

Отрицательная групповая скорость светового импульса в парах цезия

А.М.Акульшин^{*,**}, А.Чиммино^{*}, Дж.И.Опат^{*}

Эффект когерентного светоиндуцированного поглощения в парах цезия обуславливает беспрецедентно сильную аномальную дисперсию, что приводит к распространению излучения с малой по абсолютной величине отрицательной групповой скоростью V_g . В результате импульс резонансного света появляется на выходе из среды раньше нерезонансного. Полученное в эксперименте время опережения соответствует групповой скорости $V_g \approx -c/3600$, что на порядок меньше V_g , приведенного в работе Wang L.J., et al. Nature, 406, 277 (2000).

Ключевые слова: аномальная дисперсия, групповая скорость, замедление света, светоиндуцированное поглощение.

Эксперименты по «замедлению» и «остановке» света [1, 2], привлекая всеобщее внимание, стимулировали интерес к распространению оптического излучения в средах с сильной дисперсией. В поглощающей среде волновой пакет распространяется с групповой скоростью $V_g = c/(n + vdn/dv)$, где c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления; v – частота излучения. При сильной нормальной дисперсии ($dn/dv > 0$) групповая скорость на несколько порядков меньше скорости света в вакууме, что и было наглядно продемонстрировано в [1]. В случае аномальной дисперсии ($dn/dv < 0$) групповая скорость может быть больше c . Это не противоречит теории относительности, которая ограничивает скоростью света в вакууме лишь скорость распространения сигнала. Более того, при достаточно сильной аномальной дисперсии ($|vdn/dv| \gg n$) групповая скорость V_g принимает отрицательные значения. Это проявляется в том, что импульс резонансного света выходит из среды раньше, чем он полностью в нее войдет, и таким образом «опережает» нерезонансный импульс, который распространяется со скоростью c , на время $\Delta T = (L/c - L/V_g) > 0$, где L – протяженность резонансной среды. Если $|V_g| \ll c$, то опережение ΔT можно легко определить даже при $L \sim 1$ см.

Данное явление, которое противоречит нашим обычным представлениям, было впервые зарегистрировано в линейно поглощающей среде [3]. Относительно недавно в парах цезия было получено распространение светового импульса с $V_g \approx -c/310$ [4] за счет аномальной дисперсии в спектральной области между двумя резонансами рамановского усиления.

В настоящей работе исследуется распространение импульса резонансного света с отрицательной групповой скоростью в атомной среде, где сильная аномальная дисперсия сформирована благодаря эффекту когерентного светоиндуцированного поглощения (КСИП) [5, 6].

Значительная аномальная дисперсия обычно ассоциируется с сильно поглощающей оптически плотной средой. Однако даже относительно небольшие вариации поглощения и, следовательно, показателя преломления в очень узкой спектральной области приводят к беспрецедентно сильной аномальной дисперсии [7]. Следует отметить, что предельная ширина резонанса КСИП определяется временем релаксации подуровней основного, а не возбужденного состояния, что делает ее на несколько порядков уже ширины внутридоплеровских резонансов насыщенного поглощения.

Оптическая схема эксперимента представлена на рис.1. В качестве резонансной среды использовались пары атомов цезия, которые находились в отпаянной стеклянной кювете длиной 2 см и диаметром 1.4 см. Давление буферного газа не превышало 10^{-4} Тор. Концентрация атомов цезия варьировалась в диапазоне $(0.2 - 7) \times 10^{11}$ см $^{-3}$ путем изменения температуры кюветы. Произвольно ориентированное лабораторное магнитное поле ослаблялось магнитным экраном примерно в 500 раз. Соленоид, в котором находилась кювета, позволял формировать в среде однородное продольное магнитное поле.

Источником резонансного излучения с шириной линии не более 1 МГц служил диодный лазер с внешним резонатором. Полезная мощность коллимированного излучения при настройке лазера на D $_2$ -линию поглощения Cs ($\lambda = 852$ нм) составляла около 15 мВт. Когерент-

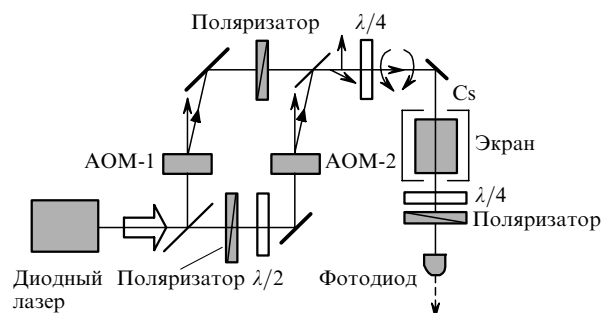


Рис.1. Оптическая схема эксперимента.

