

ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ НА ОСНОВЕ КОГЕРЕНТНЫХ АТОМНЫХ СРЕД

Замедление и ускорение скорости света в среде (известные уже давно) вновь стали предметом пристального внимания. Оно вызвано бурным развитием полностью оптических систем связи (AON) и оптических компьютеров (OC). Важным следствием этого стало исследование и создание управляемых оптических линий задержки (ОЛЗ) и устройств хранения света.

Развитию теории и практики в этой области посвящен краткий обзор, представленный авторами работы [1]. В нем на базе разработанных моделей показаны ограничения динамического диапазона ОЛЗ. Приведены результаты сравнения наиболее известных методов формирования таких линий задержки. Учитывая ограниченный объем журнала, ниже приведен сокращенный перевод работы [1].

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные наблюдения сверхмедленного и сохраняемого света в когерентных средах, естественно, вызывают интерес к проблеме практического использования этих явлений: изготовлению миниатюрных ОЛЗ и полностью оптических буферов [2]. Преимущества таких буферов состоят в их малых размерах, возможностях настройки времени задержки/хранения и внешнего управления процессом извлечения оптической информации. Такие приборы особенно важны в областях фотоники, оптических вычислений и связи.

Оптический буфер должен задерживать оптический импульс на время, превышающее длительность импульса, при условии малых поглощения и искажения задержанного импульса. В большинстве случаев это не так, за исключением оптической задержки, измеренной в горячих изотопически чистых парах свинца [3], где величина задержки в 4 раза превышает длительность импульса, и в холодных парах щелочных атомов [4] (с превышением задержки в три раза при семикратном поглоще-

нии). Практическая ценность упомянутых методов мала. В первом случае – ввиду необходимости использования коротковолнового когерентного излучения (требуемые длины волн составляют 406 и 283 нм) и сверхгорячего атомного пара, ведущих к большому остаточному доплеровскому уширению ЕПТ-резонанса на уровне сотен мегагерц. Во втором случае – ввиду короткого времени жизни облаков холодных атомов в ловушках и громоздкого используемого оборудования. Большое число экспериментов, выполненных различными группами ученых, включая нашу, дает основание полагать, что существуют фундаментальные проблемы, препятствующие реализации эффективных ОЛЗ на основе когерентных атомных сред при комнатной температуре.

Отметим, что большая относительная задержка может быть реализована в горячих атомных парах в отсутствие атомной когерентности. Так, при использовании горячих паров атомов ^{85}Rb превышение задержки над длительностью импульса составило 7 раз при трехкратном поглощении [5]. Несущая частота

та импульсов находилась в окне прозрачности, ограниченном двумя резонансами поглощения (линии D_2). Главным недостатком этой задержки по сравнению с задержками, основанными на электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕИТ), является низкая скорость перестройки этого буфера.

Похожий эксперимент с горячими рубидиевыми парами, описанный в работе [6], позволил реализовать оптический буфер на основе использования провала в спектре поглощения с трехкратной относительной задержкой при трехкратном поглощении (эффект ЕИТ здесь также не имел места).

Хотя описанные проблемы имеют общий характер, мы ограничились исследованием фундаментальных свойств оптических буферов, основанных на оптических переходах в щелочных атомах, которые допускают когерентный захват населенности. Было обнаружено, что холодные щелочные атомные пары можно использовать в схемах формирования эффективных ОЛЗ, а горячие – нельзя. В ряде случаев причина кроется в неполной компенсации поглощения оптического импульса атомной когерентностью, а также в дисперсии высокого порядка ЕИТ-резонанса. В других случаях характеристики оптических буферов, основанных на эффекте медленного света, ограничиваются высокой нелинейностью атомных сред и, как следствие, процессами волнового смешения. С нашей точки зрения, оптоволоконные буферы, а также буферы на основе оптических резонаторов, работающие при комнатной температуре, не страдают от этих эффектов. Они более пригодны для практического применения, чем оптические буферы на эффекте медленного света в когерентных атомных системах.

Недавние исследования [7] поставили практически те же вопросы, что и данная работа: существуют ли фундаментальные ограничения на максимальное время задержки, которое может быть достигнуто для импульса, распространяющегося в среде медленного света? Здесь и далее под термином "среда медленного света" подразумевается среда с наведенной квантовой когерентностью. В работе [7], однако, изучались только естественно уширенные идеальные L -среды, без учета неоднородного (доплеровского) уширения, остаточного поглощения и волнового смешения (присутствующих в реальных системах). Основным выводом авторов [7]: "Оптимизируя экспериментальные условия, можно задержать импульс в среде медленного света на время, соответствующее длине очень большого числа подобных импульсов" (то есть получить большую относительную задержку). В нашей статье, где учтены вышеперечисленные "паразитные" эффекты, сделан прямо противоположный вывод. Если эти эффекты игнорируются, то выводы наши и авторов [7] совпадают.

