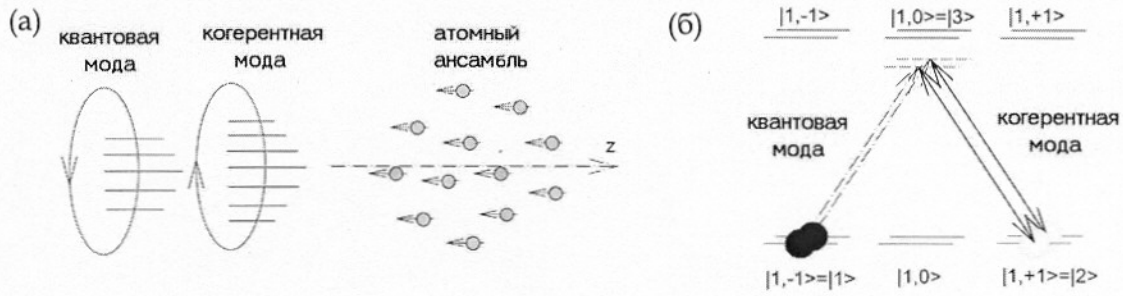


Рис. 4: Геометрия оптического возбуждения ансамбля спиново ориентированных атомов.

ческому переходу в сверхтонкой структуре D_1 линии. В качестве реальной физической системы, обладающей требуемыми нам параметрами, можно рассматривать атом ^{87}Rb . Все атомы изначально находились в состояниях с $m_F = -1$. Облучение ансамбля производится одной модой слабого квантового поля и одной сильной когерентной модой. Фотоны квантовой моды имеют одинаковую поляризацию (правую круговую) и частоту ω . Когерентная мода имеет ту же частоту ω и левую круговую поляризацию.

Благодаря тому, что переход $|1, 0\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$ запрещен, задача может быть представлена эквивалентной Λ -конфигурацией подуровней, а для описания ансамбля атомов, находящихся в основном спиновом состоянии, можно использовать не набор спиновых операторов, отвечающих случаю $S = 1$, а проекционные операторы (операторы компонент коллективного квазиспина), обладающие коммутационными соотношениями матриц Паули

$$\begin{aligned}
 \hat{T}_1 &= \sum_{j=1}^N \frac{1}{2} (|2\rangle\langle 1|_j + |1\rangle\langle 2|_j) \\
 \hat{T}_2 &= \sum_{j=1}^N \frac{1}{2i} (|2\rangle\langle 1|_j - |1\rangle\langle 2|_j) \\
 \hat{T}_3 &= \sum_{j=1}^N \frac{1}{2} (|2\rangle\langle 2|_j - |1\rangle\langle 1|_j) \\
 [\hat{T}_\alpha, \hat{T}_\beta] &= i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \hat{T}_\gamma
 \end{aligned} \tag{5}$$

Раздел 2.3 посвящен анализу процессов взаимодействия атомов с полями, а в разделе 2.4 исследована эволюция коллективного квазиспина системы. Было показано, что кооперативное комбинационное рассеяние коррелированных фотонных пар на атомах ансамбля приведет к возникновению парных корреляций между спиновыми подсистемами различных атомов.

Это приведет к возникновению сжатия в спиновой подсистеме ансамбля. Сжатие заключается в том, что дисперсия линейной комбинации компонент квазиспина $T_\alpha = T_1 \cos \alpha + T_2 \sin \alpha$ становится меньше значения этой дисперсии, сосчитанной для когерентного спинового состояния

