
**НЕЛИНЕЙНАЯ
И КВАНТОВАЯ ОПТИКА**

УДК 535.317.1:539.184.5:621.378

ОПТИЧЕСКАЯ ЭХО-ГОЛОГРАФИЯ

© 2013 г. Е. И. Штырков

Казанский физико-технический институт РАН, 420029 Казань, Россия

E-mail: sht99@mail.ru

Поступила в редакцию 16.04.2012 г.

Обсуждены физические основы и применения нетрадиционного направления в голографии, которое основано на явлении интерференции атомных когерентных суперпозиционных состояний, индуцируемых в резонансной среде оптическим излучением.

DOI: 10.7868/S0030403413010236

ВВЕДЕНИЕ

Под термином эхо-голография подразумевают такую запись и восстановление волновых фронтов света, когда опорные, объектные и восстановленные волны не совпадают во времени. Эта ситуация принципиально отличается от обычной голографии, включая динамическую голографию в резонансных средах [1], тем, что опорный и объектный пучки разнесены во времени настолько, что они не могут непосредственно интерферировать друг с другом. В работе [2] было показано, что информация о волновом фронте объектного поля тем не менее может быть восстановлена спустя некоторое определенное время после воздействия на резонансную атомную регистрирующую среду. При определенных условиях возбуждения атомной системы она способна излучать задержанный во времени когерентный отклик в виде фотонного эха, волновой фронт которого зависит не только от формы волновых фронтов объектного и опорного полей, но и от порядка подачи этих полей на регистрирующую среду, что позволяет осуществить четырехмерную голографию (space-time holography).

**СУПЕРПОЗИЦИОННЫЕ
СОСТОЯНИЯ АТОМОВ**

Физические основы, заложенные в таком типе голографии, базируются на необходимом сочетании двух условий. Во-первых, необходимо наличие в атомной среде суперпозиционных состояний, индуцируемых при когерентном возбуждении коллектива атомов. Во-вторых, необходимо, чтобы после возбуждения коллектив атомов обладал достаточно длинной фазовой памятью о таком возбуждении.

Остановимся более подробно на первом из условий. Рассмотрим для начала одиночный атом. Известно, что любой атом может находиться не только в своих стационарных состояниях,

т.е. на так называемых энергетических уровнях, но также и в линейной суперпозиции этих состояний. Сами стационарные энергетические состояния с энергией E_j при отсутствии внешних воздействий на атом, как известно, являются решением стационарного уравнения Шредингера для волновой функции атома и теоретически являются устойчивыми. На практике же все эти энергетические уровни, кроме самого нижнего, квазиустойчивы. А именно достаточно малейшего влияния со стороны окружения атома (вакуумные флуктуации, внешние электрические и магнитные поля, фононные колебания, столкновения и т.п.) и атом, выведенный таким влиянием из этого состояния, начнет релаксировать к основному уровню. При этом в течение этого переходного процесса атом последовательно проходит непрерывный спектр суперпозиционных состояний, которые соответствуют данному энергетическому переходу. Обычно такие состояния для атома определяют волновой функцией, которая является решением нестационарного уравнения Шредингера и зависит от времени:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{j=1}^m c_j(t) |j\rangle, \quad (1)$$

где $|j\rangle$ – собственные волновые функции, соответствующие стационарным уровням энергии, а амплитуды вероятности $c_j(t) = a_j e^{-\frac{E_j t}{\hbar}}$ являются гармоническими функциями и определяют временное поведение дипольного момента, приобретенного атомом в суперпозиционном состоянии.

Основным свойством суперпозиционного состояния является его принципиальная неустойчивость [3]. Атом, попавший каким-либо образом в это состояние, при выключении всех каналов внешнего воздействия на него (например, отсутствуют внешние поля и подавлены различные

причины релаксации) тем не менее немедленно начинает переходить в нижнее равновесное состояние из-за наличия внутренних сил.

Эта неустойчивость суперпозиционных состояний становится очень важной, когда мы переходим к рассмотрению согласованных колебаний целого коллектива атомов. Естественно, что на практике имеют дело с большим числом атомов, и в голографии нас интересуют именно когерентные свойства ансамбля частиц. Возбудив такой ансамбль когерентным образом, можно каждый атом из коллектива одновременно перевести в одно и то же суперпозиционное состояние. Такое коллективное состояние ансамбля является чистым когерентным суперпозиционным состоянием, и его движение в дальнейшем будет в течение некоторого времени согласованным. Именно в силу неустойчивости суперпозиционного состояния отдельного атома каждый атом после окончания накачки внешним полем в одно и то же время начинает возвращаться к равновесию. Другими словами, так как атомы в чистом суперпозиционном состоянии обязательно обладают одинаковыми дипольными моментами, все диполи будут иметь одинаковые начальные фазы. Естественно, что этого невозможно было бы достигнуть, если все атомы были бы переведены (пусть даже и когерентным образом) в одно из стационарных состояний. Из этих состояний атомы могут переходить вниз только под влиянием случайных внешних причин в смешанное суперпозиционное состояние, и, следовательно, чистое когерентное суперпозиционное состояние коллектива в этом случае не может иметь места. Поэтому начальные фазы колебаний отдельных диполей уже не могут совпадать. Соответственно не может иметь место интерференция коллективных когерентных суперпозиционных состояний атомов.