Физическое понятие "сохраняемого (остановленного) света" (stored light) больше подходит для оптического буфера, чем "медленный свет" (slow light), так как максимальная за-

держка остановленного светового импульса может быть много больше, чем задержка медленно распространяющегося светового импульса, наблюдаемого в тех же условиях. Теоретически было показано, что сигнальные световые импульсы могут быть сохранены и извлечены из когерентной трехуровневой среды ЕИТ, если манипулировать параметрами управляющего пучка света (drive light) [8]. Для "остановленного света" задержка определяется скоростью затухания атомной когерентности, а для "медленного света" – уширением резонанса ЕИТ, индуцированного оптическим полем управляющего пучка света. Как нам известно, пока не существует экспериментального образца устройства, сохраняющего (и извлекающего) световой импульс целиком при комнатной температуре. Существующие системы позволяют сохранять и извлекать только сегмент сигнального импульса.

Более того, в литературе по-разному объясняются результаты некоторых экспериментов по сохранению света [9]. Мы полагаем, что теоретическая модель, представленная в работе [10], наиболее верна в том, что свет действительно может быть сохранен в когерентной трехуровневой среде. Маловероятно, однако, что такое оптическое запоминающее устройство (ОЗУ) может быть реализовано или практически использовано в большинстве реальных систем, если учесть эффекты нелинейного волнового смешения (например, четырехволнового смешения, ЧВС) и остаточного поглощения, которые могут свести на нет все показатели буферов медленного света (см. ниже). Понятие "сохранение света" может быть продуктивно, если применяются специальные методы восстановления внешнего вида импульсов (решейпинга) [11], однако это требует дополнительных исследований.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИНИЙ ЗАДЕРЖКИ

Оптический буфер характеризуется тремя параметрами: максимальной скоростью обработки битового потока B , максимальным числом бит, хранимых в буфере N_B и длиной буфера L [2]. Скорость B зависит от временного интервала, занимаемого оптическим информационным импульсом T_B . В общем случае, чем больше B , тем больше информационный поток, обрабатываемый буфером; чем больше отношение N_B/B , тем больше величина временной задержки.

По определению, $N_B = BL/V_g$, где V_g – групповая скорость света в буфере. Величина N_B определяет также отношение временной задержки t_g центра импульса к длительности импульса t_B :

$$t_g/t_B = L/t_B V_g \gg N_B \cdot D_{N_B} / B.$$

Для модуляционного формата RZ ширина спектра импульса $D_{N_B} \gg 1/t_B$ превышает по величине скорость $B \gg 1/T_B$, так как

$T_B > t_B$. Следовательно, групповая задержка превышает по величине длительность импульса, если $N_B \neq 1$. Для простоты считаем, что $Dn_B \gg B$ и $T_B \gg t_B$, то есть принимаем коэффициент использования временного интервала равным 50%.

Диапазон изменения L , B и N_B можно найти, используя следующие критерий оценки:

- 1) спектр оптического импульса должен уместиться в окне прозрачности буфера;
- 2) импульс, расширенный благодаря дисперсии и/или нелинейности среды, должен оставаться внутри T_B ;
- 3) число бит, хранимых в буфере, должно быть больше 1;
- 4) поглощение внутри буфера не должно быть слишком большим;
- 5) волновое смещение должно быть подавлено;
- 6) шум, вносимый буфером, должен быть достаточно мал.

Для количественной оценки критерия (2), введем модифицированное волновое число $b = w(n(w) - 1)/c$, где w – частота, а $n(w)$ – показатель преломления (ПП). Дисперсия среды на частоте w_0 характеризуется производными $b_n = d^n b / dw^n |_{w=w_0}$. Очевидно, что $b_1 = 1/V_g$. Для гауссовских импульсов критерий (2) удовлетворяется, если $V(|b_2|L)^{1/2} \in 0,25$; $V(|b_3|L)^{1/3} \in 0,324$ [12].

Для количественной оценки критерия (4), введем коэффициент поглощения мощности $\exp(-aL)$ в среде буфера и потребуем $1 \neq aL$. Некоторые среды ЕИТ неустойчивы относительно ЧВС и параметрической генерации. Критерий (5) означает, что буфер работает ниже порога возникновения таких явлений, а критерий (6) устанавливает, что шум, вносимый буфером, не должен существенно превышать дробовой шум сигнала на выходе буфера.

