

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии
Российской академии наук

(25 апреля 2001 г.)

25 апреля 2001 г. в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Александров Е.Б.** (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург). *Современное состояние техники измерения модуля слабых магнитных полей от нуля до десятка эрстед.*

2. **Соколов И.В.** (Санкт-Петербургский государственный университет, Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербург), **Гатти А.** (Gatti A.) (INFN, Dipartimento di Scienze CC FF MM, Università dell' Insubria, Como, Italy), **Колобов М.И.** (Laboratoire PhLAM Université de Lille, Villeneuve d'Ascq, France), **Луджиато Л.А.** (Lugiato L.A.) (INFN, Dipartimento di Scienze CC FF MM, Università dell' Insubria, Como, Italy). *Квантовая телепортация и голография.*

3. **Вартанян Т.А.** (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург). *Действие оптического излучения на границу разреженной резонансной среды. Новые возможности и проблемы.*

Краткое изложение представленных докладов публикуется ниже.

время связаны с необходимостью длительной (в течение порядка 1000 с) стабилизации слабого магнитного поля с точностью не хуже 10 фТл. Наиболее актуальным является диапазон напряженностей геомагнитного поля (20–80 мкТл), в котором ведутся разнообразные геофизические исследования и осуществляются всевозможные исследования и поиски, связанные с магнитной разведкой: поиски рудных тел различной природы, археологические исследования, многочисленные виды военных разведок, такие, как обнаружение подводных лодок и захороненных боеприпасов, поиски затонувших кораблей, создание охранных барьерных линий и многое другое.

В настоящее время наивысшие характеристики в измерениях слабых магнитных полей реализуются с помощью так называемых квантовых магнитометров с оптической накачкой парамагнитных атомов или ядер. Из множества существующих типов выделены приборы, обладающие высокой чувствительностью, абсолютной точностью и быстродействием. Эти три характеристики являются в определенной мере противоречивыми и в максимальной степени реализуются в приборах различных типов. Особое внимание уделено недавно разработанному M_x -калиевому магнитометру с узкой линией резонанса. Этот прибор способен перекрыть весь геомагнитный диапазон, обеспечивая рекордно высокую чувствительность (порядка 10 фТл Гц^{-1/2} в полосе от 0,001 Гц и выше) при воспроизводимости показаний до 10 пТл. Существенно, что это прибор быстродействующий, допускающий не менее 10 отсчетов в 1 с. Абсолютная точность измерений формально определяется точностью измерения гиромагнитного отношения и имеет порядок 100 пТл. Более высокая воспроизводимость измерений достигается в так называемых тандемах, представляющих собой сочетание быстродействующего M_x -магнитометра с медленным M_z -магнитометром. Воспроизводимость показаний тандема ожидается на уровне 1 пТл и ограничивается, по-видимому, магнитной восприимчивостью конструкционных материалов. Отмечено, что при современном уровне техники измерения магнитных полей достигается относительная точность порядка 10⁻⁹–10⁻¹⁰, что соответствует второму месту в метрологии после измерения частоты.

PACS numbers: 06.20.–f, 07.55.Ge

**Современное состояние
техники измерения модуля
слабых магнитных полей
от нуля до десятка эрстед**

Е.Б. Александров

Измерение слабых магнитных полей имеет широкое поле применений в исследованиях и в приложениях. Прецизионное измерение очень слабых полей — порядка 1 мкТл имеет решающее значение при постановке некоторых фундаментальных экспериментов по поиску эффектов нарушения симметрии. Например, поиски постоянного дипольного момента нейтрона в настоящее

PACS number: 03.67. – a

Квантовая телепортация и голография

И.В. Соколов, А. Гатти,
М.И. Колобов, Л.А. Луджиато

Квантовая телепортация позволяет перенести квантовое состояние некоторой системы (например, электромагнитного поля) из одного места в другое, используя обмен классической информацией в сочетании с квантовым каналом, в котором используются квантовые запутанные состояния вспомогательных полей. Одним из первых явлений квантовой информации, реализованных оптическими методами, была квантовая телепортация состояния пространственно одномодовых световых лучей. Мы показываем, что при обобщении схемы телепортации на пространственно многомодовые световые волны появляется возможность телепортировать квантовое состояние распределенных в пространстве и времени полей, например несущих оптические изображения. Такой вид телепортации (квантовая голографическая телепортация) может рассматриваться как предельный случай голографии с подавленными квантовыми шумами и высокой верностью воспроизведения объекта поля.

Квантовая телепортация является одним из явлений квантовой информации [1, 2], которая особенно быстро и активно развивается с начала 90-х годов. Всего несколько лет прошло от первых теоретических предложений ряда явлений квантовой информации до их успешной реализации, в основном — средствами квантовой оптики. Этому немало помог тот рекордно высокий уровень эксперимента, который достигнут в квантовой оптике в управлении световыми полями и атомами, в чувствительности детектирования, точности измерений и т.д.

Протоколы квантовой телепортации существенно опираются на свойства запутанных состояний. Предположим, что квантовая система образована, например, двумя подсистемами одной физической природы (или различной природы, но с формально аналогичной структурой набора базисных состояний, важных в данной физической ситуации). Запутанными, или ЭПР (Эйнштейна – Подольского – Розена) состояниями являются состояния системы, в которых индивидуальные наблюдаемые подсистем имеют наибольшую неопределенность, а взаимно коммутирующие наблюдаемые, которые описывают относительное состояние или движение подсистем, определены точно. Для ЭПР состояний характерна предельная квантовая корреляция образующих подсистем.

