

Эффективный режим электромагнитно индуцированной прозрачности в кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$

Р. А. Ахмеджанов¹⁾, А. А. Бондарцев, Л. А. Гущин, И. В. Зеленский

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 2 августа 2011 г.

В работе представлены результаты экспериментального и численного исследования эффекта электромагнитно индуцированной прозрачности в кристалле $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$. Для создания спектрально изолированной Л-системы использовалась специально приготовленная среда из ансамбля частиц с неоднородной шириной, меньшей сверхтонкого расщепления как верхнего, так и нижнего рабочих уровней. Продемонстрировано существенное увеличение просветления по сравнению со средой без подготовки. Показано, что ограничение степени просветления в условиях эксперимента определяется особенностями аппаратуры (“размазыванием” пика пропускания инструментальным контуром, определяемым длительностью пробного импульса).

К настоящему времени было предложено несколько способов хранения информации, переносимой фотонами (см., например, [1]). Один из наиболее перспективных подходов использует явление “медленного” и “остановленного” света в когерентно приготовленных средах, связанное с формированием режима электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП). Оно открывает возможности хранения оптического импульса в среде в форме ЭИП-поляритона (связанное состояние фотона и спиновой когерентности) с последующим его считыванием [2, 3]. Базовым в этом подходе является использование сред, в которых возможна реализация эффективных режимов (практически со стопроцентным просветлением) электромагнитно индуцированной прозрачности. Убедительная экспериментальная демонстрация возможности хранения оптической информации на основе ЭИП-поляритона приведена в работе [4], в которой авторам удалось осуществить многократное считывание информации при использовании облака охлажденных до сверхнизких температур ($\sim 0.9 \text{ мK}$) атомов. Существенным недостатком газовых сред является движение атомов, что приводит к ограничению времени хранения порядка нескольких миллисекунд. Поэтому представляет интерес перенос концепции ЭИП-поляритона в конденсированные среды [5]. Такие среды обладают рядом преимуществ: высокая плотность активных (рабочих) частиц, отсутствие деградации (стирания информации) из-за диффузии атомов и т.д., что делает их весьма привлекательными для создания схем хранения оптической (в том числе квантовой) информации. Наложение магнитного поля и радиочастотных импульсов поз-

воляет довести время хранения оптической информации в неорганических кристаллах, активированных ионами редкоземельных металлов, до секунд [6]. Можно ожидать, что создание такого рода устройств для хранения оптической (тем более на уровне нескольких фотонов) информации стимулирует поиск новых материалов и способов реализации эффективных (с максимальным уровнем просветления) режимов электромагнитно индуцированной прозрачности.

В настоящей работе мы представляем результаты экспериментов по реализации режима электромагнитно индуцированной прозрачности в специально приготовленной среде из ансамбля ионов Pr^{3+} , внедренных в LaF_3 . Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение одночас-

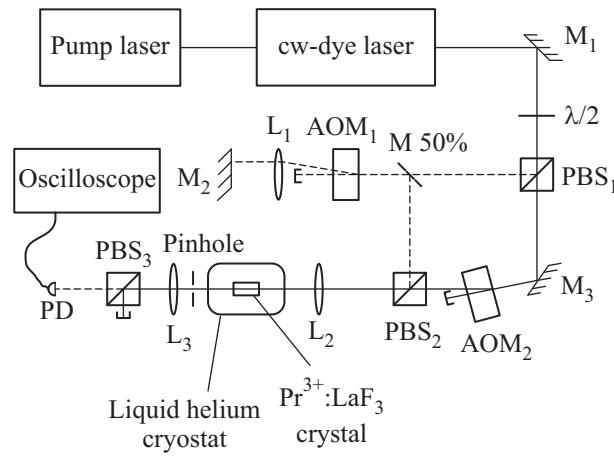


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: АОМ – акустооптический модулятор, М – зеркало, L – линза, PBS – поляризационный делитель пучка, $\lambda/2$ – пластинка в полдлины волны. Лазер на красителе (выходная мощность $\sim 800 \text{ мВт}$, ширина $\sim 1 \text{ МГц}$)