АТОМНАЯ КОГЕРЕНТНАЯ СРЕДА В КАЧЕСТВЕ ОЛЗ

Общие замечания

Различные ограничения, накладываемые атомной когерентной средой, используемой в качестве ОЛЗ, уже изучались. Так, спектральный решейпинг падающих световых импульсов, вызванный частотной зависимостью дисперсии и поглощения вещества, изучался в работе [13], а влияние атомных нерезонансных энергетических уровней на поглощение ЕИТ – в работе [14]. Было показано, что эти уровни не только вносят значительный вклад в поглощение светового сигнала, но и приводят к дополнительному его расширению. Мы обобщили эти исследования, приняв во внимание неустойчивость системы, а полученные результаты сравнили с приведенными выше критериями.

Рассмотрим обобщенную модель ЕИТ. Управляющий и сигнальный свет взаимодействуют с четырехуровневой атомной системой типа "двойная L" (рис. 1а). В данной системе разрешены соответственно резонансные ($|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ и $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$) и нерезонансные ($|c\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$ и $|b\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$) переходы.

Среди многих эффектов, влияющих на характеристики буферов медленного света, отметим два недооцениваемых и не-

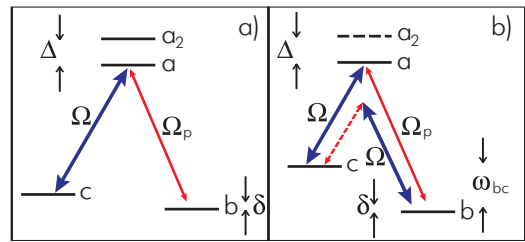


Рис. 1 Схема типа "двойная L": а) конфигурация энергетических уровней, описывающая свойства ЕИТ в некоторых реальных системах. Атомная когерентность создается благодаря двухфотонному переходу $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$, в то время как нерезонансный уровень $|a_2\rangle$ приводит к остаточному поглощению света; б) процесс ЧВС, который может маскировать ЕИТ, если $w_{bc} > g$ (g – естественная скорость затухания состояния $|a\rangle$; наличие нерезонансных уровней, показанных пунктиром, для наблюдения процесса ЧВС не обязательно)

желательных явления: поглощение вследствие взаимодействия света с нерезонансными переходами и нелинейное волновое смещение. Поглощение может возникнуть из-за того, что управляющее и сигнальное поля не создают темное состояние при взаимодействии с отстроенными переходами $|c\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$ и $|b\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$, где $|a_2\rangle$ – энергетический уровень или семейство уровней [14]. Темное состояние не создается, например, потому, что матричные элементы этих переходов могут иметь различные знаки и/или амплитуды, по сравнению с аналогичными параметрами переходов $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ и $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$. Эта картина характерна для схем ЕИТ, основанных на подуровнях Зеемана [8, 15].

Остаточное поглощение уменьшается, если нерезонансный уровень находится далеко от резонансного по сравнению со спектральной шириной упомянутых уровней. При комнатной температуре щелочные пары имеют доплеровское уширение, сравнимое с расщеплением между возбужденными сверхтонкими подуровнями, поэтому факт поглощения нужно учитывать всегда. Например, этот тип поглощения важен для ЕИТ, наблюдаемой на линии D_2 у любых щелочных атомных паров [16].

Существуют схемы, где управляющее и сигнальное поля создают одно и то же темное состояние, взаимодействуя как с переходами $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ и $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$, так и с переходами $|c\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$ и $|b\rangle \leftrightarrow |a_2\rangle$. Если интенсивность управляющего света достаточно велика, то в этой схеме нет остаточного поглощения. Однако такая система может быть неустойчивой из-за ЧВС (рис. 1б). Это характерно для схемы ЕИТ, основанной на сверхтонких подуровнях [17, 18]. В экспериментах с ЕИТ ЧВС обычно присутствует, причем дополнительный уровень ($|a_2\rangle$) в L-конфигурации не требуется. ЧВС возможно тогда, когда поляризации управляющей и сигнальной волн имеют те же составляющие, т.е. управляющая волна может взаимодействовать как с переходами $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$, так и $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$. С точки зре-

ния симметрии, оптимальная схема EIT, сформированная на щелочных сверхтонких переходах, включает возбуждение и сигнал одинаковой поляризации [17, 19, 20]. Такая схема потенциально неустойчива.