Первый протокол квантовой телепортации был предложен в [3] для спиновых систем (случай дискретных переменных). В оптике аналогом спина 1/2 (в том смысле, что набор базисных состояний является подобным) является одиночный фотон с двумя возможными состояниями поляризации. Чистым состояниям спина 1/2 сопоставляются точки на сфере направлений спина, а поляризационные состояния фотона изображаются аналогичными точками на сфере Пуанкаре. Источник поляризованных ЭПР состояний двух одновременно излучаемых фотонов был создан в работе [4] на основе спонтанного параметрического рассеяния и немедленно использован для реализации в эксперименте квантовой

телепортации [5], плотного кодирования и других протоколов квантовой информации. В дальнейшем была предложена [6] и осуществлена в оптическом опыте [7] квантовая телепортация непрерывных переменных, где телепортировалось высоковозбужденное квантовое состояние пространственно одномодового светового луча. Теория квантовой телепортации пространственно одномодового, но широкополосного по частоте светового поля рассматривалась в [8].

Мы рассматриваем в данном сообщении (см. также [9–11]) более общий вид квантовой телепортации непрерывных переменных, когда оказывается возможным телепортировать с высокой верностью квантовое состояние световых полей, распределенных и в пространстве, и во времени. Интерес к подобному обобщению протокола квантовой телепортации стимулируется тем, что такие поля могут быть носителями оптических изображений, неодномерных массивов информации в устройствах параллельной обработки данных и т.д. Принципиально необходимой частью обсуждаемой схемы (рис. 1) по сравнению с исходной схемой работ [6, 7] является пространственно распределенный параллельный квантовый канал, который реализуется с помощью пространственно многомодовых ЭПР полей $E_1(\mathbf{p}, t)$ и $E_2(\mathbf{p}, t)$, находящихся в запутанном состоянии. Здесь \mathbf{p} — координата в поперечном сечении луча.

Поясним с помощью наглядных соображений схему телепортации, показанную на рис. 1, не учитывая вначале ЭПР поля и их источник (оптические параметрические усилители OPA_1 , OPA_2 и делитель лучей BS_1). Объектное поле $A_{in}(\mathbf{p}, t)$, квантовое состояние которого требуется телепортировать, рассеивается делителем лучей BS_2 на два вторичных луча, $B_x(\mathbf{p}, t)$ и $B_y(\mathbf{p}, t)$. Деление необходимо для того, чтобы затем в каждой из рассеянных волн осуществить оптическое смешение с сильной классической опорной волной (LO_x или LO_y) на полупрозрачном зеркале (BS_3 или BS_4). В распределенных световых полях после каждого из этих зеркал формируется пространственно-временной сигнал биений опорной волны с

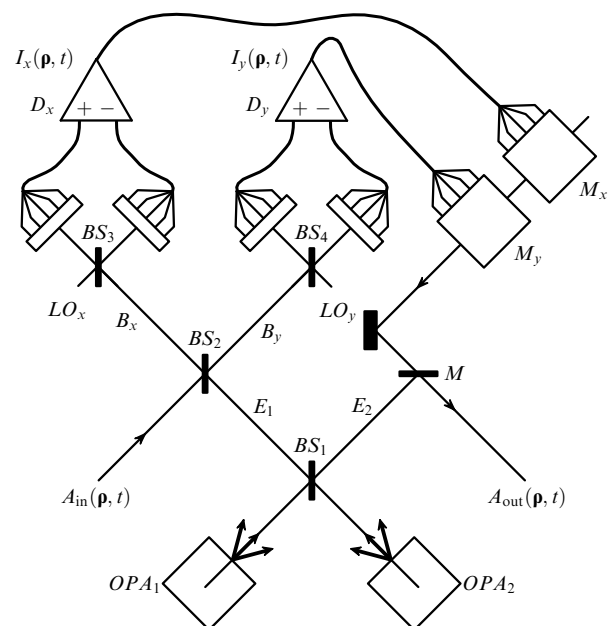


Рис. 1. Схема квантовой голографической телепортации.

синфазной ей квадратурной компонентой объектного поля. Фазы опорных волн сдвинуты на $\pi/2$, так что два сигнала биений (один в канале детектирования B_x , другой в B_y) несут вместе полную информацию о поле объектной волны. Для наблюдения пространственно-временных сигналов биений используются разностные детекторы D_x и D_y . Детектор содержит две матрицы эффективных счетчиков фотонов (например, ССD матрицы), элементы которых мы для простоты считаем малыми. Нестационарные поверхностные плотности фототоков двух матриц каждого детектора вычитаются. Сигналом детектора, направляемым по многоканальной классической линии связи в устройство, где будет приготавливаться телепортированное поле $A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t)$, является нестационарная поверхностная плотность разностного тока $I_x(\mathbf{p}, t)$ или $I_y(\mathbf{p}, t)$.

Рожденные таким образом классические сигналы могут рассматриваться как нестационарные голограммы объектного поля $A_{\text{in}}(\mathbf{p}, t)$. Действительно, для их получения применяются те же действия, что и при записи голограмм: оптическое смещение с опорной волной, запись пространственного сигнала биений. Аналогия с голографией действует и на этапе приготовления поля $A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t)$. Токи $I_x(\mathbf{p}, t)$ и $I_y(\mathbf{p}, t)$ управляют с пространственно-временным разрешением модуляторами M_x , M_y , которые освещаются восстанавливающей классической волной. Каждый из модуляторов создает в своей квадратурной амплитуде восстанавливающей волны вклад, который повторяет нестационарную плотность тока и в конечном счете соответствующую квадратурную амплитуду входного поля $A_{\text{in}}(\mathbf{p}, t)$. Отметим, что сходство между телепортацией и голографией было замечено [12] даже в связи с телепортацией пространственно одномодовых полей.