¹⁾ e-mail: rinat@appl.sci-nnov.ru

тотного лазера на красителе (Tekhnoscan DYE-SF-07) расщеплялось на два пучка при помощи поляризационного делителя. Один пучок использовался в качестве управляющего (показан на рис. 1 сплошной линией), другой – в качестве пробного (штриховая линия). Соотношение интенсивностей в пучках контролировалось полуволновой пластинкой, расположенной перед делителем. Для создания необходимой частотной отстройки между управляющим и пробным излучением они направлялись на два акустооптических модулятора (ИАиЭ СО РАН), включенных один в двухпроходной, а другой в однопроходной схеме. После прохождения акустооптических модуляторов пучки совмещались на поляризационном делителе и фокусировались на кристалле ($4 \times 4 \times 10 \text{ mm}^3$), расположенному в гелиевом криостате (рабочая температура 2 К). В центре кристалла диаметр фокального пятна был $\sim 100 \text{ мкм}$. После прохождения кристалла управляющее излучение отсекалось поляризационным делителем (призмой Глана). Пробное излучение регистрировалось фотодиодом.

В экспериментах использовался переход между уровнями ${}^3\text{H}_4(\Gamma_1)$ и ${}^1\text{D}_2(\Gamma_1)$, длина волны 592,5 нм. Каждый из этих уровней расщеплен на три двукратно вырожденных сверхтонких подуровня, как показано на правой части рис. 2. Ниже мы будем использовать

дов между сверхтонкими подуровнями приведены в работе [7]. Исходя из данных этой работы наиболее оптимальными трехуровневыми Л-схемами для реализации режима электромагнитно индуцированной прозрачности являются схемы с двумя нижними, $1/2g$ и $3/2g$, с общим верхним, $1/2e$ или $3/2e$, подуровнями. Необходимо отметить, что в условиях большого неоднородного уширения оптического перехода (много больше сверхтонкого расщепления) вклад в поглощение пробного излучения дают также группы частиц, не вовлеченные в режим электромагнитно индуцированной прозрачности. Это означает, что ожидать эффективного просветления нельзя. Кроме того, частота перехода $3/2g - 1/2e$ практически совпадает с частотой перехода $1/2g - 5/2e$. Следовательно, при работе с такой Л-схемой, когда пробное излучение действует на переход $1/2g - 1/2e$, а управляющее – на переход $3/2g - 1/2e$, вклад в уменьшение поглощения пробного излучения может дать эффект откачки населенности управляющим полем с уровня $1/2g$ на уровни $3/2g$ и $5/2g$, что также снизит наблюдаемый контраст ЭИП-резонанса. Чтобы избавиться от этих проблем, мы выделяли группу частиц с неоднородной шириной порядка 1 МГц (определяется шириной спектра излучения лазера на красителе), используя оптическую накачку. В основе методики такой селекции лежит эффект выжигания долгоживущих провалов в спектре поглощения: сначала с помощью определенной последовательности импульсов выжигается провал в некотором спектральном диапазоне, а далее осуществляется процесс обратной перекачки узкой (в спектральном смысле) группы частиц (см., например, [8]). Последовательность импульсов, используемая нами для процедуры селекции, следующая (нулевая частота соответствует переходу $1/2g - 1/2e$).

1-й этап. Выжигание спектральной дырки в окрестности перехода $1/2g - 1/2e$ ($\pm 3 \text{ МГц}$); 100 циклов импульсов длительностью 1.7 мкс с шагом 200 кГц; интервал между циклами 600 мкс.

2-й этап. Выжигание спектральной дырки в окрестности перехода $3/2g - 3/2e$ ($13.2 \pm 3 \text{ МГц}$); 100 циклов импульсов длительностью 1.7 мкс с шагом 200 кГц; интервал между циклами 600 мкс.

3-й этап. Выжигание спектральной дырки в окрестности перехода $5/2g - 5/2e$ ($33.6 \pm 3 \text{ МГц}$); 100 циклов импульсов длительностью 1.7 мкс с шагом 200 кГц; интервал между циклами 600 мкс.