^{*}School of Physics, The University of Melbourne, Victoria 3010, Australia; tel: +61-3 8344 7403, e-mail: a.akulshin@physics.unimelb.edu.au

^{**}Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

ная суперпозиция магнитных подуровней, которая приводит к увеличению поглощения резонансного излучения и аномальной дисперсии, была получена в результате двухфотонных переходов в бихроматическом поле. Две взаимно когерентные компоненты бихроматического излучения (пробная и управляющая) с варьируемой частотной отстройкой были приготовлены с помощью двух акустооптических модуляторов (АОМ), на которые подавались сигналы с двух радиочастотных генераторов с перестраиваемой ($\nu_1 = 80 \pm 5$ МГц) и фиксированной ($\nu_2 = 80$ МГц) частотами. Таким образом, разность оптических частот $\delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ могла изменяться в пределах 10 МГц.

При диаметре поперечного сечения бихроматического поля около 1 см интенсивность управляющей и пробной компонент в среде составляла 3.2 и 0.6 мВт/см² соответственно. Противоположная направленность циркулярных поляризаций двух компонент задавалась поляризаторами и четвертьволновой пластинкой. Из непрерывного пробного излучения могли формироваться импульсы гауссовой формы путем подачи управляющего напряжения на соответствующий АОМ. После прохождения кюветы интенсивность пробной компоненты регистрировалась с помощью быстрого фотодиода и цифрового осциллографа, а управляющая компонента отсекалась поляризатором.

Поглощение пробной компоненты в парах Cs при настройке лазера на вершину доплеровски уширенной линии на переходах $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3, 4, 5)$ в отсутствие управляющей компоненты составляло 60%. При наличии управляющей волны поглощение пробной возрастало до 80% вследствие индуцированной низкочастотной когерентности магнитных подуровней, приготовленной за счет двухфотонных рамановских $\sigma^- \rightarrow \sigma^+$ переходов в бихроматической волне (рис.2). Резонанс когерентного поглощения наблюдался практически при нулевой разности частот $\delta\nu$ в случае вырождения магнитных подуровней. Полная ширина резонанса на полувысоте составляла $\Delta\nu \approx 0.25$ МГц.

Следует отметить, что из-за доплеровского уширения линии взаимодействие излучения с атомами Cs происходит на трех оптических переходах. Проекция скорости в резонансных скоростных группах на направление лазерного луча V_i определяется отстройкой частоты лазера ν от частоты ν_i соответствующего перехода: $V_i = 2\pi \times (\nu_i - \nu)/k$. При этом вклады когерентных эффектов в по-

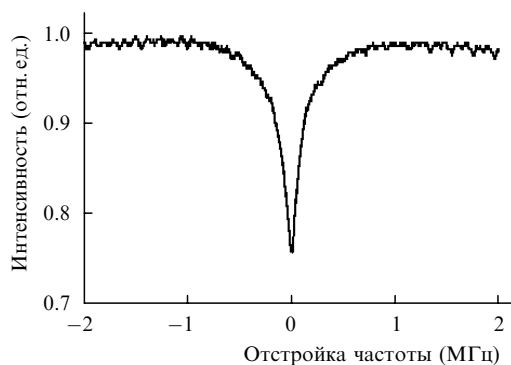


Рис.2. Зависимость интенсивности пробной компоненты после прохождения кюветы с парами Cs в присутствии управляющей волны от разности частот $\delta\nu$ при настройке частоты лазера на оптический переход $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$.

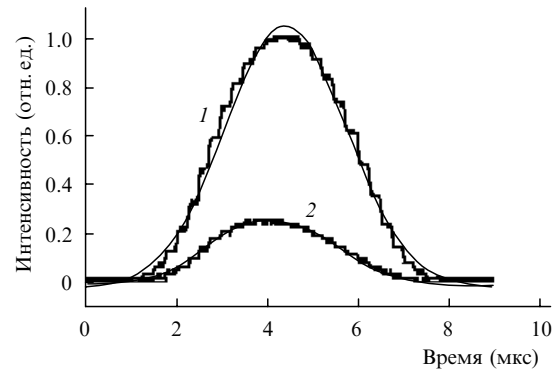


Рис.3. Интенсивности пробных импульсов после прохождения кюветы с парами Cs для нерезонансного (1) и резонансного (2) излучения, полученные усреднением 64 импульсов на цифровом осциллографе. Тонкими линиями изображены расчетные контуры. Положения вершин расчетных контуров для нерезонансного и резонансного излучения соответствуют 4.404 ± 0.003 мкс и 4.165 ± 0.003 мкс.