Роль квантового канала, который превращает голографию в квантовую голографическую телепортацию, можно пояснить следующим образом. С точки зрения классической оптики, если нет возбужденных ЭПР полей $E_1(\mathbf{p}, t)$ и $E_2(\mathbf{p}, t)$, то на обращенные в их сторону входы делителей лучей BS_2 и M не поступает никакое световое поле. Однако в квантовом описании этой ситуации необходимо учесть, что осцилляторы поля волн, освещающих эти "холостые" входы, находятся в вакуумном состоянии и несут энергию $\hbar\omega/2$ на моду, где ω — оптическая частота. Представление о спектральной и угловой плотностях энергии вакуумного шума в свободном пространстве можно получить, сопоставив вакуумному шуму тепловое излучение при $k_B T \sim \hbar\omega$. Эта оценка дает температуру T поверхности солнца.

Вакуумное поле со входа E_1 участвует в записи и восстановлении динамической голограммы аналогично полю $A_{\text{in}}(\mathbf{p}, t)$, как это видно из рис. 1, и вносит дополнительные квантовые флуктуации в восстановленное поле $A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t)$. Независимое вакуумное поле со входа E_2 примешивается к полю $A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t)$ на зеркале M , коэффициент отражения которого мы принимаем близким к 1 (в других вариантах, как можно увидеть, все равно находится вход для вакуумного шума). С точки зрения квантовой физики, эти источники флуктуаций и определяют предельные возможности восстановления объектного поля в классической голографии.

Строгое описание общего случая, когда в схеме действует также и квантовый канал (ЭПР поля), основано на понятии совместного измерения в базе Белла,

проводимого с полями $A_{\text{in}}(\mathbf{p}, t)$ и $E_1(\mathbf{p}, t)$ в левой части рис. 1. Однако и здесь можно наглядно пояснить физическое происхождение и роль перепутывания, обобщая известные построения (см., например, [7]) на распределенные в пространстве и времени поля.

Один из возможных способов получения необходимого перепутывания состоит в оптическом смешении полей $S_1(\mathbf{p}, t)$ и $S_2(\mathbf{p}, t)$ в пространственно многомодовом сжатом состоянии [13–17]. Эти поля генерируются в оптических параметрических усилителях OPA_1 и OPA_2 , на входы которых поступают поля в вакуумных состояниях $C_1(\mathbf{p}, t)$ и $C_2(\mathbf{p}, t)$. Преобразование сжатия, записанное в представлении Фурье,

$$S_m(\mathbf{p}, t) \rightarrow s_m(\mathbf{q}, \Omega), \quad m = 1, 2$$

(и аналогично для других полей), имеет вид

$$s_m(\mathbf{q}, \Omega) = U_m(\mathbf{q}, \Omega)c_m(\mathbf{q}, \Omega) + V_m(\mathbf{q}, \Omega)c_m^\dagger(-\mathbf{q}, -\Omega), \quad (1)$$

где коэффициенты $U_m(\mathbf{q}, \Omega)$, $V_m(\mathbf{q}, \Omega)$ определяются нелинейной восприимчивостью кристаллов, напряженностью волны накачки и условиями фазового согласования волн. Мы будем далее иметь в виду коллинеарное вырожденное согласование в кристаллах типа I. В [18] рассмотрена возможность получения двух сжатых полей с ортогональными поляризациями в нелинейном кристалле типа II. Области неопределенности для вкладов в поля $S_1(\mathbf{p}, t)$ и $S_2(\mathbf{p}, t)$ от гармоник на частотах \mathbf{q}, Ω имеют вид эллипсов на плоскости комплексной амплитуды. Угол наклона главной оси эллипса есть

$$\psi_m(\mathbf{q}, \Omega) = \frac{1}{2} \arg \{ U_m(\mathbf{q}, \Omega) V_m(-\mathbf{q}, -\Omega) \}, \quad (2)$$

а множитель растяжения (сжатия) осей $\exp(\pm r_m(\mathbf{q}, \Omega))$ дается соотношением

$$\exp(\pm r_m(\mathbf{q}, \Omega)) = |U_m(\mathbf{q}, \Omega)| \pm |V_m(\mathbf{q}, \Omega)|. \quad (3)$$

Для получения ЭПР полей волны в сжатом состоянии должны быть согласованы по фазе. Мы примем дальше, что выполняются условия

$$\begin{aligned} U_1(\mathbf{q}, \Omega) &= U_2(\mathbf{q}, \Omega) \equiv U(\mathbf{q}, \Omega), \\ V_1(\mathbf{q}, \Omega) &= -V_2(\mathbf{q}, \Omega) \equiv V(\mathbf{q}, \Omega). \end{aligned} \quad (4)$$

На рисунке 2а, б показаны эллипсы неопределенности сжатых состояний полей $S_1(\mathbf{p}, t)$, $S_2(\mathbf{p}, t)$ на выходе нелинейных кристаллов. Поворот эллипсов в зависимости от пространственной частоты можно связать с дифракцией световых волн в процессе нелинейного распространения и с соответствующим увеличением площади когерентности S_c света в сжатом состоянии, что в конечном счете ухудшает разрешающую способность квантовой голографической телепортации в пространстве. Однако влияние дифракции можно частично устранить с помощью тонкой линзы [13, 16]. На рисунке 2в, г показаны эллипсы неопределенности с учетом такой коррекции.