4-й этап. Выжигание спектральной дырки в диапазоне $-3 - 15.2 \text{ МГц}$; 300 циклов импульсов длительностью 1.7 мкс с шагом 200 кГц; интервал между циклами 600 мкс.

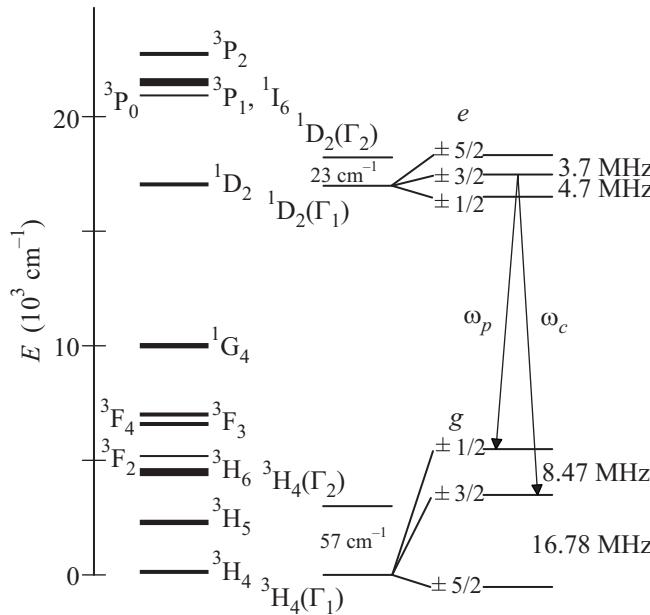


Рис. 2. Схема уровней ионов Pr^{3+} в LaF_3

следующие обозначения: буквы “*g*” и “*e*” обозначают основной и возбужденный электронные уровни; в указании спина сверхтонкого подуровня опускается знак “ \pm ”. Относительные интенсивности переходов

5-й этап. Десять импульсов на частоте 33.6 МГц длительностью 50 мкс; интервал между импульсами 600 мкс.

6-й этап. Пробные (считывающие) импульсы: сканирование частоты в диапазоне –3–36.6 МГц с шагом 64 кГц; длительность каждого импульса 1.7 мкс.

Спектр пробного излучения после процедуры селекции представлен на рис. 3. Отчетливо видны пилы и провалы в спектре.

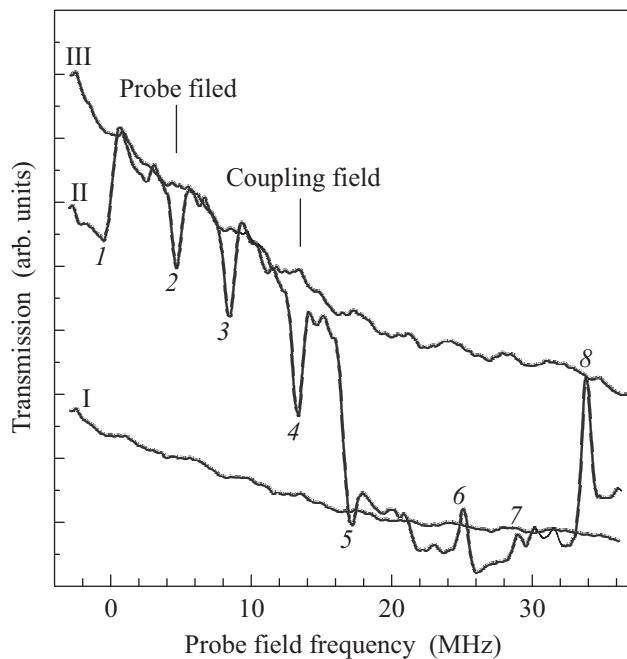


Рис. 3. Спектры прохождения пробного излучения без процедуры селекции (I), после процедуры селекции (II) и вне линии поглощения (III). Числами обозначены провалы и пики в спектре пропускания пробного излучения, соответствующие различным переходам между уровнями сверхтонкой структуры: 1) $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$; 2) $\pm 1/2 \rightarrow \pm 3/2$; 3) $\pm 1/2 \rightarrow \pm 5/2$, $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$; 4) $\pm 3/2 \rightarrow \pm 3/2$; 5) $\pm 3/2 \rightarrow \pm 5/2$; 6) $\pm 5/2 \rightarrow \pm 1/2$; 7) $\pm 5/2 \rightarrow \pm 3/2$; 8) $\pm 5/2 \rightarrow \pm 5/2$