$$\langle \Delta T_\alpha^2 \rangle < \frac{N}{4} \quad (6)$$

Параметр α равен разности фаз квантового и когерентного полей. Было также показано, что $\langle \Delta T_\alpha^2 \rangle$ не может быть сделана меньше, чем $(\frac{R}{\chi} \frac{N}{4})$, где R и χ - константы независимого и кооперативного комбинационного рассеяния соответственно, т.е. наличие независимого рассеяния фотонов квантовой моды на различных атомах ансамбля накладывает ограничения на предельно достижимое в рамках предлагаемого механизма сжатие. Для достижения эффективного сжатия облучение ансамбля следует производить потоком коррелированных фотонных пар, разреженным настолько, что параметр вырождения квантовой моды был много меньше 1. Особенностью такого излучения является наличие отличных от нуля аномальных корреляторов, абсолютная величина которых существенно превышает величину нормального коррелятора квантовой моды (т.е. ее интенсивности). В связи с этим константа кооперативного рассеяния χ , пропорциональная аномальному коррелятору, будет существенно больше, чем константа независимого рассеяния R , пропорциональная нормальному коррелятору.

В разделе 2.5 обсуждается схема регистрации компонент квазиспина T_1 и T_2 . Предлагаемая схема регистрации представляет собой вариант интерферометра Маха-Цандера (рис. 5). Плоскость интерферометра перпендикулярна оси z лабораторной системы координат. Когерентное излучение, линейно поляризованное вдоль оси x , падает на входную делительную пластину (делитель 50/50), где разделяется на два линейно поляризованных пучка, которые облучают атомный ансамбль с двух ортогональных направлений, как показано на рис. 5, при этом один из этих пучков поляризован по x , а другой - по y . Выходной фототок i_{out} пропорционален разности фаз амплитуд полей, поляризованных по $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ и когерентно рассеянных вперед атомным ансамблем. Было показано, что выходной сигнал при слабой интенсивности пробного излучения будет пропорционален

$$i_{out} \sim T_1 \quad (7)$$

Если провести облучение атомного ансамбля в направлениях, составляющих с осями x, y углы $\pi/4$ (оси ξ, η на рис. 5), то