ЧВС подавляется, если управляющая и сигнальная волны либо обе резонансные (почти вырожденные) и имеют противоположенные круговые поляризации, как в схеме EIT, основанной на подуровнях Зеемана, либо полностью невырожденные (имеют существенно разные частоты). Оба эти случая неоптимальны. В первом – трудно различить фотоны управляющей и сигнальной волн. Более того, разделение поляризаций неэффективно ввиду самовращения их плоскостей поляризации, вызванного нелинейным эффектом Фарадея. Во втором – схема подвержена остаточному доплеровскому уширению двухфотонного перехода. Идеальным был бы случай, в котором управляющая и сигнальная волны не вырождены и имеют противоположенные круговые поляризации. Однако такая конфигурация поля не дает эффективной "L-схемы" в щелочных парах.

Рассмотрим упомянутые ограничения систем медленного света более подробно. Введем частоты Раби для управляющей (\tilde{w}) и сигнальной (\tilde{w}_p) волн: $\tilde{w} = E/\hbar$ и $\tilde{w}_p = E_p/\hbar$, где E и E_p – соответствующие электрические поля. Предположим, что атомные переходы для возбуждения и сигнала имеют одинаковые матричные элементы: $\hat{p} = \hat{p}$. Частота Раби для сигнала значительно меньше частоты Раби для возбуждения (управляющей волны): $|\tilde{w}| \gg |\tilde{w}_p|$. Введем параметры распада населенности σ для уровня $|a_2\rangle$ и σ_{a_2} для уровня $|a_2\rangle$. Энергетическое расщепление между уровнями задается частотной отстройкой D , где $D \gg \sigma, \sigma_{a_2}$. Ширина D_D доплеровского распределения сравнима с D . Поля возбуждения и сигнала имеют (двухфотонную) отстройку δ от соответствующего двухфотонного резонанса. Когерентность имеет скорость затухания, равную $\sigma_{bc} \ll \sigma, \sigma_{a_2}$.

Дисперсия и остаточное поглощение резонансов EIT

Рассмотрим схему на рис. 1а и предположим, что расщепление уровней основного состояния w_{bc} меньше, чем σ и σ_{a_2} . Такая система устойчива по отношению к ЧВС. Дисперсию естественно уширенной системы с конфигурацией уровней типа "двойная L" можно описать формулой

$$\beta \approx \kappa \left[\frac{\gamma \delta (|\Omega|^2 - \delta^2)}{(|\Omega|^2 - \delta^2 + \gamma \gamma_{bc})^2 + \gamma^2 \delta^2} + \frac{\gamma_{a_2}^2}{\Delta - \delta} \right],$$

где $\kappa = 3 N \tilde{w}^2 / (8 \sigma)$. Член, пропорциональный σ_{a_2} , возникает в результате взаимодействия света с нерезонансным уровнем $|a_2\rangle$. Отметим, что для $|\tilde{w}| \neq |D|$ роль атомной когерентности незначительна, а свойства четырехуровневой системы могут быть описаны, используя несколько ненастроенных двухуровневых систем (этот случай мы не рассматриваем).

Поглощение света в такой системе можно описать формулой

$$\alpha \approx 2\kappa \left[\frac{\gamma \gamma_{bc} (|\Omega|^2 - \delta^2 + \gamma \gamma_{bc}) + \gamma^2 \delta^2}{(|\Omega|^2 - \delta^2 + \gamma \gamma_{bc})^2 + \gamma^2 \delta^2} + \frac{\gamma_{a_2}^2}{\Delta^2} \right],$$

где член, пропорциональный $\sigma_{a_2}^2$, является результатом взаимодействия света с нерезонансным уровнем $|a_2\rangle$. Эти аппроксимации достаточно хорошо описывают дисперсию и поглощение при условии $|D|^2 \gg |\tilde{w}|^2 \gg \sigma_{bc} \sigma$ (рис.2).

