

Экспериментальное исследование группового замедления резонансного излучения в вырожденных системах

Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский¹⁾

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 12 февраля 2004 г.

Экспериментально исследована зависимость групповой задержки модуляции поляризации и интенсивности от поляризации электромагнитной волны для различных переходов между компонентами сверхтонкой структуры линии поглощения D_1 ^{87}Rb . Обнаружено, что задержка модуляции поляризации существенно зависит от структуры вырождения резонансного перехода и в общем случае от эллиптичности поляризации световой волны. Продемонстрировано, что на переходах, не обладающих темным состоянием, задержки модуляции поляризации не возникает. Исследована зависимость поляризационной задержки от угла эллиптичности поляризации. Измерены задержки модуляции интенсивности резонансного излучения, показано, что они наблюдаются на всех переходах линии D_1 ^{87}Rb и не зависят от поляризации.

PACS: 42.25.Ja, 42.50.Gy

Открытие когерентного пленения населенности (КПН) и электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) стимулировало исследование резонансных нелинейных эффектов в средах с наведенной атомной когерентностью [1–3]. Формирование окна прозрачности при резонансном взаимодействии волновых полей в многоуровневых системах сопровождается заметным увеличением трассы распространения лазерного излучения. Сильная дисперсия среды в условиях ЭИП приводит к аномально сильному замедлению сигнала импульса в поле волны накачки. При специальном режиме управления излучением возможна и “остановка света”, то есть, фактически, реализация оптической памяти [4, 5]. Сочетание малой скорости распространения волнового пакета и увеличения трассы взаимодействия полей в резонансных условиях делает режим ЭИП перспективным для реализации различных нелинейных эффектов.

Наибольшее распространение для реализации эффектов КПН и ЭИП получили системы с вырождением. Это связано как с широкой распространенностью вырожденных систем, так и с их явными преимуществами. В частности, в случае точного резонанса равенство частот используемых полей в таких схемах позволяет, фактически, свести к нулю доплеровское уширение соответствующего ЭИП двухфотонного перехода, кроме того, возможность использования общего источника для генерации взаимодействующих волн позволяет существенно улучшить когерентность возбуждающих воздействий. В связи с

этим вырожденные системы оказываются удобными для наблюдения ЭИП и широко применяются в эксперименте. В частности, так называемая остановка света получена на переходе $5s_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5p_{1/2}$, $F = 1$ ^{87}Rb [4]. Следует также отметить, что явление ЭИП в системах, вырожденных по магнитному квантовому числу, предлагается использовать для измерения магнитного поля [6–9].

Возникновение КПН в вырожденных системах связано с поляризационным разделением каналов возбуждения. При этом поведение системы начинает существенно зависеть от взаимной ориентации поляризаций оптических полей. Пленение населенности происходит в так называемом темном состоянии – невзаимодействующей с полем суперпозиции подуровней. Существование темного состояния и пленение населенности в нем являются общим свойством вырожденных систем и хорошо изучены. В частности, КПН в двухуровневой системе, вырожденной по магнитным подуровням, взаимодействующей с поляризованным излучением, детально исследовано в первых работах по теории этого явления [10, 11].

При изучении ЭИП в вырожденных системах традиционная схема исследования поведения слабой сигнальной волны в поле мощной волны накачки становится условной, так как существует произвол в выборе поляризации соответствующих волн. В теоретической работе [12] был предложен общий подход для исследования эволюции волны с медленно меняющейся поляризацией, резонансно взаимодействующей со средой из вырожденных атомов в условиях КПН. При этом было показано, что изменение поля-

¹⁾e-mail: zelensky@appl.sci.nnov.ru

ризации световой волны распространяется через такую среду с эффективной групповой скоростью, существенно меньшей скорости света, причем данная скорость зависит от поляризации волны и типа рассматриваемого перехода.

Другим эффектом, присущим многоуровневым системам, является задержка изменения интенсивности резонансной световой волны, связанная с откачкой населенности на долгоживущие уровни, не взаимодействующие с полем [13]. Роль такого уровня в вырожденных системах, очевидно, может играть темное состояние.