Поля $E_1(\mathbf{p}, t)$ и $E_2(\mathbf{p}, t)$ в перепутанном состоянии могут быть получены смешением полей $S_1(\mathbf{p}, t)$ и $S_2(\mathbf{p}, t)$ на делителе лучей BS_1 :

$$E_n(\mathbf{p}, t) = \sum_{m=1,2} R_{nm} S_m(\mathbf{p}, t), \quad (5)$$

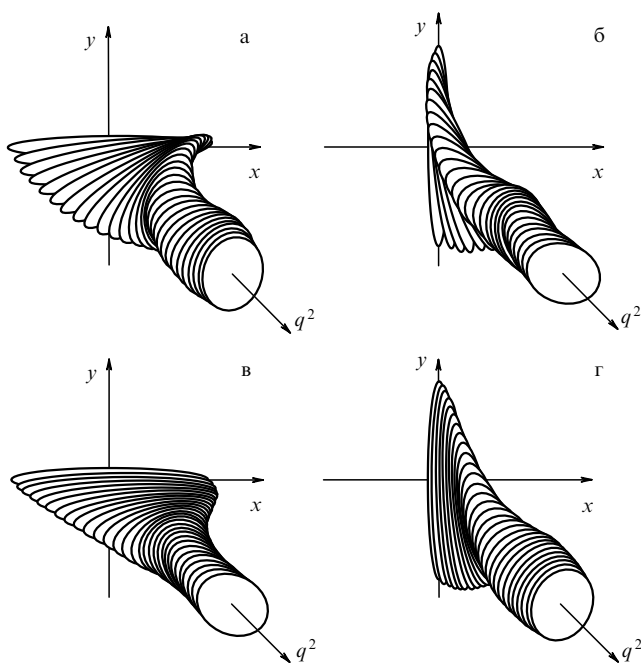


Рис. 2. Эллипсы неопределенности в зависимости от пространственной частоты q вкладов в напряженность полей в сжатом состоянии: для поля $S_1(\mathbf{p}, t)$ соответственно до (а) и после (в) компенсации дифракции с помощью тонкой линзы; (б, г) — то же для поля $S_2(\mathbf{p}, t)$. Множитель сжатия есть $\exp(r(0, 0)) = 3$.

где

$$\{R_{mm}\} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

есть матрица рассеяния делителя.

На рисунке 3 наглядно поясняется возникновение корреляций между рассеянными полями. Рассмотрим соответствующие друг другу объемы когерентности $V_c = cT_cV_c$ в световых полях в сжатом состоянии,

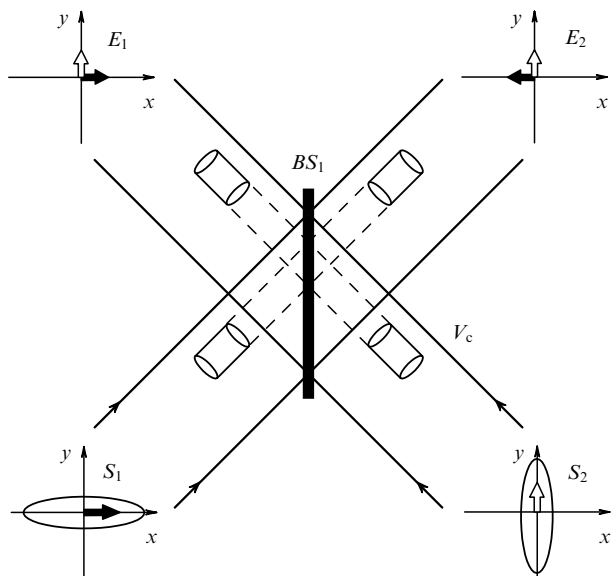


Рис. 3. Получение ЭПР полей при оптическом смещении полей в сжатом состоянии.

падающих на зеркало делителя. Здесь T_c — время когерентности. Области неопределенности и случайные локальные значения напряженности поля в этих объемах показаны в нижней части рисунка. Сжатие считается эффективным, поэтому основной вклад дают вытянутые квадратурные компоненты напряженности полей, а сжатые компоненты малы и на рисунке не показаны. Напряженности рассеянных полей $E_1(\mathbf{p}, t)$ и $E_2(\mathbf{p}, t)$ в соответствующих объемах когерентности получают векторным сложением напряженностей полей $S_1(\mathbf{p}, t)$ и $S_2(\mathbf{p}, t)$ в сжатом состоянии (см. на рис. 3 сверху). Видно, что в пределе эффективного сжатия рассеянные поля имеют одинаковые (с точностью до знака) квадратурные компоненты и, следовательно, являются полностью коррелированными.

Можно показать с помощью квантового расчета, что возникающие при этом ЭПР корреляции обладают следующими особенностями.

1. Коррелированными являются значения ЭПР полей $E_1(\mathbf{p}, t)$ и $E_2(\mathbf{p}, t)$ в соответствующих друг другу объемах когерентности.

2. Эффективные корреляции имеют пространственный и временной масштабы S_c и T_c , т.е. имеют место для средних по объему когерентности значений напряженности. Поля, усредненные по малым объемам $V \ll V_c$, обладают независимыми флуктуациями.

3. С увеличением сжатия степень ЭПР корреляций растет, но при этом растет среднее число фотонов сжатого света в объеме когерентности. Идеальные ЭПР корреляции в случае непрерывных переменных требуют сколь угодно больших энергетических затрат.