ки и провалы в спектре прохождения, соответствующие всем девятым переходам между сверхтонкими подуровнями перехода $^3\text{H}_4(\Gamma_1) \rightarrow ^1\text{D}_2(\Gamma_1)$. Характерное время перераспределения населенностей на нижних подуровнях (определенное по времени релаксации пиков поглощения при изменении времени между этапами 5 и 6) составляет величину порядка 0.5 с. После селекции ансамбля частиц мы можем выделить определенную Л-конфигурацию уровней. В наших экспериментах использовались переходы $3/2g - 3/2e$ для управляющего и $1/2g - 3/2e$ для пробного полей (см. рис. 3). Импульсы для селекции группы частиц и считывания производились акустооптическим

модулятором, включенным по двухпроходной схеме, а управляющий импульс – акустооптическим модулятором, включенным по однопроходной схеме. Интенсивность управляющего импульса менялась при помощи набора нейтральных фильтров. Снималась разность спектров прохождения пробного излучения в присутствии и в отсутствие управляющего поля (рис. 4). Видно, что включение управляющего по-

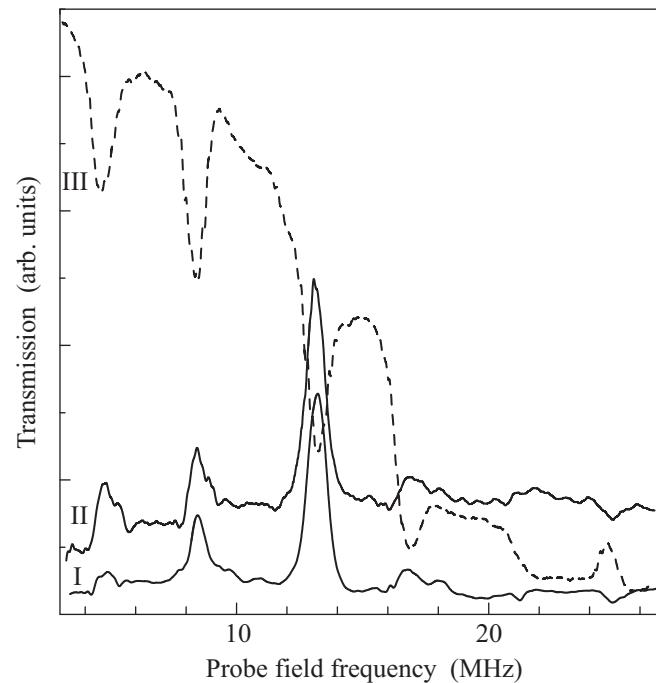


Рис. 4. Разность спектров прохождения пробного излучения в присутствии и в отсутствие управляющего поля: I – управляющее и пробное поля разнесены во времени; II – совмещены во времени; III – спектр прохождения пробного излучения без управляющего поля

ля вызывает уменьшение поглощения на переходах $3/2g - 1/2e$, $3/2g - 3/2e$, $3/2g - 5/2e$ и $1/2g - 3/2e$. Изменение поглощения на первых трех переходах вызвано откачкой населенности за счет управляющего поля с подуровня $3/2g$ на другие сверхтонкие подуровни, а на последнем – подавлением поглощения за счет эффекта электромагнитно индуцированной прозрачности. Отметим, что в случае, когда управляющий импульс (той же длительности и интенсивности, что и в предыдущем случае) генерируется непосредственно перед последовательностью считающих (пробных) импульсов, подавление поглощения на переходе $1/2g - 3/2e$ практически отсутствует (рис. 4). Это означает, что оно вызвано не перераспределением населенности в присутствии сильного управляющего поля (поскольку время релаксации населенности порядка 0.5 с, что существенно больше

длительности как управляющего, так и серии считающих импульсов). Небольшое уменьшение коэффициента поглощения может быть вызвано, например, недостаточным качеством процедуры селекции ансамбля частиц.