$$i_{out} \sim T_2 \quad (8)$$

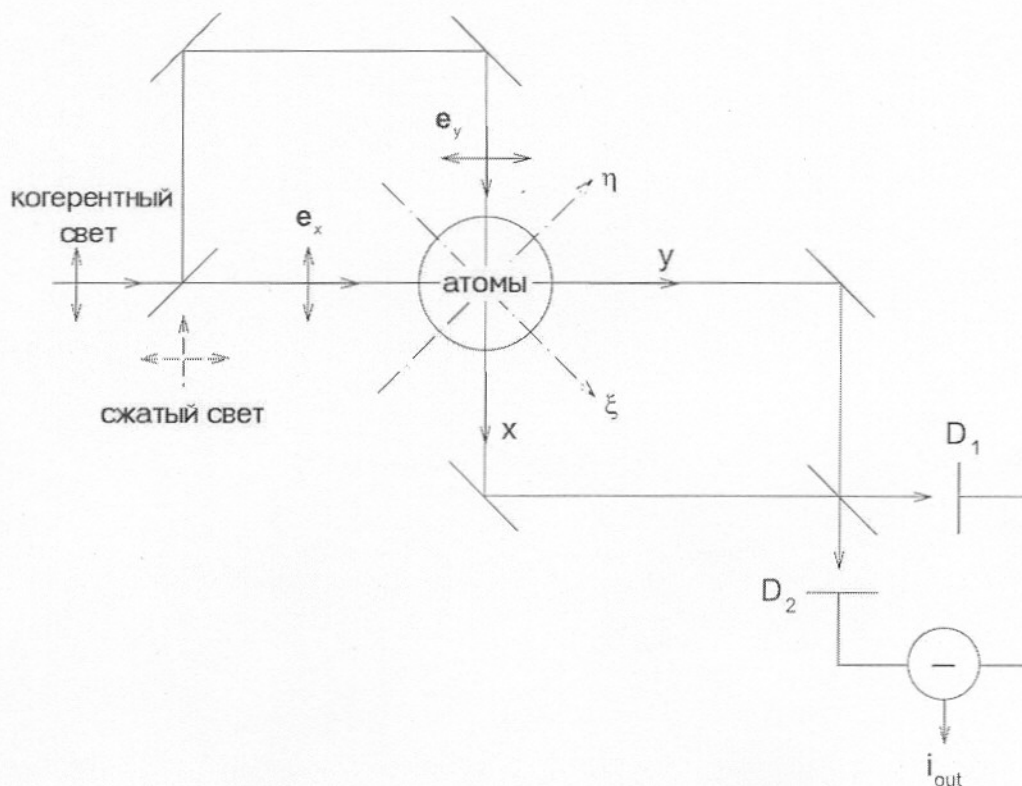


Рис. 5: Схема детектирования коллективного квазиспина атомного ансамбля.

Глава 3 посвящена исследованию поляризационной зависимости двухфотонного оптического столкновения атомов магния и неона, в котором возбуждение сталкивающихся атомов проводится поляризационно-перепутанным светом. Оптическое возбуждение $^1S \rightarrow ^1P \rightarrow ^1S$ активного атома (Mg), сталкивающегося с атомом инертного газа (Ne) в состоянии 1S , является примером двухфотонного оптического столкновения, удобным для экспериментальной реализации и теоретического анализа. Теоретическое описание процесса двухфотонного оптического столкновения приведено в разделе 3.2.

В разделе 3.3 обсуждаются корреляционные функции света с перепутанной поляризацией. Типичным примером источника такого света является оптический параметрический осциллятор (ОПО), работающий в подпороговом режиме и основанный на процессе спонтанного параметрического рассеяния света II типа. В этом процессе фотон накачки распадается на два фотона, один из которых распространяется в нелинейном кристалле в качестве обыкновенной волны, а другой - в качестве необыкновенной, поляризация которой ортогональна поляризации обыкновенной. В результате на выходе из кристалла имеются две моды, поляризации которых перепутаны, т.е. каждый фотон в отдельности не имеет определенной поляризации

(точнее, его поляризация "скрыта"), однако имеется поляризация фотонов друг относительно друга. Поляризационное состояние такой двухфотонной пары может быть описано с помощью следующей кооперативной волновой функции

$$|\Psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\mathbf{e}_x\rangle_1 |\mathbf{e}_y\rangle_2 + e^{i\varphi} |\mathbf{e}_y\rangle_1 |\mathbf{e}_x\rangle_2] \quad (9)$$

где фаза φ определяется свойствами источника. Вектора $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ являются базисными векторами поляризаций выходного излучения ОПО.

В разделе 3.4 дается следующее определение поляризационного отношения, характеризующего процесс двухфотонного оптического столкновения

$$P_{EPR} = \frac{\sigma_{0|\varphi=0} - \sigma_{0|\varphi=\pi}}{\sigma_{0|\varphi=0} + \sigma_{0|\varphi=\pi}} \quad (10)$$

Такое определение поляризационного отношения связано с тем, что при $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ состояние двухфотонной пары можно интерпретировать как состояние с параллельной и ортогональной взаимной поляризацией фотонов, соответственно.

Также исследовался случай, когда возбуждение производится двумя независимыми источниками. Поляризационное отношение в этом случае можно определить следующим образом

$$P_L = \frac{\sigma_{0||} - \sigma_{0\perp}}{\sigma_{0||} + \sigma_{0\perp}} \quad (11)$$

где $\sigma_{0||}, \sigma_{0\perp}$ - сечения двухфотонного оптического столкновения в случаях, когда поляризации фотонов, испускаемых независимыми источниками, параллельны и перпендикулярны, соответственно. Случай независимых источников фотонов интересен, во-первых, наличием экспериментальных данных, сравнение с которыми позволит оценить корректность используемой модели оптического столкновения. Во-вторых, сравнение "классической" P_L и "неклассической" P_{EPR} поляризационных зависимостей позволит сделать выводы о роли корреляций, существующих между фотонами, в процессе оптического столкновения.