Для телепортации, т.е. для воспроизведения квантового состояния объектного поля в восстановленном поле, необходимо выбрать коэффициент передачи классического канала

$$A_{in}(\mathbf{p}, t) \rightarrow I_{x,y}(\mathbf{p}, t) \rightarrow A_{out}(\mathbf{p}, t)$$

равным 1. При этом квадратурные компоненты напряженности ЭПР поля $E_1(\mathbf{p}, t)$ проходят в выходное поле с коэффициентами передачи ± 1 (здесь нужно учесть набег фазы, вносимые делителем лучей BS_2). Как уже было сказано выше, коэффициент отражения выходного зеркала M для ЭПР поля $E_2(\mathbf{p}, t)$ считается близким к 1. Для телепортированного поля можно получить

$$A_{out}(\mathbf{p}, t) = A_{in}(\mathbf{p}, t) + F(\mathbf{p}, t), \quad (7)$$

где

$$F(\mathbf{p}, t) = E_2(\mathbf{p}, t) + E_1^\dagger(\mathbf{p}, t) \quad (8)$$

есть вклад квантовых флуктуаций, вносимых ЭПР полями. В недостижимом идеальном случае этот вклад был бы сколь угодно мал ввиду взаимного сокращения коррелированных квадратурных амплитуд вкладов $E_2(\mathbf{p}, t)$ и $E_1^\dagger(\mathbf{p}, t)$, которые прошли в телепортированное поле по классическому и квантовому каналам. Именно компенсация квантовых флуктуаций и отличает квантовую голографическую телепортацию от классической голографии. Для более реального случая конечного сжатия квантовый анализ [9–11] показывает, что шумовое поле $F(\mathbf{p}, t)$ является классическим и обладает гауссовой статистикой. Корреляционные функции шума

для разных пространственно-временных точек существенно отличны от нуля, если эти точки находятся в одном и том же объеме когерентности.

Чтобы выявить значение пространственно-временных масштабов и роль усреднения напряженности поля, определим квадратурные амплитуды поля $A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t)$, средние по пространственной области (пикселу) площадью $S = \Delta^2$ и по времени накопления T :

$$X_{\text{out}}(j, i) = \frac{1}{\sqrt{ST}} \int_{S_j} d\mathbf{p} \int_{T_i} dt (A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t) + A_{\text{out}}^\dagger(\mathbf{p}, t)), \quad (9)$$

$$Y_{\text{out}}(j, i) = \frac{i}{\sqrt{ST}} \int_{S_j} d\mathbf{p} \int_{T_i} dt (A_{\text{out}}(\mathbf{p}, t) - A_{\text{out}}^\dagger(\mathbf{p}, t)); \quad (10)$$

и аналогично для $A_{\text{in}}(\mathbf{p}, t)$. Здесь (j, i) — дискретный индекс, который нумерует площадку и интервал времени усреднения. Средние квадратурные амплитуды шумового поля $F(\mathbf{p}, t)$ также определим аналогично (9), (10) и обозначим через $\mathcal{X}(j, i)$, $\mathcal{Y}(j, i)$. Эти амплитуды обладают гауссовой статистикой, которая задается корреляционной матрицей

$$C(j, j'; i, i') = \langle \mathcal{X}(j, i) \mathcal{X}(j', i') \rangle = \langle \mathcal{Y}(j, i) \mathcal{Y}(j', i') \rangle. \quad (11)$$

Световые поля в сжатом состоянии, генерируемые за один проход нелинейного кристалла, являются широкополосными и имеют малое время когерентности. Если время усреднения достаточно велико ($T \gg T_c$), то шумовые поля на разных временных интервалах независимы:

$$C(j, j'; i, i') = \delta_{i, i'} C(j, j'). \quad (12)$$

Если площадки накопления велики по сравнению с площадью когерентности ($S \gg S_c$), то шумовые поля на разных площадках также независимы:

$$\lim_{S/S_c \rightarrow \infty} C(j, j') = 2\delta_{j, j'} \exp(-2r(0, 0)). \quad (13)$$

Пределу классической голографии отвечает здесь отсутствие сжатия, $r(0, 0) = 0$, а в случае эффективной генерации ЭПР полей в квантовом канале $r(0, 0) \gg 1$ и вклад шумового поля исчезает.

Предлагались различные критерии близости квантового состояния входного и телепортированного полей [19]. Часто используемой мерой эффективности телепортации квантового состояния является верность (fidelity), которая для чистого состояния определяется как

$$F = |\langle \psi_{\text{in}} | \psi_{\text{out}} \rangle|^2. \quad (14)$$

При описании телепортации распределенного в пространстве и времени светового поля это определение сталкивается с принципиальным затруднением. Затруднение вытекает из природы такого поля как системы с большим числом степеней свободы и может быть понято из следующего простого рассуждения. Пусть верность квантовой телепортации состояния поля, заключенного в некоторой пространственно-временной области, оказалась меньшей 1 на малую, но конечную величину. Если мы теперь рассмотрим систему, в которой параллельно телепортируется состояние многих объемов поля в таком же состоянии, то определенная согласно (14) верность окажется равна ранее найденной верности в высокой степени, т.е. всегда равной 0 в пределе большой системы. Таким образом, в случае квантовой голографи-

ческой телепортации реальный смысл имеет не верность, определенная в соответствии с (14) (ее можно было бы назвать глобальной верностью), а редуцированная верность, определяемая для интересующего нас сокращенного набора степеней свободы.