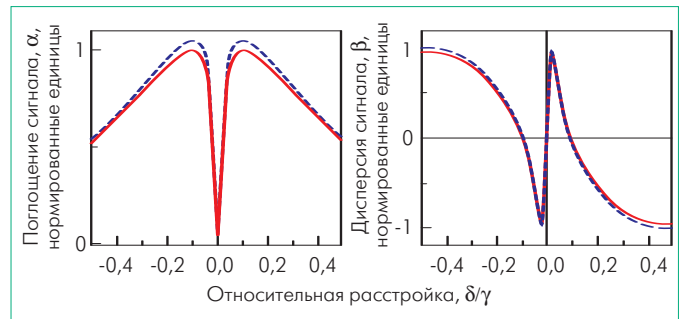


Рис.2 Нормированное поглощение α и дисперсия β "двойной L-системы", показанной на рис. 1а (красные сплошные кривые соответствуют точному решению уравнений Максвелла-Блоха для этой системы, а голубые пунктирные кривые соответствуют аналитическим аппроксимациям для α и β ; параметры, используемые для вычислений: $|\tilde{w}| = 0,1\sigma, |\tilde{w}_p| = 0,01\sigma, \sigma_{bc} = 0,001\sigma, D = 200\sigma$)

Для неоднородно уширенного атомного пара мы рассмотрим конфигурацию, в которой влияние неоднородного уширения на двухфотонный резонанс частично скомпенсировано (quasi Doppler-free). Эта конфигурация характеризуется коллинеарным распространением управляющей волны и сигнала. Условие компенсации доплеровского уширения можно представить в виде $w_{ab} \sigma_{bc} / D_D \gg w_{bc}$. Данная проблема интенсивно изучалась (см., например, работу [21]). Авторы, используя опубликованные результаты, феноменологически получили формулы для аппроксимации b_D и a_D , аналогичные формулам для b и a (подробнее см. статью [1]).

Битовая скорость, характеризующая оптический буфер, ограничена сверху двумя значениями, вытекающими из дисперсии третьего порядка: $V \in B_{b3}$ (можно найти из выражения для b), и ширины окна EIT: $V \in B_{aEIT}$ (можно найти из выражения для a). Для удовлетворения обоим условиям принимаем $V \in [(B_{b3})^{-1} + (B_{aEIT})^{-1}]^{-1}$.

Особенность данного исследования в том, чтобы описать существующие факторы, ограничивающие максимально допустимую оптическую толщину. Получим условия, ограничивающие максимальную оптическую толщину среды EIT, используя неравенство $aL \in 1$ и выражения для неизбежного "некогерентного" поглощения, вызванного нерезонансным уровнем. Это некогерентное поглощение превалирует над когерентным, которое пропорционально малой скорости распада когерентности σ_{bc} .

Найдем максимальную оптическую толщину и соответствующее число сохраняемых бит для схемы медленного света, реализованной, например, на подуровнях Зеемана линии D_1 для ^{87}Rb . Полезно ввести число длин поглощения для атомной ячейки: $x = \kappa L$ – для естественно уширенной среды и $x_D = \kappa L g / D_D$ – для доплеровски уширенной среды. Примем: $D = 812$ МГц, $D_D = 500$ МГц, $g_{a2} \gg g = 5$ МГц и найдем $x_{\text{max}} \gg 1,3 \cdot 10^4$ и $x_{D\text{max}} \gg 1,8$. Это значит, что $N_{B\text{max}} \gg 10^2$ и $N_{BD\text{max}} \gg 0,2$ [1]. Полученные оценки говорят о том, что световой импульс может быть задержан в естественно уширенном рубидиевом паре на время, в сотни раз превышающее его длительность. С другой стороны, импульс может быть задержан только на величину порядка своей длины в ячейке с атомным паром, что делает эту ячейку не пригодной в качестве ОЛЗ. То же можно получить и для схем ЕП на основе сверхтонкой структуры и на основе подуровней Зеемана для линии D_2 [1].

Четырехволновое смещение

Рассмотрим влияние различных процессов волнового смещения, возникающих в обычных когерентных атомных системах, которое может ограничить применение систем в качестве ОЛЗ. Волновое смещение приводит к генерации новых оптических полей и нелинейному обмену между управляющей и сигнальной волнами. Оно возникает тогда, когда управляющая и сигнальная волны имеют те же составляющие поляризации. Атомная когерентность приводит к существенному снижению порогов этих процессов, и волновое смещение становится значительным, если оптическая толщина x достаточно велика [20].

Волновое смещение наблюдалось и в экспериментах с медленным светом [18], когда и возбуждение, и сигнал имели круговую поляризацию, но разную частоту. Такой выбор поляризации приводил к реализации почти идеальной трехуровневой Λ -системы при фактическом наличии многоуровневых атомных переходов (например, при свете с круговой поляризацией, взаимодействующем с линией D_1 для ^{87}Rb). В таких системах нет нерезонансных подуровней, приводящих к остаточному поглощению. Процесс ЧВС при этом сильно выражен, особенно в оптически толстой среде [17].