Ширина профиля ЭИП (разность спектров поглощения в присутствии и в отсутствие управляющего поля в окрестности перехода $1/2g - 3/2e$) практически не зависит от интенсивности управляющего излучения. Это означает, что полевое уширение существенно меньше ширины свертки неоднородного контура низкочастотного перехода и “инструментального контура”, определяемого длительностью пробного импульса.

Величина просветления в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности $((k_2 - k_1)/k_2) \cdot 100\%$, где k_1 и k_2 – коэффициенты поглощения в присутствии и в отсутствие управляющего поля в центре перехода $1/2g - 3/2e$ линейно зависит от частоты Раби управляющего поля (рис. 5), что вполне естественно в условиях, когда частота Раби управляющего поля меньше неоднородной ширины низкочастотного перехода (см., например, [9]). При максимальной

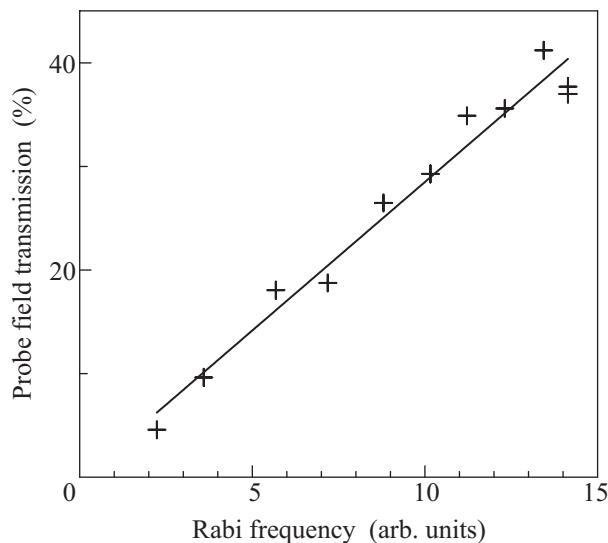


Рис. 5. Зависимость величины просветления от частоты Раби управляющего лазерного излучения

мощности управляющего излучения (200 мВт) величина просветления возрастает до 40% (по сравнению с уровнем в отсутствие управляющего поля). Это в несколько раз превышает результаты, полученные в работе [10] без предварительной селекции в таком же кристалле при сходных экспериментальных условиях, но уступает результатам, полученным в работе [11], где достигнуто 96-процентное просветление.