Если принять, что таким степеням свободы в нашем примере отвечают $n = 1, 2, \dots$ определенных выше объемов усреднения (пикселов), то для важного частного случая входного поля $A_{\text{in}}(\mathbf{p}, t)$ в многомодовом когерентном состоянии Глаубера квантовый расчет [11] дает

$$F_n = \frac{1}{\det \{ \delta_{i, j} + (1/2)C(i, j) \}}. \quad (15)$$

Отсюда видно, что верность телепортации квантового состояния поля на n пикселах зависит как от их числа, так и от корреляций шумового поля на интересующих нас пикселах. Корреляции перестают быть важны, если площадка усреднения S много больше площади когерентности S_c , когда матрица корреляции становится диагональной. При этом, как и в случае пространственно одномодового поля, квантовая голографическая телепортация обладает высокой верностью при эффективном сжатии и глубоких ЭПР корреляциях в квантовом канале.

Авторы благодарят за поддержку Network QUANTIM of the IST program of the European Union.

Список литературы

1. Bouwmeester D, Ekert A K, Zeilinger A (Eds) *The Physics of Quantum Information* (New York: Springer, 2000)
2. Килин С Я *УФН* **169** 507 (1999)
3. Bennett C H et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895 (1993)
4. Kwiat P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337 (1995)
5. Bouwmeester D et al. *Nature* **390** 575 (1997); Boschi D et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1121 (1998)
6. Vaidman L *Phys. Rev. A* **49** 1473 (1994); Braunstein S L, Kimble H J *Phys. Rev. Lett.* **80** 869 (1998)
7. Furusawa A et al. *Science* **282** 706 (1998)
8. Van Loock P, Braunstein S L, Kimble H J *Phys. Rev. A* **62** 022309 (2000); quant-ph/9902030
9. Sokolov I V et al. *Opt. Commun.* **193** 175 (2001)
10. Sokolov I V et al., quant-ph/0007026
11. Gatti A et al. (готовится к печати)
12. Braunstein S L *Opt. Photon. News* (Jan.) 10 (1999)
13. Колобов М И, Соколов И В *ЖЭТФ* **96** 1945 (1989)
14. Kolobov M I, Sokolov I V *Phys. Lett. A* **140** 101 (1989)
15. Kolobov M I, Sokolov I V *Europhys. Lett.* **15** 271 (1991)
16. Kolobov M I *Rev. Mod. Phys.* **71** 1539 (1999)
17. Brambilla E et al., quant-ph/0010108
18. Kolobov M I *Phys. Rev. A* **44** 1986 (1991)
19. Ralph T C, Lam P K *Phys. Rev. Lett.* **81** 5668 (1998)

PACS numbers: 32.70.Fw, 32.70.Jz, 42.25.Hz, 42.25.Gy, 42.50.Gy

Действие оптического излучения на границу разреженной резонансной среды. Новые возможности и проблемы

Т.А. Вартамян

Отражение резонансного оптического излучения от границы газовой среды долгое время рассматривалось как тривиальная иллюстрация законов физической оптики [1]. Использование этого явления для изучения взаимо-

действия атомов между собой и с поверхностью твердого тела стало возможным лишь после экспериментального обнаружения [2] и теоретической интерпретации [2, 3] свободных от доплеровского уширения узких резонансов в спектрах отражения. Прежде всего было определено резонансное столкновительное уширение в центре атомных линий, недоступное для обычной абсорбционной спектроскопии из-за эффектов самопоглощения в оптически плотных атомарных парах [4]. Были измерены также константы ван-дер-ваальсова взаимодействия между поверхностью твердого тела и резонансно возбужденным атомом, для которых другие методы измерения не известны [5]. В то же время неразработанность теоретического описания привела к возникновению ряда проблем и парадоксов при попытках обработки экспериментальных данных без учета таких сопутствующих обстоятельств, как неэкспоненциальный характер поглощения излучения в среде, отличие локального поля от среднего, насыщение атомных переходов и взаимное влияние различных факторов, вызывающих сдвиг, уширение и деформацию спектрального контура линий селективного зеркального отражения.

Настоящее сообщение посвящено решению части возникших теоретических проблем, препятствующих более широкому использованию диагностических возможностей отражательной спектроскопии разреженных газовых сред. Особое внимание уделено нелинейно-оптическим процессам при отражении резонансного оптического излучения от границы разреженной газовой среды [6] и эффектам второго порядка по оптической плотности среды [7].

Особенность разреженного резонансного газа как диспергирующей оптической среды состоит в том, что несмотря на малость собственных геометрических размеров атома по сравнению с длиной волны излучения отклик газа на внешнее поле оказывается существенно нелокальным, если длина свободного пробега атома без сбоев поляризации превышает длину волны излучения. Это условие эквивалентно тому, что доплеровское уширение резонансного перехода в атоме превышает его однородную ширину. Последняя складывается из радиационной и столкновительной ширин. Радиационная ширина разрешенного оптического перехода составляет порядка 10 МГц, что намного меньше характерной величины доплеровского уширения 500 МГц. Поэтому доплеровское уширение превышает однородное вплоть до концентраций порядка 10^{14} см^{-3} . При больших концентрациях резонансная передача возбуждения при столкновении возбужденного атома с невозбужденным сокращает длину свободного пробега атома без сбоев поляризации до величины, меньшей длины волны излучения, резонансного атомному переходу. В этом случае поляризация атома определяется в основном полем, действующим на атом в той точке, где он находится в текущий момент. Однако при концентрации, меньшей 10^{14} см^{-3} , оптический отклик резонансного газа оказывается существенно нелокальным.