Вторым необходимым условием является наличие фазовой памяти у регистрирующей среды. При облучении вещества короткими, разнесенными во времени импульсами когерентного света взаимодействие этих волн друг с другом становится возможным лишь через среду и только в том случае, когда вещество обладает достаточно длинной фазовой памятью. В такой ситуации каждый импульс поля накачки передает информацию о своих волновых характеристиках в среду, и эта информация сохраняется здесь до прихода следующих импульсов накачки. Поэтому, когда говорят о неодновременном взаимодействии, это не означает нарушение причинных связей, несмотря на то, что сами оптические волны накачки не встречаются друг с другом, и поэтому не могут интерферировать непосредственно. В данном случае регистрирующая среда является своеобразным волновым мостом, связывающим во вре-

мени и пространстве волновые характеристики оптических полей накачки.

Чистые когерентные суперпозиционные состояния среды, полученные при облучении ее когерентным импульсом света, после окончания действия импульса в течение переходного периода постепенно разрушаются из-за различных процессов релаксации. При этом коллектив атомов постепенно переходит в смешанное состояние, что приводит к необратимой потере фазовой памяти. Хотя в этом состоянии каждый атом продолжает сохранять дипольный момент от возмущения, вызванного в нем возбуждающим полем, макроскопическая поляризация среды, обусловленная когерентными коллективными колебаниями, исчезает, и остается только спонтанная часть поляризации. Интенсивность спонтанного излучения системы атомов в этом случае в N раз меньше интенсивности, обусловленной когерентной частью поляризации (N – концентрация возбужденных центров в веществе). В различных веществах концентрация активных центров достаточно велика (10^8 – 10^{20} см⁻³). Поэтому легко себе представить, насколько эффективнее протекают процессы взаимодействия света с веществом на стадии той части переходного процесса, где фазовая память атомной системы еще не нарушена. В такой ситуации могут иметь место различные переходные квантовые оптические явления, так называемые транзиент-эффекты (transients) типа самоиндуцированной прозрачности [4], оптической нутации [5], сверхизлучения [6], фотонного эха [7], генерации пространственных решеток в веществе разнесенными во времени оптическими полями [8] и пр. [9].

В динамической эхо-голографии важно сохранить в среде правильную информацию о пространственном распределении фазы объектного поля к моменту прихода импульса референтной волны. Поэтому остановимся на причинах разрушения макроскопической поляризации, наведенной в среде объектным полем. Если ансамбль состоит из атомов с одной и той же собственной частотой излучения, то при отсутствии внешних воздействий разность фаз колебаний отдельных диполей могла бы сохраняться до конца переходного процесса, т.е. пока все атомы не перейдут в равновесное состояние. Однако всегда существуют возмущающие внешние воздействия, которые сбивают фазу колебаний отдельных диполей путем статистического случайного изменения мгновенного значения собственной частоты колебаний диполя. Такие изменения происходят необратимым образом, статистически одинаковы для каждого атома и приводят к однородному уширению спектра излучения всего коллектива. Это уширение обуславливает спад макроскопи-

ческой поляризации среды из-за постепенного выхода отдельных атомов из согласованного излучающего коллектива.

Таким образом, время фазовой памяти в этом случае можно характеризовать обратной величиной однородного уширения данного атомного перехода (так называемое время поперечной релаксации T_2). Однородное уширение при этом, как известно, складывается из естественного радиационного уширения и части, обусловленной влиянием различных внешних воздействий. Поэтому для уменьшения однородного уширения, т.е. для удлинения фазовой памяти, необходимо подавлять влияние внешних причин. Например, охлаждением кристалла от комнатной до низких температур (десятки К) можно удлинить память однородно уширенного ансамбля от 10^{-13} до 10^{-7} с. В газах же однородное уширение вызывается столкновениями и оно не так значительно. Поэтому время фазовой памяти там, особенно в молекулярных газах, достаточно велико. При этом время, в течение которого происходит необратимое разрушение макроскопической поляризации, может достигать сотен микросекунд.

Существует принципиально другой механизм распада макроскопической поляризации в ситуации, когда ансамбль уширен, к тому же еще и неоднородным образом. При таком уширении различные атомы в ансамбле имеют различные собственные частоты (например, в кристаллах из-за локальных неоднородностей внутрикристаллического поля либо в газах из-за эффекта Допплера). Поэтому после вынужденного перевода группы атомов в чистое суперпозиционное состояние при помощи короткого импульса когерентного поля и выключения этого поля атомы, предоставленные самим себе, излучают поле на своих собственных частотах при наличии одной и той же фазы в момент прекращения накачки. В этом случае расфазировка коллективных колебаний происходит не только из-за необратимых случайных изменений собственной частоты, но вызывается набегом фаз $\delta\omega t$ в течение времени t , где $\delta\omega$ — разброс вовлеченных в процесс изохромат вокруг частоты поля накачки. Процесс такой расфазировки макроскопической поляризации в принципе обратим, и поляризация может быть восстановлена в некоторый момент времени после начала этого процесса путем облучения дополнительными импульсами света. Именно это свойство обратимости и используется для генерирования когерентных откликов атомной системой типа optical transients [9] и для голографической четырехмерной записи оптической информации.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ

Запись, восстановление и преобразование волновых фронтов света могут быть осуществлены как в однородно уширенных ансамблях атомов, так и при неоднородном характере уширения путем использования когерентных откликов системы. При этом информация о фазовом возмущении среды, создаваемом объектной волной, фиксируется как в волнах неравновесной поляризации, так и в картине локальных искривлений полос пространственной периодической структуры, т.е. решетки инверсии.