Рассмотрим схему на рис. 1б и предположим, что расщепление уровней основного состояния w_{bc} больше, чем g или g_{a2} , и частота Раби сигнала возбуждения достаточно велика: $|\bar{w}|^2 > w_{bc} \cdot g_{bc}$. Такая четырехуровневая система неустойчива по отношению к ЧВС. Более того, наличие уровня $|a_{2\pi}$ не изменяет существенно условие неустойчивости, если $w_{bc} \gg D$, что обычно имеет место. Даже трехуровневая система может быть неустойчивой.

Неустойчивость приводит к генерации света с частотами $w_d \pm w_{bc}$, если только возбуждение на частоте управляющей волны w_d присутствует в системе. Одна из этих частот соответствует частоте сигнала. Поэтому ЧВС может привести к появлению "1" вместо "0" в канале сигнала.

Порог ЧВС не зависит от интенсивности сигнала возбуждения (его оценку см. в работе [17]). Уровень ЧВС мал, если $x \ll w_{bc}/g$, а $x_D \ll w_{bc}/D_D$.

Существует и другой тип ЧВС в этой системе, если присутствуют как управляющая, так и сигнальная волны. Этот тип ЧВС (за счет поля сигнала) приводит к генерации поля, показанного на рис. 1б пунктиром. Такой процесс не имеет порога (похожий эффект описан в работе [22]), однако эффективность его мала, если выполнены условия, накладываемые на x и x_D .

Используя величину $w_{bc} \gg 6,8$ ГГц для линии D_1 в ^{87}Rb , получаем $x_{\text{max}} \gg 1,5 \cdot 10^3$ и $x_{D\text{max}} \gg 15$, что дает оценки для $N_{B\text{max}} \gg 15$ и $N_{BD\text{max}} \gg 1$ [1]. Эти оценки говорят о том, что световой импульс может быть задержан в естественно уширенных рубидиевых парах на время, в 15 раз превышающее его длительность. С другой стороны, как и раньше, импульс может быть задержан только на величину, равную его длительности в неоднородно уширенных атомных парах.

Влияние процессов волнового смещения можно снизить, увеличив w_{bc} . С этой точки зрения, пары Cs более пригодны в качестве среды для создания оптического ЗУ (ОЗУ), чем пары Rb. Это объясняет, почему полностью невырожденные системы, такие как Pb, допускают большую относительную групповую задержку [3].

ОПТИЧЕСКИЕ ЗУ

Обсудим качественно основные принципы когерентных оптических (импульсных) ЗУ (или просто ОЗУ), основанных на сохранении/остановке света в когерентных средах [8, 19], и покажем, почему подобные ОЗУ в горячих атомных парах мало пригодны для оптической буферизации.

В экспериментах с ОЗУ непрерывная управляющая волна, или импульс управления записи, выключается, когда сигнальный импульс полностью вошел в когерентную среду. Информация о когерентных и квантовых свойствах сигнала записывается в когерентную среду с помощью процесса *вынужденного рамановского рассеяния*. Атомная когерентность обладает долгим временем жизни, превышающим обратную величину ширины резонанса ЕП (уширенного за счет управляющего излучения) в момент, когда сигнальный импульс входит в эту среду. Теоретически сигнальный импульс должен быть полностью регенерирован после включения управляющего поля, или подачи импульса считывания. Управляющая волна рассеивается на атомной когерентности и генерирует сигнальный импульс. Это делает ОЗУ очень привлекательными для использования в качестве ОЛЗ, так как дает возможность получения большой задержки для сравнительно коротких импульсов.

Проблема ОЗУ – искажения формы сигнального импульса в процессе записи-считывания. Многочисленные эксперименты демонстрируют, что обычно только какой-то сегмент такого импульса запоминается в среде. В самом деле, чтобы заключить

весь импульс в атомную ячейку на первом этапе эксперимента с ОЗУ, параметр N_B должен быть больше 1, так как по определению $N_B \gg L/V_g t_B$, где t_B – длительность сигнального импульса, а V_g – групповая скорость этого импульса при его вхождении в атомную ячейку. Было показано, что в атомной ячейке N_B может быть больше 1 только в случае больших искажений или поглощения импульса. Поэтому маловероятно, что сигнальный импульс может быть целиком восстановлен в экспериментах с "остановленным светом" и в горячих атомных парах. Однако, несмотря на усечение формы сигнального импульса в процессе записи-считывания его квантовые свойства, такие как сжатие числа фотонов (photon-number squeezing), на которые форма импульса не оказывает существенного влияния, все же сохраняются и восстанавливаются.