Описание однородных сред с нелокальным откликом сводится к учету пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. При этом в среде становится возможным распространение добавочных световых волн. Для расчета коэффициентов отражения и пропускания на границе такой среды обычных граничных условий недостаточно, и возникает необходимость в

постановке добавочных граничных условий. Подобная ситуация подробно рассматривалась в оптике кристаллов [8]. В случае разреженного резонансного газа добавочные решения дисперсионного уравнения отвечают не распространяющимся, а быстро затухающим волнам, вкладом которых можно пренебречь. Пространственная структура основной волны оказывается при этом весьма сложной и не сводится к простой экспоненциальной зависимости от координат. Добавочные граничные условия, которые необходимо поставить для ее определения, имеют простой микроскопический смысл начальной поляризации атомов, отлетающих от ограничивающей газ поверхности, но вряд ли могут быть сформулированы на макрокопическом уровне.

При неэкспоненциальном характере изменения поля внутри среды понятие показателя преломления теряет смысл. Несмотря на это коэффициент отражения при нормальном падении можно рассчитать по обычным формулам Френеля, если на место показателя преломления подставить поверхностный адмиттанс газа, определенный по аналогии с аномальным скин-эффектом в металлах как логарифмическая производная поля на границе, деленная на волновое число и мнимую единицу. Для расчета поверхностного адмиттанса можно воспользоваться системой уравнений Максвелла – Блоха [9]. В обычной теории дисперсии зависимость поля от координат считается экспоненциальной, а движение атомов учитывается путем включения доплеровского сдвига резонансной частоты в выражение для установившейся поляризации атома. При большом доплеровском уширении поляризация большей части атомов, отлетающих от границы, достигает установившегося состояния на расстояниях от границы, значительно превышающих длину волны. Замена действительного поведения поляризации в приповерхностном слое столь значительной толщины на установившуюся поляризацию приводит к качественно неверным результатам. Последовательный подход состоит в решении системы уравнений Максвелла – Блоха с учетом граничных условий для матрицы плотности атомов, отлетающих от границы. В большинстве случаев можно считать, что столкновение с поверхностью приводит к полному тушению электронного возбуждения [10], так что атом отлетает от границы в основном электронном состоянии. Граничное условие для подлетающих к границе атомов состоит в ограниченности поляризации на больших расстояниях от границы. В первом порядке по оптической плотности газа это условие эквивалентно учету только установившейся поляризации подлетающих к границе атомов. На рисунке спектральная форма линии селективного зеркального отражения от границы разреженного резонансного газа (кривая 1) сравнивается с результатами обычной теории дисперсии, полученными без учета переходного процесса установления поляризации отлетающих частиц (кривая 2). Видно, что в области аномальной дисперсии паров вместо нечетного контура, соответствующего ходу показателя преломления в доплеровски уширенном газе, возникает узкий пик коэффициента отражения, свободный от доплеровского уширения. Причина такого резкого изменения формы линии отражения состоит в том, что из-за переходного процесса установления поляризации отлетающие частицы не дают резонансного вклада в синем крыле линии, где его можно было бы ожидать в соответствии со знаком доплеров-

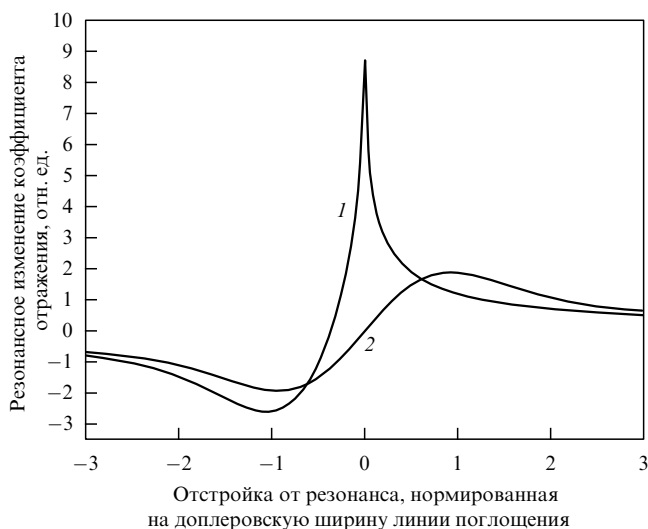


Рисунок. Спектральный контур свободного от доплеровского уширения резонанса в спектре отражения от границы стекло – резонансный газ в области аномальной дисперсии. Доплеровская ширина превышает однородную ширину в 100 раз (кривая 1). Для сравнения приведены результаты обычной теории дисперсии без учета переходного процесса установления поляризации отлетающих от границы частиц (кривая 2).

ского сдвига частоты. В то же время в красном крыле линии, где амплитуда поляризации отлетающих частиц не имеет никаких резонансных особенностей, вклад отлетающих от границы частиц в коэффициент отражения резонансно возрастает из-за того, что пространственная структура переходной поляризации точно соответствует пространственной структуре отраженной волны. Установившаяся поляризация подлетающих к границе атомов резонансно возрастает в красном крыле линии поглощения в полном соответствии со знаком доплеровского сдвига частоты. Таким образом, отлетающие атомы, испытывающие переходный процесс установления поляризации, дают в коэффициенте отражения точно такой же вклад, как атомы в установившемся состоянии, подлетающие к границе с равной по модулю, но противоположной по знаку скоростью. В результате усреднение по скоростям эффективно сводится к интегрированию по половине максвелловского распределения, соответствующего только скоростям подлетающих частиц. Такой резкий обрыв распределения по скоростям на нулевой скорости и приводит к возникновению узкого пика в коэффициенте отражения.