В первом случае информация об объекте может быть восстановлена в сигналах самодифракции [10], свободной поляризации и первичного фотонного эха [2, 11]. Первичное (двухимпульсное) фотонное эхо — это отклик, который возникает после подачи второго импульса накачки. Время его задержки совпадает с интервалом, разделяющим два первые импульса накачки. Время хранения информации здесь ограничено параметром поперечной релаксации T_2 . С другой стороны, используя решетки в твердом теле, можно осуществить более длительное хранение информации. Распад решетки инверсии постоянной определяется здесь временем разрушения продольной компоненты вектора Блоха (время продольной релаксации T_1), которое в твердых телах значительно превосходит T_2 . В этом случае информация может быть восстановлена в сигналах либо линейной дифракции при подаче пробного импульса, либо в форме стимулированного фотонного эха (трехимпульсное эхо) даже после полного распада макроскопической поляризации, наведенной в среде объектным и опорным полями, т.е. за пределами фазовой памяти. Когерентный отклик системы на действие трех поочередных импульсов возникает после третьего импульса спустя время, равное интервалу между двумя первыми импульсами (объектного и опорного полей). Впервые вопрос о возможности записи и восстановления волновых фронтов света в геометрии опыта по фотонному эху был рассмотрен в работе [2], где и был введен термин “эхо-голография”. Аналогичные предложения были сделаны затем в работах [12, 13]. Рассмотрим более подробно особенности такой голографии. Во многих практических случаях оптические переходы можно изучать в рамках двухуровневой модели атома, и плодотворность такого подхода доказана в настоящее время на многих примерах.

Пусть на двухуровневую систему атомов с частотой перехода ω_j действуют под углом друг к другу два разнесенных во времени коротких импульса монохроматического света с частотой ω , импульсными площадями θ_1 , θ_2 и волновыми

векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Если задержка между импульсами τ меньше времени необратимой фазовой релаксации T_2 , то, как было показано в работах [8, 14], на атомном переходе индуцируется пространственная решетка-голограмма, глубина модуляции которой зависит от степени потери “фазовой памяти” к моменту прихода второго импульса. Наиболее простая картина наблюдается при точном резонансе между частотой поля накачки и частотой рабочего перехода среды при выполнении условия малости длительности импульсов по сравнению с временем поперечной релаксации T_2 .

В этой ситуации неподвижная в пространстве решетка населенности во время действия второго импульса формируется, а после его окончания распадается, но уже со временем продольной релаксации T_1 :

$$\Delta N(\mathbf{r}, t) = N_0 \{ 1 + (A - 1) e^{-\frac{\tau-t}{T_1}} \}, \quad (2)$$

где N_0 – концентрация частиц, $A = \cos \theta_1 \cos \theta_2 - e^{-\tau/T_2} \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi(\mathbf{r})$, фаза $\phi(\mathbf{r}) = \delta \mathbf{k} \mathbf{r} + \omega \tau + \phi_1(\mathbf{r})$, вектор решетки $\delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, а функция $\phi_1(\mathbf{r})$ – фазовая информация, заложенная в слабое возмущение волнового фронта первого импульса (волновой фронт объектного поля). При этом здесь предполагается, что второй импульс представляет собой плоскую волну (опорное поле). Видно, что такая голограмма формируется только при переводе атомов в суперпозиционное состояние. Если хотя бы один из импульсов инвертирует систему (например, при θ_1 или θ_2 , равном π) либо вновь возвращает ее в основное состояние (при θ_1 или θ_2 , равном 2π), глубина пространственной модуляции решетки в (2) равна нулю. Наиболее эффективная голограмма формируется при $(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ -взаимодействии, когда каждый из импульсов накачки переводит систему в состояние с максимальным дипольным моментом, а задержка много меньше времени поперечной релаксации.

В более общем случае, когда система атомов уширена неоднородным образом, т.е. состоит из многих спиновых пакетов, в среде индуцируется целая серия бегущих сдвинутых по частоте изохроматических волн поляризации. Характер пространственной модуляции становится более сложным. Инверсия переходов, например, имеет при этом вид целого набора решеток с параметрами, которые зависят от расстройки от резонанса $\Delta = \omega - \omega_j$, где ω_j – частота изохроматы j

$$m(\Delta, t) = D(\Delta, t) + C(\Delta, t) e^{-\tau/T_2} \cos[\delta \mathbf{k} \mathbf{r} + \phi(\Delta, t)]. \quad (3)$$

Параметры $D(\Delta, t)$, $C(\Delta, t)$, $\phi(\Delta, t)$ сложным образом зависят от условий накачки, и их аналитиче-

ские выражения были получены в [15] путем решения модифицированных для оптического диапазона уравнений Блоха без каких-либо ограничений, кроме предположения о прямоугольной форме импульсов и большого параметра насыщения ($\Omega > T_2^{-1}$, Ω – частота Раби). Характеристики таких решеток в процессе накачки изменяются сложным образом (решетки появляются, исчезают, вновь появляются, бегут в пространстве). После окончания накачки движение решеток прекращается, и в среде замораживается сложная интерференционная картина. Следует, однако, подчеркнуть, что эта сложная картина, хотя и остается неподвижной в пространстве, со временем распадается. На отрезке времени $t > T_2$ все фазовые коллективные соотношения усредняются, и распад решеток на этом этапе определяется только энергетическими характеристиками перехода. Такой распад голограмм происходит со временем продольной релаксации T_1 , которая определяет стремление системы к термодинамическому равновесию. Более подробную информацию об условиях генерации переходных решеток (transient gratings) в системах с фазовой памятью можно найти в обзоре [16].

Как в случае однородного, так и неоднородного уширения информация из таких голограмм может быть извлечена при помощи пробной волны, как и в обычной голографии. При этом неоднородно-уширенная система способна генерировать когерентный отклик самостоятельно, позволяя восстановить фазовую информацию в сигналах первичного и стимулированного фотонного эха. Такое становится возможным, так как динамика формирования голограмм тесно связана с наведенной в среде поляризацией, имеющей вид бегущих волн возмущений, которые при определенных условиях могут фазироваться в пространстве.