ОЛЗ с использованием "остановленного света" более терпимы к малости величины N_B по сравнению с ОЛЗ, основанными на "медленном свете". Действительно, для получения задержки для одного импульса с использованием "остановленного света" нужно реализовать $N_B \gg 1$. При этом относительная задержка может быть очень большой и значительно превышать задержку в системе "медленного света". Наши оценки показывают, что эксперименты с горячими парами рубидия могут дать N_B порядка 1. Используя пары цезия, например, можно немного улучшить эту величину (учитывая меньшую эффективность процессов ЧВС), сделав ее достаточной для создания ОЛЗ.

В заключение отметим, что наши вычисления показали, почему все эксперименты с использованием "остановленного света" в горячих парах щелочных металлов, выполненные до сих пор, не позволили сохранить импульс целиком. На их основе, однако, нельзя утверждать, что это вообще невозможно.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы рассмотрели последовательность импульсов с 50%-ным заполнением битового интервала. Случай одиночного импульса может быть легко выведен из этого результата путем формального переопределения битовой скорости B как импульса с шириной спектра D_{Ω_B} . Тогда N_B теряет свое значение как число одновременно сохраняемых импульсов, хотя оно и остается равным t_f/t_B . Это значение, тем не менее, все еще должно быть больше 1, чтобы обеспечить задержку импульса на величину, большую его ширины. Поэтому результаты, полученные для последовательности импульсов, применимы и к случаю одиночного импульса.

Сравним теперь ОЛЗ на основе ЕП с оптоволоконной линией задержки (ОВЛЗ). Для обычной ОВЛЗ вместо $N_B = BL/V_g$ следует записать $L_f = cN_B/V_{nf}$, где n_f – ПП волокна (обычно 1,4–1,5). Типичные параметры для стандартного волокна: $a \pm 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, $b_2 \gg 50 \text{ фс}^2/\text{см}$, $b_3 \gg 500 \text{ фс}^3/\text{см}$. В отличие от ЕП-систем, ОВЛЗ более эффективны для коротких оптических импульсов и высоких скоростей передачи. Следовательно, ЕП-

ОЛЗ служат дополнением ОВЛЗ, учитывая, что ЕП-системы более эффективны для длинных оптических импульсов и низких скоростей передачи. Преимущества ЕП-ОЛЗ в том, что они имеют малые размеры и хорошо настраиваются изменением интенсивности поля управления. С другой стороны, малые достижимые значения N_B в ЕП-системах ограничивают их применение там, где используется волокно.

Основной вопрос, возникающий при оценке результатов наших исследований, – их общность. Мы не можем строго доказать, что принципиально концепции медленного и сохраняемого света бесполезны для реализации практических приложений типа ОЛЗ. Однако примеры, обсуждаемые в статье, ясно показывают, что подавляющее большинство ОЛЗ на базе темных состояний страдает от сильного остаточного поглощения и/или большого уровня волнового смещения. Большое число других трудностей применения оптически толстых когерентных сред для оптической буферизации, таких как *захват излучения* (radiation trapping) [23], не рассматривались в статье. В целом нужен анализ альтернативных путей формирования "медленного света" и изучение возможностей их практической реализации.

Один из таких альтернативных путей – использование цепочки оптических резонаторов в качестве ОЛЗ. Этот подход недавно привлек внимание многих исследователей [24,25]. Преимущество таких ОЛЗ – произвольность выбора рабочих длин волн, как и в ОВЛЗ, а также малые размеры и настраиваемость, как в ЕП-ОЛЗ. Преимущество резонаторных ОЛЗ перед ЕП-ОЛЗ – в их возможности реализовать большие значения N_B . В общем случае можно достичь показателя $N_B \approx 0,5$ на один резонатор. Это значит, что несколько последовательно соединенных резонаторов обеспечат большое N_B . Недостаток резонаторных ОЛЗ – в узкополосности резонаторной системы. Битовая скорость передачи в такой системе также ограничена сверху, как и в ЕП-ОЛЗ. Эта скорость в системе должна быть меньше, чем линейная ширина резонаторных мод, и, следовательно, меньше, чем *свободный спектральный диапазон* (FSR) резонаторов. Малых потерь при соединении большого числа резонаторов также трудно достичь.