В разделе 3.5 приведены результаты расчета поляризационных зависимостей двухфотонного оптического столкновения. Поляризационные отношения (10,11) рассматривались как функции отстроек частот поглощаемых фотонов от частот соответствующих атомных переходов $\Delta_1 = \bar{\omega}_1 - \omega_{10}$, $\Delta_2 = \bar{\omega}_2 - \omega_{20}$, где ω_{10}, ω_{20} - частоты атомных переходов $3^1S \rightarrow 3^1P$, $3^1P \rightarrow 5^1S$ соответственно. Кроме того, в расчете фиксировалась энергия отдачи столкновения, которая бралась равной 300К.

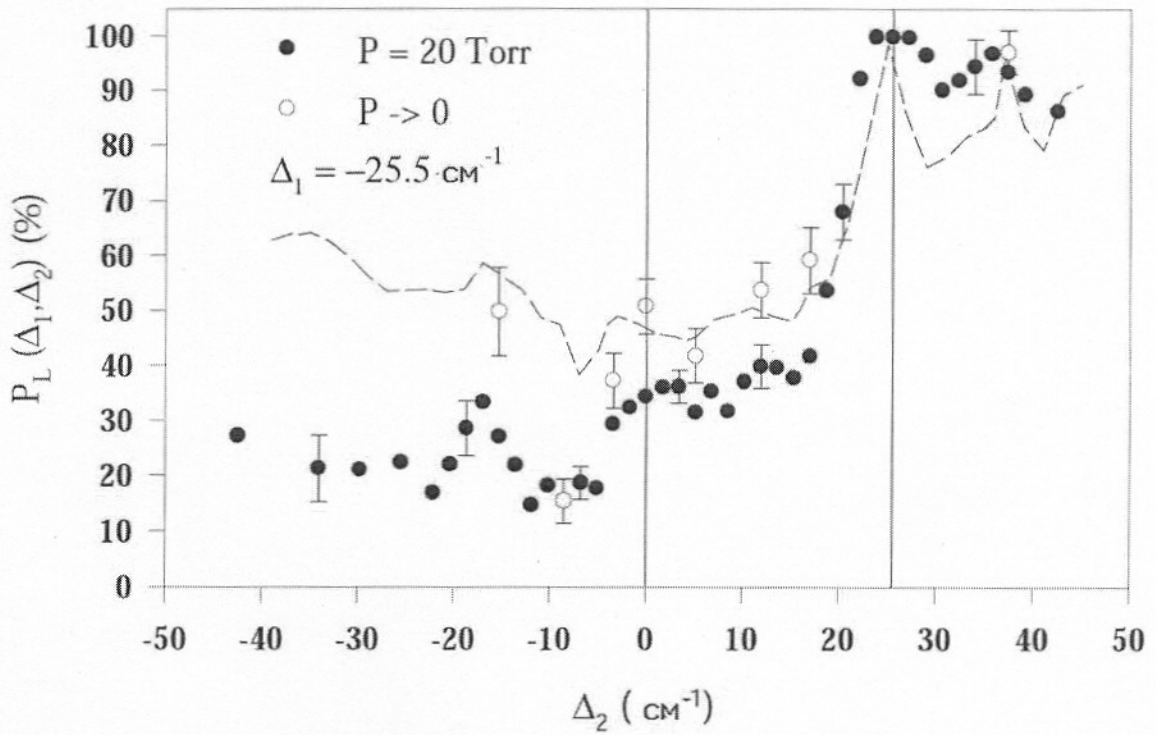


Рис. 6: Поляризационные спектры двухфотонного оптического столкновения Mg-Ne: экспериментальные данные (точки) и теоретический расчет (пунктир).