Если резонансный газ образует тонкий слой между двумя диэлектрическими средами, то возникает сразу два новых обстоятельства. Во-первых, поляризация атомов, подлетающих к передней границе, не успевает установиться после отлета от задней границы, а во-вторых, удар о противоположную границу приводит к тушению поляризации для атомов с любым знаком скорости. Форма спектральной линии отражения зависит в этом случае от толщины слоя газа. При толщине слоя, в полтора раза большей длины волны, возникает четный спектральный контур, причем амплитуда отраженного от тонкого слоя поля в четыре раза больше, чем от толстого [11].

При учете эффектов насыщения атомы, движущиеся в противоположные стороны, дают неравные вклады в коэффициент отражения. Если продольное и поперечное

времена релаксации отличаются значительно, то и мощности насыщения для атомов, подлетающих к границе, и атомов, отлетающих от нее, заметно различаются [12]. Относительно низкая мощность излучения, при которой становится заметным эффект насыщения при отражении резонансного излучения от границы разреженных паров, благоприятствует использованию такой границы [13], а также тонкого слоя паров [14] для нелинейно-оптического управления световыми потоками и обработки изображений. Переходный процесс установления поляризации и разности заселенностей уровней отлетающих от границы атомов приводит также к возникновению продольных периодических структур вблизи отражающей свет поверхности. Особенно интересной представляется возможность управлять периодом и глубиной осцилляций разности заселенностей уровней, изменяя интенсивность или частоту действующего излучения [15].

В первом порядке по оптической плотности паров максимум узкого бездоплеровского контура селективного зеркального отражения совпадает с частотой перехода в изолированном атоме. Однако для наиболее полного использования диагностических возможностей селективного отражения положение максимума должно быть рассчитано по крайней мере с точностью до квадратных по плотности газа членов. Такой расчет представляет значительные математические трудности, связанные с тем, что граничные условия для атомов, движущихся в противоположных направлениях, ставятся в разных областях. Точное решение, полученное в [3] методом Винера–Хопфа, весьма громоздко, а его обобщение на более сложные случаи представляется проблематичным. Нам удалось разработать значительно более простой метод, позволяющий рассчитывать коэффициент отражения во втором порядке по оптической плотности среды. Из явного аналитического выражения для сдвига максимума отражения [16] следует, что он пропорционален произведению плотностей атомов, движущихся в противоположных направлениях. Учет этого обстоятельства, а также обсуждавшейся выше легкости насыщения подлетающих к границе частиц позволил объяснить отсутствие в эксперименте большого синего сдвига максимума отражения, предсказанного в [3]. Тем же методом удалось получить аналитическое выражение для поправки к положению максимума отражения, связанной с отличием локального поля от среднего [17]. Ее величина во много раз превосходит оценки, полученные из наглядных физических представлений о малости поправки Лорентца – Лоренца в неоднородно уширенной среде [18], и позволяет понять полученные ранее численные результаты [19].

Узкие резонансы селективного зеркального отражения, несомненно, будут широко использоваться как в приложениях, так и для исследования разнообразных физических процессов на границе раздела газ – твердое тело, к которым они очень чувствительны. С этой точки зрения представляется весьма актуальным дальнейшее развитие теории, которое позволит извлечь максимум информации о процессах, идущих на поверхности и вблизи нее, а также дать адекватное описание устройств, использующих эффект селективного отражения от разреженных резонансных паров [20].

Автор признателен А.М. Бонч-Бруевичу за неизменную поддержку на всех этапах работы. Часть предста-

вленных здесь результатов получена при финансовой поддержке РФФИ и Государственной программы "Фундаментальная метрология".

Список литературы

1. Wood R W *Philos. Mag.* **18** 187 (1909)
2. Cojan J L *Ann. Phys. (Paris)* **9** 385 (1954)
3. Schuurmans M F H J *J. Phys. (Paris)* **37** 469 (1976)
4. Акульшин А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **36** (7) 247 (1982)
5. Oria M et al. *Europhys. Lett.* **14** 527 (1991)
6. Варганиян Т А *ЖЭТФ* **88** 1147 (1985)
7. Варганиян Т А *Оптика и спектр.* **70** 257 (1991)
8. Агранович В М, Гинзбург В Л *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* 2-е изд. (М.: Наука, 1979)
9. Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978)
10. Пржибельский С Г, Хромов В В *Оптика и спектр.* **88** 22 (2000)
11. Vartanyan T A, Lin D L *Phys. Rev. A* **51** 1959 (1995)
12. Варганиян Т А *Оптика и спектр.* **68** 625 (1990)
13. Акульшин А М и др. *Оптика и спектр.* **66** 723 (1989)
14. Vartanyan T A, Lin D L *Eur. Phys. J. D* **1** 217 (1998)
15. Варганиян Т А *Оптика и спектр.* **88** 624 (2000)
16. Vartanyan T A, Bloch D, Ducloy M *AIP Conf. Proc.* **328** 249 (1995)
17. Vartanyan T A, Weis A *Phys. Rev. A* **63** 063813 (2001)
18. Vuletic V et al. *Opt. Commun.* **99** 185 (1993)
19. Guo J et al. *Opt. Commun.* **110** 197 (1994)
20. Müller R, Weis A *Appl. Phys. B* **66** 323 (1998)