В общем случае многоимпульсной накачки эволюция системы происходит таким образом, что любая волна поляризации, которая имеется в среде к моменту прихода очередного импульса, служит источником двух новых волн поляризации. Количество новых волн и решеток растет нелинейно при увеличении числа импульсов накачки. После действия n -го импульса поля с волновым вектором \mathbf{k}_n в произвольный момент t_0 такие волны поляризации имеют вид

$$p_n(t - t_0) \approx \{ m_{n-1}(t_0) \sin \theta e^{i(\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \pi/2)} + p_{n-1}(t_0) \cos^2(\theta/2) + p_{n-1}^*(t_0) \sin^2(\theta/2) e^{i(2\mathbf{k}_n \mathbf{r} - \pi)} \} e^{i\omega_j(t-t_0)}. \quad (4)$$

Поэтапное совместное использование (3) и (4) при произвольном количестве импульсов накачки позволяет проследить за эволюцией системы, рождением и уничтожением волн поляризации и решеток населенности уровней, за перекачкой

степени возбуждения из одной волны в другую и т.д. Подробно эволюция системы при многоимпульсной накачке изучалась в работе [17], где было показано, что после действия n импульсов в среде в общем случае формируется 3^{n-1} волн поляризации и $\frac{(3^{n-1} - 1)}{2}$ решеток инверсии. Для примера на рис. 1 представлен характер эволюции атомной системы при трехимпульсной накачке.

Кроме обычных решеток, при таких условиях могут формироваться также интермодуляционные решетки, которые являются уже продуктом многоволнового взаимодействия (например, на рис. 1 решетка с вектором $\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_3 - 2\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1$). Такой механизм позволяет при определенных условиях генерировать волны поляризации с большим значением модуля волнового вектора. Это дает уникальную возможность формировать решетки ультрамалого периода (с шагом меньше, чем половина длины волны применяемого излучения накачки) [18].

При выполнении условия фазового синхронизма волны поляризации являются источниками когерентных электромагнитных волн-откликов системы. Например, после действия второго импульса с задержкой τ в среде наряду с решеткой инверсии генерируются три волны поляризации (см. рис. 1). Третий член поляризации на изохромате ω_j в (4) при этом представляет собой результат интерференции суперпозиционных состояний. Сфазирование колебаний для всех изохромат вида

$$p_3 = p^*(\tau) \sin^2(\theta_2/2) e^{2i(\mathbf{k}_2\mathbf{r} + \varphi_2)} e^{i\omega_j(t-\tau)} \quad (5)$$

в момент $t = 2\tau$ и является источником первичного фотонного эха. Действительно, в (5) сомножитель имеет вид $p^*(\tau) = \sin\theta_1 e^{-\tau/T_2} e^{-i(\omega_j\tau + \mathbf{k}_1\mathbf{r} + \varphi_1)}$, т.е. представляет собой волну, комплексно сопряженную волне поляризации, которая ранее была наведена на предыдущем этапе первым импульсом накачки и содержала фазовую информацию о его волновом фронте. Как видно из (5), в момент времени $t = 2\tau$ вообще исчезает зависимость p_3 от частоты изохроматы ω_j . Это означает, что все изохроматы в этот момент времени имеют одинаковую фазу. Это приводит к сфазированию колебаний всех участвующих в процессе излучения атомов, т.е. к возникновению в этот момент времени сверхполяризации. Амплитуда макроскопической поляризации при этом после усреднения по статистическому ансамблю [15] имеет вид импульса первичного эха формы $p_3(t) \sim e^{-1/(t-2\tau)\delta\omega_j^2}$, излучаемого в направлении $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ с отклонением от плоского волнового фронта $\varphi_{pe}(\mathbf{r}) = 2\varphi_2(\mathbf{r}) - \varphi_1(\mathbf{r})$. При выполнении условия фазово-

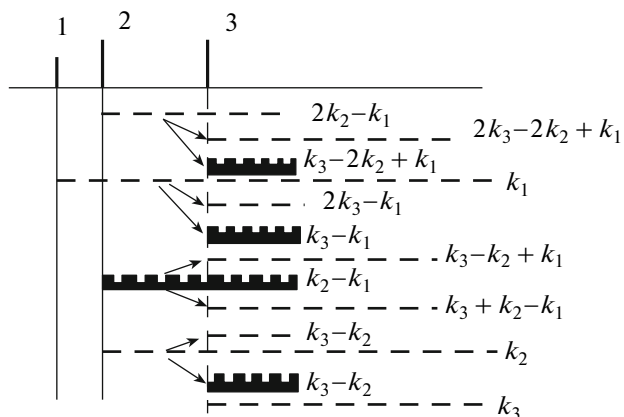


Рис. 1. Эволюция атомной системы при ее резонансной накачке тремя короткими импульсами света. Штрихи – бегущая волна поляризации, ступеньки – неподвижная решетка инверсии.

го синхронизма световое поле, генерируемое этой поляризацией, содержит информацию о фазах волновых полей обоих импульсов накачки. При этом форма волнового фронта эха зависит от порядка подачи этих импульсов.

Рассмотрим частные случаи различного восстановления и преобразования волновых фронтов при изменении порядка подачи импульсов накачки.

Пусть первый импульс – объектная волна с информацией, заложенной в фазовое возмущение $\varphi_1(\mathbf{r})$. Вторым импульсом – плоская опорная волна, т.е. с $\varphi_2(\mathbf{r}) = 0$. В этом случае $\varphi_{pe}(\mathbf{r}) = -\varphi_1(\mathbf{r})$, т.е. фотонное эхо имеет волновой фронт, комплексно-сопряженный фронту объектной волны.