ВЫВОДЫ

Мы показали, что, хотя пары идеальных трехуровневых Λ -атомов всегда можно использовать как эффективный оптический буфер для световых импульсов большой длины, описание поведения реальных Λ -систем более сложно. Показано, что естественно уширенная когерентная атомная среда, чье поведение описывается с помощью рассмотренных моделей, может применяться в качестве ОЛЗ, но горячие атомные пары нельзя использовать для этих же целей. Неоднородное уширение дает в результате относительное увеличение остаточного поглощения, дисперсии и нелинейности, которые существенно ухудшают характеристики ОЛЗ. В этом отношении ОЛЗ на основе цепочки

оптических резонаторов могут оказаться многообещающими по сравнению с EIT-системами.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.B.Matsko** et al. On the dynamic range of optical delay lines based on coherent atomic media. – *Opt. Express* 2005, Vol.13, No.6, p.2223.
2. **S.E.Harris, L.V.Hau**. Nonlinear optics at low light levels. – *Phys. Rev. Lett.* 1999, Vol.82, p.4611.
3. **A.Kasapi** et al. Electromagnetically induced transparency: propagation dynamics. – *Phys. Rev. Lett.*, 1995, Vol.74, p.2447.
4. **L.V.Hau** et al. Light speed reduction to 17 m/s in an ultracold atomic gas. – *Nature*, 1999, Vol.397, p.594.
5. **R.M.Camacho** et al. Low-distortion slow light using two absorption resonances. – *Phys. Rev. A*, 2006, Vol.73, p.063812.
6. **R.M.Camacho** et al. Slow light with large fractional delays by spectral hole-burning in rubidium vapor. – *Phys. Rev. A*, 2006, Vol.74, p.033801.
7. **R.W.Boyd** et al. Maximum time delay achievable on propagation through a slow-light medium. – *Phys. Rev. A*, 2005, Vol.71, p.023801.
8. **D.F.Phillips** et al. Storage of light in atomic vapor. – *Phys. Rev. Lett.*, 2001, Vol.86, p.783.
9. **Е.Б.Александров, В.С.Запасский**. Сказка об остановленном свете. – *УФН*, 2004, т.47, с.1033.
10. **M.Fleischhauer, M.D.Lukin**. Dark-state polaritons in the EIT. – *Phys. Rev. Lett.*, 2000, Vol.84, p.5094.
11. **M.D.Eisaman** et al. Shaping quantum pulses of light via coherent atomic memory. – *Phys. Rev. Lett.*, 2004, Vol.93, p.233602.
12. **G.P.Agrawal**. Nonlinear fiber optics. – Academic Press, New York, 2001.
13. **S.E.Harris** et al. Dispersive properties of the EIT. – *Phys. Rev. A*, 1992, Vol.46, p.29.
14. **L.Deng** et al. Propagation of light pulses in an ultra-cold atomic vapor: mechanism for the loss of the probe field. – *Opt. Commun.*, 2001, Vol.198, p.129.
15. **D.Budker** et al. Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation. – *Phys. Rev. Lett.*, 1999, Vol.83, p.1767.
16. **M.Stahler** et al. Coherent population trapping resonances in thermal ^{85}Rb vapor: D_1 versus D_2 line excitation. – *Opt. Lett.*, 2002, Vol.27, p.1472.
17. **M.D.Lukin** et al. Spectroscopy in dense coherent media: line narrowing and interference effects. – *Phys. Rev. Lett.*, 1997, Vol.79, p.2959.
18. **M.M.Kash** et al. Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas. – *Phys. Rev. Lett.*, 1999, Vol.82, p.5229.
19. **A.S.Zibrov** et al. Transporting and time reversing light via atomic coherence. – *Phys. Rev. Lett.*, 2002, Vol.88, p.103601.
20. **M.D.Lukin** et al. Resonant nonlinear optics in phase-coherent media. – *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, 2000, Vol.42, p.347.
21. **Y.Rostovtsev** et al. From laser-induced line narrowing to the EIT in a Doppler-broadened system. – *J. Mod. Opt.*, 2002, Vol.49, p.2501.
22. **M.Jain** et al. Efficient nonlinear frequency conversion with maximal atomic coherence," – *Phys. Rev. Lett.* 77, 4326–4329 (1996).
23. **A.B.Matsko** et al. Radiation trapping in coherent media. – *Phys. Rev. Lett.*, 2001, Vol.87, p.133601.
24. **J.E.Heebner** et al. Slow light, induced dispersion, enhanced nonlinearity, and optical solitons in a resonator-array waveguide. – *Phys. Rev. E*, 2002, Vol.65, p.036619.
25. **J.E.Heebner** et al. Optical transmission characteristics of fiber ring resonators. – *IEEE J. Quantum. Electron.*, 2004, Vol.40, p.726.