На рис. 6 представлены результаты расчета поляризационного отношения P_L и экспериментальные значения этого отношения. При расчете фиксировалась первая отстройка $\Delta_1 = -25.5 \text{ cm}^{-1}$, и поляризационное отношение рассматривалось как функция второй отстройки Δ_2 . Экспериментальные данные приведены для различных значений давления атомного газа. Видно, что данные численного расчета согласуются с экспериментальными результатами, полученными при низких давлениях атомного газа ($P \rightarrow 0$, открытые кружки на графиках). Это можно объяснить тем, что в используемой модели учитывались только парные столкновения, а столкновения трех и более частиц, роль которых возрастает с ростом давления, не учитывались.

На рис. 7 представлены результаты расчета поляризационных отношений P_{EPR} и P_L . Как видно из этих зависимостей, в окрестности двухфотонного атомного резонанса $\Delta_1 + \Delta_2 \rightarrow 0$ "классическое" поляризационное отношение P_L становится больше, чем P_{EPR} . В этой спектральной области основным каналом поглощения классически коррелированных фотонов является прямое двухфотонное резонансное поглощение, происходящее на свободном активном атоме, что выражается в стремлении P_L к своему максимальному значению. При этом $P_{EPR} < 1$, т.е. оптическое возбуждение в

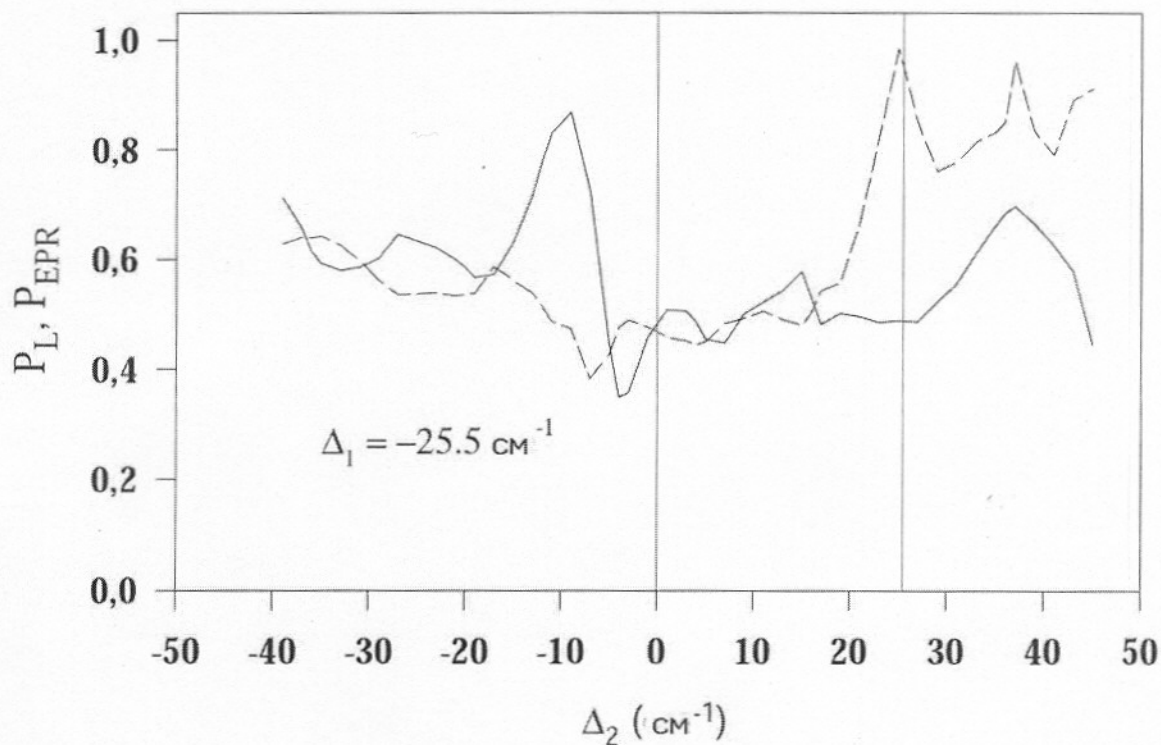


Рис. 7: Поляризационные спектры двухфотонного оптического столкновения Mg-Ne (теоретический расчет): "классическое" P_L (пунктир) и "неклассическое" P_{EPR} (сплошная линия) поляризационные отношения.