Смена порядка подачи импульсов, т.е. если теперь сначала действует референтная плоская волна с $\varphi_1(\mathbf{r}) = 0$, а затем объектная с информацией $\varphi_2(\mathbf{r})$, приводит к изменению фронта первичного эха. Фронт эха теперь имеет удвоенное по сравнению с объектной волной фазовое возмущение $\varphi_{pe}(\mathbf{r}) = 2\varphi_2(\mathbf{r})$. Такое динамическое удвоение фронтов может быть использовано для повышения чувствительности интерферометрических измерений слабых фазовых неоднородностей (например, нестационарные потоки газов при низких давлениях). Аналогичная идея повышения чувствительности измерений была реализована в работе [19], где фронт удвоенной кривизны формировался во втором порядке дифракции при восстановлении с обычной голограммы, записанной в среде с нелинейной экспозиционной характеристикой.

Характер восстановления фронтов в сигналах первичного эха можно наглядно пояснить следующими простыми соображениями. Допустим, что опорная и объектная волны распространяют-

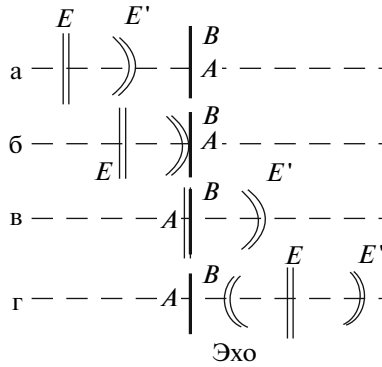


Рис. 2. Обращение волнового фронта в сигнале первичного фотонного эха при коллинеарной накачке резонансной среды последовательностью объектного и референтного импульсных полей. а, б — до накачки, в, г — после.

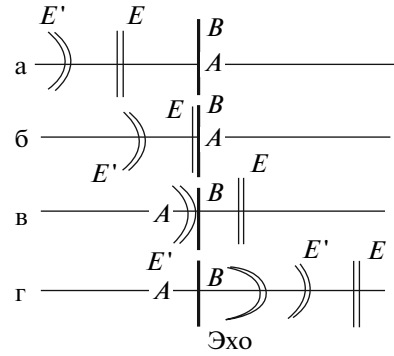


Рис. 3. Удвоение волнового фронта первичного фотонного эха при коллинеарной накачке резонансной среды последовательностью референтного опорного и объектного полей.

ся в одном направлении ($\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}$). Тогда эхо будет распространяться в этом же направлении ($\mathbf{k}_{pe} = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}$). Пусть расходящаяся объектная волна E' действует раньше, чем плоская опорная E (рис. 2а). Подходя к регистрирующей среде, волна E' возбуждает атомы образца, находящиеся в разных частях среды не одновременно (рис. 2б). Все частицы, расположенные в районе точки **А**, возбуждаются раньше, чем в области точки **В**. Поскольку накачка этих частиц прекращается также раньше, то после ее прекращения расфазировка колебаний диполей в этой области **А** начнется также раньше, чем в районе точки **В**. Поэтому к приходу плоской волны E одновременно в точки **А** и **В** диполи в этих точках будут иметь уже неодинаковые фазы (расфазировка в точке **В** меньше, чем в **А**). После прохождения волны E в точках **А** и **В** одновременно начнется обратный процесс дефазировки диполей. При этом для диполей в области **А** понадобится больше времени по сравнению с диполями точки **В**, для того чтобы сфазироваться через время τ и вызвать появление сигнала эха. Поэтому эхо в точке **В** возникнет раньше (рис. 2в), что приведет к искривлению волнового фронта в противоположную сторону. За голограммой теперь уже будут распространяться три волны E' , E и сходящаяся волна E_{pe} в форме эха (рис. 2г).

Рассмотрим обратный порядок подачи импульсов накачки (рис. 3), когда первой действует плоская волна E , а затем через время τ объектная E' . Здесь расфазировка во всех точках образца начнется одновременно после прохождения референтной волны, а процесс дефазировки в точке **В** будет задержан на время $(\tau_B - \tau_A)$ по сравнению с точкой **А**. Поэтому эхо в точке **А** возникнет на время $2(\tau_B - \tau_A)$ раньше, чем в точке **В**, что приведет к удвоению возмущения волнового

фронта. Аналогичным образом могут быть объяснены и другие различные ситуации. Например, если фронты импульсов накачки выбраны самосопряженными, $\varphi_1(\mathbf{r}) = -\varphi_2(\mathbf{r}) = \varphi(\mathbf{r})$, то волновой фронт эха будет иметь утроенное возмущение обратной кривизны по отношению к первому импульсу, $\varphi_{pe}(\mathbf{r}) = -3\varphi(\mathbf{r})$.

К недостаткам двухимпульсной эхо-голографии относится невозможность точного восстановления волнового фронта объектной волны. Кроме того, в случае сложной формы фронта при широком спектре пространственных частот имеет место искажение при больших углах между пучками накачки. Причиной этого является невыполнение условия волнового синхронизма для высокочастотных компонент фурье-спектра пространственных частот объектной волны. Искажения минимальны лишь при углах между высшими пространственными частотами объектной волны и опорной волной, не превышающих 3° [2, 8]. Такие ограничения снимаются в случае многоволнового неодновременного взаимодействия, т.е. когда изучается волновой фронт эхо-отклика системы на воздействие трех и более импульсов. Например, точную копию фронта объектной волны можно получить в сигналах трехимпульсного (стимулированного) фотонного эха при порядке подачи импульсов накачки, указанном на рис. 4 (первый импульс — плоская референтная волна, а второй — объектная). Здесь в результате действия импульсов 1 и 2 в среде с памятью замораживаются расфазированные в пространстве неподвижные голографические решетки инверсии (см. формулу (3) и рис. 1) с векторами $\mathbf{k}_{12} = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$. Импульс фотонного эха, который возникает после их облучения плоской волной 3 , и представляет собой точную реплику объектной волны.