глощение пробной волны в этих группах различны. На циклическом переходе $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ создается так называемая яркая когерентная суперпозиция магнитных подуровней, которая ответственна за увеличение поглощения и аномальную дисперсию (условия наблюдения эффекта КСП сформулированы в [5]). На открытых переходах $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3, 4)$ формируется непоглощающая когерентность магнитных подуровней вследствие эффекта светоиндуцированного просветления (electromagnetically induced transparency) [8], уменьшающая поглощение пробной компоненты. Однако оптическая накачка на нерезонансный подуровень основного состояния $6S_{1/2}(F=3)$ существенно уменьшает населенность этих резонансных групп. Таким образом, вклад резонансной группы, взаимодействующей на циклическом переходе, преобладает, что приводит к интегральному росту поглощения.

Вблизи когерентного резонанса поглощения среда обладает сильной аномальной дисперсией ($dn/d\nu < 0$). Именно в этой спектральной области следует ожидать значительного изменения групповой скорости резонансного света. Оценка V_g проводилась по времени опережения импульсом пробного резонансного излучения импульса нерезонансного излучения, который распространяется со скоростью c . В этом случае фиксированная частотная отстройка $\delta\nu$ была меньше ширины резонанса: $\delta\nu \ll \Delta\nu$. Для минимизации искажения импульса при распространении в среде его спектральная ширина должна быть меньше ширины области аномальной дисперсии. Это условие обеспечивает равные групповые скорости для всех спектральных компонент волнового пакета, ограничивая тем самым длительность импульса снизу. Таким образом, для резонанса КСП, приведенного на рис.2, длительность пробного импульса должна быть больше, чем $\Delta t \approx 1/(2\pi\Delta\nu) = 0.7$ мкс.

Пробные импульсы гауссовой формы длительностью 2.7 мкс после прохождения кюветы с парами Cs в присутствии непрерывного управляющего поля представлены на рис.3. При настройке лазера на вершину доплеровски уширенной линии $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}$ помимо уменьшения амплитуды импульса наблюдался сдвиг его максимума. Незначительное искажение формы даже для относительно короткого импульса позволило аппроксимировать полученный импульс гауссовым контуром и

таким образом, исключив субъективный фактор, определить положение вершины. В результате нелинейного взаимодействия резонансного излучения с атомами Cs максимум импульса был зарегистрирован на 0.240 ± 0.004 мкс раньше, чем если бы импульс проходил такое же расстояние в вакууме. Время опережения ΔT составляет почти 9 % от длительности импульса. По времени ΔT с учетом протяженности среды ($L = 2$ см) была определена групповая скорость $V_g \approx -c/3600$. Поскольку $V_g \approx c/(v \, dn/dv)$, легко сделать оценку аномальной дисперсии среды, обусловленной эффектом КСП: $dn/dv \approx c/(vV_g) \approx -1.02 \times 10^{-11} \text{ Гц}^{-1}$.

Дисперсия среды, как и групповая скорость, зависит от многих параметров. В частности, аномальная дисперсия $|dn/dv|$ увеличивалась, а скорость V_g уменьшалась по абсолютной величине с ростом концентрации атомов Cs. Однако такое увеличение дисперсии имеет очевидное ограничение. Уменьшение ширины резонанса КСП за счет увеличения времени взаимодействия атомов с излучением в лазерной ловушке или в кювете с буферным газом, который не разрушает когерентность магнитных подуровней в основном состоянии, представляется более перспективным для дальнейшего увеличения аномальной дисперсии.

Следует также обратить внимание на то, что приведенное выше значение дисперсии как минимум на порядок больше, чем в [4], где аномальная дисперсия паров Cs в специальной кювете с антирелаксационным покрытием

стенок и буферным газом была получена при 60 %-ном поглощении, т. е. фактически за счет эффекта светоиндуцированного просветления.

В заключение отметим, что несмотря на «протivoестественный» характер распространения света с отрицательной групповой скоростью, он никоим образом не противоречит принципу причинности, а является следствием классической электродинамики [9]. Среда с сильной, легко управляемой дисперсией, которая приводит к гигантским вариациям групповой скорости излучения, могут представлять интерес при обработке и передаче оптической информации.

1. Hau L.V., et al. *Nature*, **397**, 594 (1999); Kash M.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 5229 (1999).
2. Liu C., et al. *Nature*, **409**, 490 (2001); Phillips D.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 783 (2001).
3. Chu S., Wong S. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 738 (1982).
4. Wang L.J., Kuzmich A., Dogariu A. *Nature*, **406**, 277 (2000); Dogariu A., Kuzmich A., Wang L.J. *Phys. Rev. A*, **63**, 053806 (2001).
5. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **57**, 2996 (1998); Lezama A., Barreiro S., Akulshin A.M. *Phys. Rev. A*, **59**, 4732 (1999).
6. Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 776 (1999); Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **61**, R011802 (2000).
7. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4277 (1999).
8. Arimondo E. *Progress in Optics*, **35**, 257 (1996); Harris S.E. *Physics Today*, **50**, № 7, 36 (1997).
9. Garret C.G.B., McCumber D.E. *Phys. Rev. A*, **1**, 305 (1970).