этом случае чувствительно к присутствию столкновительного партнера. Это связано с тем, что сечение двухфотонного возбуждения свободного атома в канале $^1S \rightarrow ^1P \rightarrow ^1S$, осуществляемое двухфотонной парой, находящейся в состоянии (9), равно нулю, и лишь наличие стороннего атома открывает возможные каналы возбуждения.

В диссертации была также показана связь между особенностями поляризационных зависимостей и особенностями потенциалов межатомного взаимодействия. В частности было показано, что максимум P_{EPR} при $\Delta_1 = -25.5 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta_2 \approx 35 \text{ cm}^{-1}$ связан с двумя последовательными однофотонными переходами Франка-Кондона, происходящими на одном расстоянии между сталкивающимися атомами.

В Заключение изложены основные результаты проведенных исследований:

1. Предложен механизм перепутывания спиновых подсистем двух пространственно разделенных атомов, основанный на кооперативном комбинационном рассеянии бифотонов, под которыми понималось выходное излучение оптического параметрического осциллятора. Произведено обобщение

ние предложенного механизма на случай двух пространственно разделенных макроскопических атомных ансамблей. Показано, что после оптического взаимодействия флуктуации поперечных компонент макроскопического коллективного спина атомных ансамблей становятся коррелированными вдоль одной оси, и антикоррелированными вдоль другой оси. Предложен протокол квантовой телепортации неизвестного когерентного спинового состояния, основанный на использовании таких перепутанных атомных ансамблей.

2. Предложен механизм создания квазиспинового сжатия в макроскопическом атомном ансамбле. Исследовано предельно достижимое в рамках предложенного механизма сжатие. Предложена схема регистрации компонент квазиспина.

3. Проведен численный расчет поляризационной зависимости двухфотонного оптического столкновения атомов магния и неона, в котором возбуждение сталкивающихся атомов проводится поляризационно-перепутанным светом. Проведен анализ полученных зависимостей. Показана связь особенностей полученных зависимостей с особенностями потенциалов межатомного взаимодействия.

Публикации

Основные результаты работы изложены в следующих публикациях:

1. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Slavgorodskii A.V. Cooperative Raman-type scattering of entangled photons as a mechanism of squeezing or entanglement in the spin subsystems of macroscopic atomic ensembles// Тезисы докладов 35-й конференции Европейской Группы по Атомной Спектроскопии EGAS-35, 15-18 июля 2003 г.- Брюссель, 2003.- С.198
2. Куприянов Д.В., Соколов И.М., Славгородский А.В. Перепутанные состояния в спиновых подсистемах многоатомных ансамблей// Оптика и спектроскопия. - 2003.- т.94; N 5.- С.776-782
3. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Slavgorodskii A.V. Polarization-sensitive coherent control of atomic collisions by non-classical light// Phys. Rev. A.- 2002.- т.65.- С.063412-1 – 063412-8
4. Kupriyanov D.V., Sokolov I.M., Slavgorodskii A.V. Cooperative Raman-type transitions in the system of two four-level atoms: Entanglement in the spin subsystem of two spatially separated atomic ensembles// Phys. Rev. A.- 2001.- т.63.- С.063811-1 – 063811-15

5. Двухфотонные переходы в непрерывном спектре фракционного оптического столкновения магния с инертным атомом/ Д.В.Куприянов, И.М.Соколов, А.В.Славгородский и др. // Оптика и спектроскопия. - 1999.- т.87; N 5.- С.751-760