В более общем случае неколлинеарной накачки и произвольной формы фронта опорной волны каждая компонента пространственного фу-

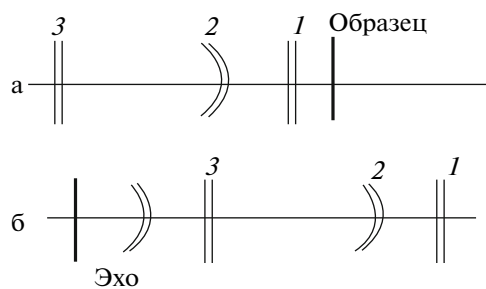


Рис. 4. Точное восстановление волнового фронта в сигнале стимулированного фотонного эха при коллинеарной накачке. а – до накачки, б – после возбуждения среды тремя импульсами.

рье-спектра объектной волны в формируемом сигнале стимулированного эха распространяется в направлениях $\mathbf{k}_{se} = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$, для которых точно выполняется условие волнового синхронизма. Точное восстановление волнового фронта может быть обеспечено также в ситуации, когда на среду сначала действует неплоская опорная волна с возмущением фазы $\varphi_1(\mathbf{r})$, затем объектная волна с $\varphi_2(\mathbf{r})$ и, наконец, считывающая волна, которая является копией опорной волны, т.е. имеет то же направление ($\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1$) и тот же волновой фронт ($\varphi_3(\mathbf{r}) = \varphi_1(\mathbf{r})$). В этом случае каждая компонента пространственного спектра восстановится без искажения.

Здесь мы имеем дело с более общим по сравнению с традиционной голографией принципом записи и восстановления волновых фронтов, так как кроме памяти о волновом фронте такая голограмма запоминает и порядок подачи объектной и опорной волн и величину задержки объектной волны относительно опорной.

Стимулированное эхо позволяет так же, как и первичное эхо, получить комплексно-сопряженную реплику объектной волны. Это будет иметь место, когда сначала действует объектная волна, а затем поочередно еще две волны. При этом полное обращение волнового фронта может быть получено, если вторая и третья волны имеют точно противоположные направления ($\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}_3$) и комплексно-сопряженные формы волновых фронтов. При такой ситуации, аналогично известному одновременному четырехволновому взаимодействию при наличии стоячей волны, стимулированное эхо будет иметь и направление, и волновой фронт обращенными по отношению к объектной первой волне. Отличие будет заключаться лишь в том, что обращенная волна будет задержана во времени после прихода считывающего импульса.

Впервые обращенное фотонное эхо наблюдалось экспериментально в работе [8] и затем было

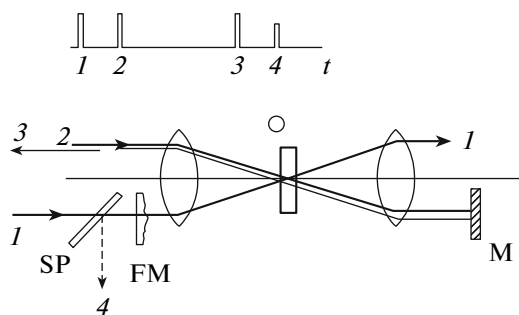


Рис. 5. Схема эксперимента.

подробно исследовано в [20, 21]. В этих работах в качестве резонансной среды использовался рубиновый кристалл с концентрацией ионов Cr^{3+} 0.03%. Образец имел кубическую форму с ребром 10 мм и охлаждался до температуры 2 К с целью удлинения времени фазовой памяти среды. Резонанс на переходе ${}^4A_2(\pm 1/2) - {}^2E(\bar{E})$ (длина волны $\lambda = 6934 \text{ \AA}$ при 2 К) возбуждался рубиновым лазером. Для получения генерации на второй компоненте ${}^4A_2(\pm 3/2) - {}^2E(\bar{E})$ того же дуплета ($\lambda = 6933.97 \text{ \AA}$) этот лазер также охлаждался до 77 К и генерировал импульс с длительностью 10 нс и мощностью 1 мВт.

Образец облучался в направлении оптической оси кристалла двумя такими импульсами света, разделенными интервалом τ . Угол между этими пучками был 5° , что обеспечивало пространственное разделение волн накачки и сигнала эха. Для усиления сигнала к образцу было приложено слабое (до 250 Ое) продольное магнитное поле, которое снимало вырождение основного состояния 4A_2 . Обращенное фотонное эхо наблюдалось в направлении 4 (схема на рис. 5) при накачке образца разнесенными во времени импульсами 1 и 2.

В качестве третьего (считывающего) импульса 3 использовалось отражение второго импульса от плоского зеркала М с регулируемой задержкой во времени. Система сопряженных линз с фокусным расстоянием $f = 50 \text{ см}$ позволяла совместить каустики всех пучков в области перекрытия и усилить их интенсивность. Фактически обращенное эхо 4 имело направление, обратное пучку 1, и обратную расходимость, т.е. имело комплексно-сопряженный волновой фронт.