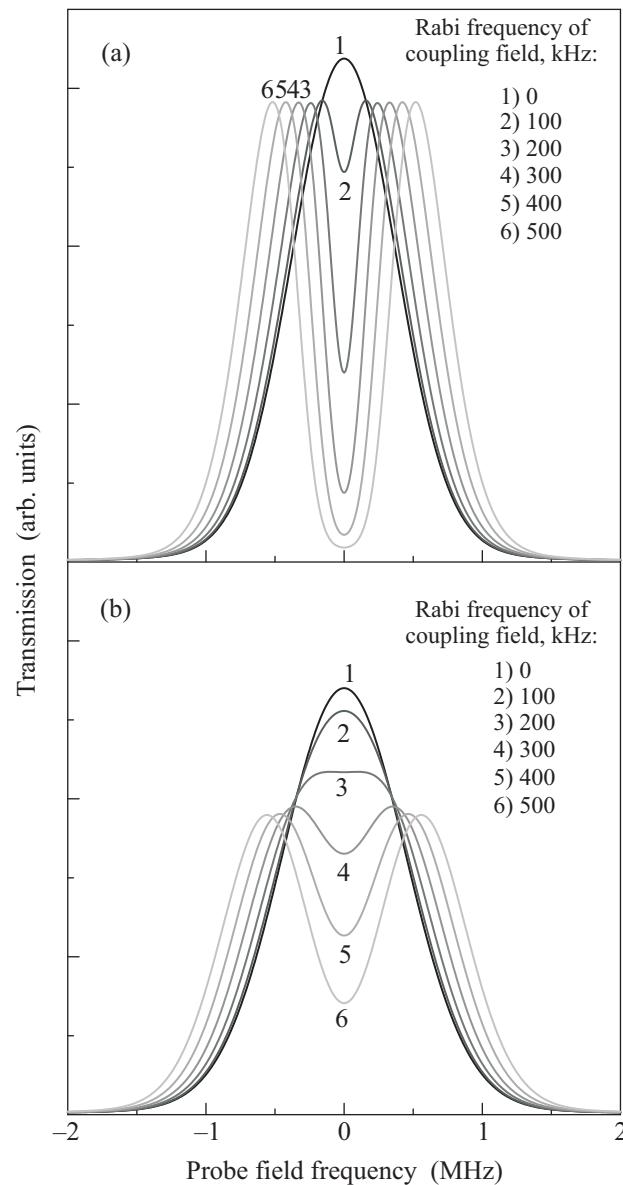


Рис. 6. Расчетные спектры прохождения пробного излучения

Для интерпретации полученных результатов проводилось численное моделирование. Решалась система уравнений для элементов матрицы плотности для модельной Л-системы, дополненной не взаимодействующим со световыми волнами уровнем, связанным с рабочими уровнями релаксационными процессами. Пробное излучение считалось слабым. Неоднородная ширина оптического перехода принималась равной 1 МГц (см. рис. 3). Профиль линии аппроксимировался гауссовым. Ширина сверхтонкого перехода $1/2g - 3/2g$, найденная в экспериментах по двойному радиооптическому резонансу, составила величину, равную 250 кГц, что практически совпадает с

литературными данными [12]. Время жизни населения на верхнем оптическом уровне, измеренное по времени спада флуоресценции при импульсном возбуждении перехода $3/2g - 3/2e$, оказалось равным 200 мкс (520 мкс по данным работы [13]). Рассчитывался спектр пропускания слабого пробного излучения при различных интенсивностях управляющего поля. Результаты численного расчета представлены на рис. 6а, б. На рис. 6б представлены спектры пропускания пробного поля после свертки с “аппаратной функцией”, определяемой в нашем случае шириной спектра пробных импульсов, соответствующей длительности 1.7 мкс (длительность пробного импульса ограничена параметрами генератора, используемого для управления акустооптическим модулятором). Из рис. 6а и 6б также следует, что ограничение в росте пропускания связано с аппаратурными особенностями и что при использовании более длинных импульсов пробного излучения возможно достижение практически полного просветления. Отметим, что автотры [11] имели возможность работать с пробными импульсами с шириной спектра порядка 50 кГц.

Таким образом, показано, что использование отселектированного по частоте внутри неоднородного контура ансамбля ионов редкоземельных металлов, допированных в неорганические кристаллы, позволяет существенно увеличить степень просветления среды в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-02-97050-р_поволжье_а, 11-02-97079-р_поволжье_а).

1. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Nature Photonics* **3**, 706 (2009).
2. M. Fleischhauer and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5094 (2000).
3. M. Fleischhauer and M. D. Lukin, *Phys. Rev. A* **65**, 022314 (2002).
4. C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).
5. M. Johnsson and K. Mølmer, *Phys. Rev. A* **70**, 032320 (2004).
6. E. Fraval, M. J. Sellars, and J. J. Longdell, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 030506 (2005).
7. L. E. Erickson, *Phys. Rev. B* **16**, 4731 (1977).
8. M. Nilsson, L. Rippe, S. Kröll et al., *Phys. Rev. B* **70**, 214116 (2004).
9. K. Ichimura, K. Yamamoto, and N. Gemma, *Phys. Rev. A* **58**, 4116 (1998).
10. R. Akhmedzhanov, L. Gushin, E. Kuznetsova et al., *J. Mod. Opt.* **53**, 2449 (2006).
11. Ph. Goldner, O. Guillot-Noël, F. Beaudoux et al., *Phys. Rev. A* **79**, 033809 (2009).
12. L. E. Erickson, *Opt. Commun.* **21**, 147 (1977).
13. A. K. Rebanea, C. W. Thiel, R. K. Mohan, and R. L. Cone, *Proc. of SPIE* **7611**, 76110H-1 (2010).