Качество обращения волнового фронта было проверено введением aberrации в сигнальный пучок 1 при помощи прозрачной травленной пластинки FM, которая играла роль пространственного фазового модулятора. После прохождения этой пластинки первым импульсом его волновой фронт искажался, а расходимость излучения значительно увеличивалась (см. рис. 6а/1). Вводимые aberrации волнового фронта полностью компен-

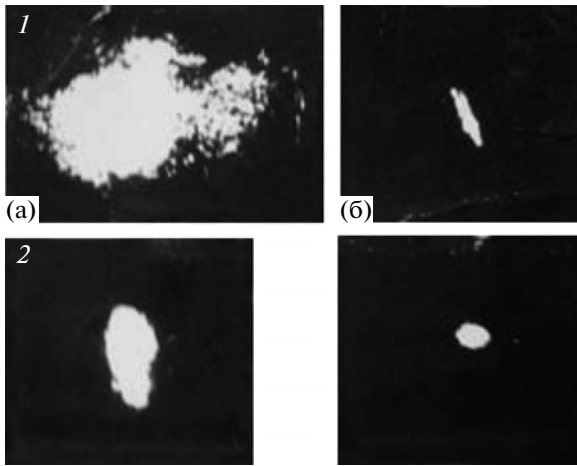


Рис. 6. Спектр пространственных частот для пучка после отражения: а – при отражении пучка *1* плоским зеркалом, установленным непосредственно после ФМ (см. рис. 5), б – обращающим эхо-зеркалом: *1* – с фазовой пластинкой, *2* – после удаления фазовой пластинки.

сировались в волне обращенного фотонного эха после его прохождения через ту же фазовую пластинку ФМ, но в обратном направлении (рис. 6б1). Это является прямым доказательством того, что фронт эха имеет комплексно-сопряженную форму по отношению к фронту первой волны накачки, прошедшей через модулятор ФМ. Для сравнения на рис. 6а2 приведена форма пучка *1* после его отражения плоским зеркалом, которое было установлено вместо фазовой пластинки ФМ. Видно, что в случае, когда объектная волна имеет более широкий спектр пространственных частот (фазовая пластинка введена), в эхо (61) более точно воспроизводится геометрия пучка накачки (а2). Это связано с более благоприятным перемешиванием пространственных частот в области перекрытия пучков, следствием чего становится более полное заполнение каустики и однородное возбуждение образца. Следствием такого принципа обращения фронта является также преобразование расходящегося первого пучка накачки (рис. 6а2) в сходящийся пучок фотонного эха (рис. 6б2).

Точная компенсация вызванного введением фазовой пластинки искажения волнового фронта объектного пучка при помощи рассмотренной схемы позволяет считать такую систему обращающим эхо-зеркалом. В данном случае обращение фронтов волн, участвующих в записи голограммы, вызвано описанным выше своеобразным обращением времени. В тех точках образца, где имеет место опережение колебаний диполей по фазе, после действия третьего импульса возникает отставание по фазе на такое же значение. В соответствии с общим принципом голографии это

приводит к формированию псевдоскопического изображения объекта.

В общем случае момент сфазирования диполей зависит от многих условий. Например, в случае накачки длинными импульсами, когда уже нельзя пренебрегать расфазировкой диполей во время действия поля на атомную систему, наблюдается дополнительный сдвиг эха во времени [15]. Это может при определенных условиях приводить к нежелательному искажению волнового фронта в комплексно-сопряженной реплике объектного поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно указать на некоторые перспективы использования такого способа четырехмерной записи информации на индуцированных переходных динамических решетках.

Формирование динамических эхо-голограмм в многоуровневых атомных системах открывает более широкие возможности для выполнения различных преобразований волновых фронтов света. Это становится особенно важным при переходе от одних длин волн к другим или, например, из оптического диапазона в акустический, и наоборот. Акустооптическое преобразование фронтов эхо-голографии позволяет визуализировать информацию, заложенную в акустической волне. Например, в ситуации, когда подается сначала акустическая плоская волна, потом акустическая объектная, а затем плоская световая, волновой фронт стимулированного фотонного эха повторяет форму фронта акустической волны [22]. Одним из интересных свойств эхо-голограмм является возможность раздельного восстановления информации о переднем и заднем волновых фронтах импульсного объектного поля [23].

Эхо-голография позволяет также осуществлять запись и полное восстановление информации о характере быстропротекающих процессов. Например, в качестве одной из волн накачки можно использовать непрерывное излучение с быстрым сканированием его луча по поверхности образца. В этом случае в стимулированном эхо также может быть восстановлен или прямой, или обратный трек сканирования в зависимости от порядка следования импульсов накачки. Интересен также аспект применения переходных решеток для исследования релаксационных и спектроскопических характеристик атомных переходов (измерение величины дипольных моментов, времен поперечной и продольной релаксаций, слабых расщепления уровней и т.п.) с целью установления фундаментальных закономерностей взаимодействия когерентного излучения с веществом.

В последнее время большой интерес стали вызывать трехуровневые квантовые системы, в которых открываются новые возможности для управления квантовой когерентностью атомов [24–27]. Здесь, где следует ожидать появления новых интересных свойств для реализации динамической эхо-голографии, обсуждаемые выше проблемы самым тесным образом связаны с разработкой оптической квантовой памяти [27–29].

Большие возможности в реализации оптической квантовой памяти и квантовой голографии связываются с новыми разработками фотонного эха [28, 30–38], которые позволяют с высокой эффективностью сохранять квантовую информацию, содержащуюся в большом количестве световых мод. Первые экспериментальные результаты показали возможность получения рекордных значений квантовой эффективности в 87% [39], записи и эффективного восстановления 1060 световых мод [40], а также сохранения квантовых состояний света [41, 42]. Все это вселяет надежду на достижение успехов в создании оптических квантовых компьютеров [43], быстроедействие которых основано именно на сочетании пространственных и временных характеристик преобразования полей при их когерентном взаимодействии с веществом.

И, наконец, хотелось бы отметить, что вопрос формирования интерферограмм разнесенными во времени волнами имеет самостоятельное научное значение. Это обусловлено тем, что в теории интерферометрии, которая в настоящее время сложилась в классической оптике, при получении интерференционных картин рассматриваются лишь когерентные свойства самих оптических полей и не учитывается фазовая память регистрирующей среды. Поэтому считается, что для получения интерферограмм задержка между интерферирующими лучами не должна превышать длину когерентности применяемого источника излучения. При наличии фазовой памяти это ограничение снимается. По-видимому, учет этого обстоятельства позволит значительно расширить и обобщить теорию интерферометрии, что, в свою очередь, будет способствовать развитию техники интерферометрических исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Штырков Е.И. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 134.
2. Штырков Е.И., Самарцев В.В. // Опт. и спектр. 1976. Т. 40. В. 3. С. 392.
3. Александров Е.Б. // Опт. и спектр. 1963. Т. 14. В. 3. С. 436; УФН. 1972. Т. 107. В. 4. С. 595.
4. McCall S.L., Hahn E.L. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 908; Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457.
5. Tang C.L., Statz H. // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 10. P. 145.
6. Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 99.
7. Abella I.D., Kurnit H.A., Hartman S.H. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 567.
8. Штырков Е.И. // Опт. и спектр. 1978. Т. 45. В. 5. С. 603; Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 685.
9. Allen L., Eberly J. Optical Resonance and Two-Level Atoms, N.Y.: Wiley, 1975.
10. Моисеев С.А., Штырков Е.И. // Опт. и спектр. 1981. Т. 50. В. 6. С. 1079.
11. Shtyrkov E.I., Samartsev V.V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. V. 45. P. 647.
12. Heer C.V., Mc Manamon P.F. // Opt. Commun. 1977. V. 23. № 1. P. 49.
13. Shiron M.S. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. № 4. P. 299.
14. Штырков Е.И. // Голографические методы исследования. Л.: ЛИЯФ, 1978. С. 118.
15. Shtyrkov E.I., Nevelskaya N.L., Lobkov V.S., Yarmukhameitov N.G. // Phys. Stat. Sol. (b). 1980. V. 98. P. 473.
16. Моисеев С.А., Невельская Н.Л., Штырков Е.И. // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 3. С. 382.
17. Штырков Е.И. // Физические основы голографии. Л.: ЛИЯФ, 1981. P. 6.
18. Моисеев С.А., Штырков Е.И. // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 4. С. 447; Т. 18. № 6. С. 746.
19. Мустафин К.С., Селезнев В.А., Штырков Е.И. // Опт. и спектр. 1970. Т. 28. В. 6. С. 1186.
20. Штырков Е.И., Лобков В.С., Моисеев С.А., Ярмухаметов Н.Г. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 6(12). С. 1977.
21. Shtyrkov E.I., Lobkov V.S., Moiseev S.A., Yarmukhameitov N.G. // Phys. Stat. Sol. (a). 1982. V. 70. P. K93.
22. Самарцев В.В., Штырков Е.И. // ФТТ. 1976. Т. 18. С. 3140.
23. Moiseev S.A., Shtyrkov E.I. // Optical Holography / Ed. by Denisjuk Yu.N. 1981. P. 24.
24. Scully O.M., Zubairy S.M. Quantum Optics. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1997.
25. Fleischhauer M., Lukin M.D. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5094.
26. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. // Rev. Mod. Phys. 2005. V.77. P. 633.
27. Hammerer K., Sorensen A.S., Polzik E.S. // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1041.
28. Lvovsky A.I., Sanders B.C., Tittel W. // Nat. Photon. 2009. V. 3. P. 706.
29. Tittel W., Afzelius M., Chaneliere T., Cone R.L., Kroll S., Moiseev S.A., Sellars M. // Laser Phot. Rev. 2010. V. 4. P. 244.
30. Moiseev S.A., Kröll S. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 173601.
31. Моисеев С.А. // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 5. С. 788.
32. Moiseev S.A., Ham B.S. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. P. 063809.
33. Kraus B., Tittel W., Gisin N., Nilsson M., Kroll S., Cirac J.I. // Phys. Rev. A. 2006. V. 73. P. 020302.
34. Alexander A.L., Longdell J.J., Sellars M.J., Manson N.B. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 043602.

35. *Moiseev S.A.* // J. Phys. B. 2007. V. 40. P. 3877.
36. *Riedmatten de H., Afzelius M., Staudt M.U., Simon C., Gisin N.* // Nature. 2008. V. 456. P. 773.
37. *Moiseev S.A., Tittel W.* // New J. Phys. 2011. V. 13. P. 063035.
38. *Moiseev S.A.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. P. 012307.
39. *Hosseini M., Sparkes B.M., Lam P., Buchler B.* // Nat. Commun. 2011. V. 2. P. 174.
40. *Bonarota M., Le Gouët J.L., Chanelibre T.* // New J. Phys. 2011. V. 13. P. 013013.
41. *Clausen C., Usmani I., Bussières F., Sangouard N., Afzelius M., Riedmatten de H., Gisin N.* // Nature. 2011. V. 469. P. 508.
42. *Saglamyurek E., Sinclair N., Jin J., Slater J.A., Oblak D., Bussières F., George M., Ricken R., Sohler W., Tittel W.* // Nature. 2011. V. 469. P. 512.
43. *Kok P., Munro W.J., Nemoto K., Ralph T.C., Dowling J.P., Milburn G.J.* // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 135.