В представленной работе экспериментально изучалась зависимость групповой задержки изменения поляризации и интенсивности от поляризации электромагнитной волны для различных переходов между компонентами сверхтонкой структуры линии поглощения D_1 ^{87}Rb . С целью уменьшения влияния возмущающих факторов, таких как паразитные магнитные поля измерения проводились в чистых парах рубидия без буферного газа при относительно высокой интенсивности лазерного излучения 100 мВт/см^2 [8]. Наблюдаемые в данных условиях задержки были относительно малы, $0.5\text{--}2 \text{ мкс}$ (соответствует средней групповой скорости $25\text{--}100 \text{ км/с}$), однако достаточны для измерения их зависимости от поляризации.

Схема экспериментальной установки для исследования групповой задержки изменения поляризации представлена на рис.1а. В качестве источника монохроматического излучения использовался полупроводниковый лазер с внешним резонатором 1. На выходе лазера излучение было линейно поляризовано. Поляризация дополнительно контролировалась с помощью поляризатора 2. С помощью ячейки Поккельса 3 поляризация световой волны изменялась от линейной до круговой и модулировалась вблизи среднего значения с частотой $\sim 60 \text{ кГц}$ и глубиной модуляции $\sim 10\%$. Лазерный луч с поперечным сечением $2 \times 5 \text{ мм}$ проходил через цилиндрическую кювету 4, диаметром 56 мм и длиной 55 мм с парами рубидия. Для уменьшения влияния лабораторного магнитного поля использовался магнитный экран 8. Концентрация паров рубидия в кювете варьировалась с помощью нагревателя 9. Сигнал регистрировался с помощью системы, состоящей из четвертьволновой пластинки 5, поляризатора 6, и фотодиода 7. Четвертьволновая пластинка 5 и поляризатор 6 могли вращаться вокруг оси, что позволяло регистрировать модуляцию вблизи произвольной эллиптической поляризации излучения.

Среди переходов между сверхтонкими компонентами линии поглощения D_1 (рис.2) переход $F =$

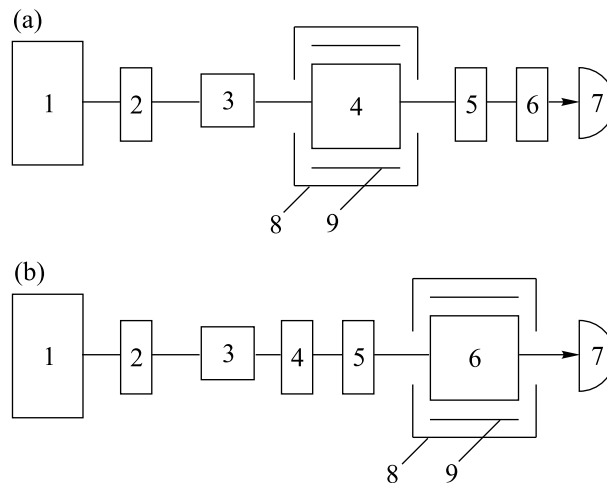


Рис.1. (а) Схема установки для исследования задержки модуляции поляризации: 1 – лазер, 2 – поляризатор, 3 – ячейка Поккельса, 4 – кювета с парами ^{87}Rb , 5 – четвертьволновая пластинка, 6 – поляризатор, 7 – фотодиод, 8 – магнитный экран, 9 – нагреватель; (б) схема установки для исследования задержки модуляции интенсивности: 1 – лазер, 2 – поляризатор, 3 – ячейка Поккельса, 4 – поляризатор, 5 – четвертьволновая пластинка, 6 – кювета с парами ^{87}Rb , 7 – фотодиод, 8 – магнитный экран, 9 – нагреватель

$= 1 \rightarrow F' = 2$ не обладает темным состоянием, переходы $F = 1 \rightarrow F' = 1$, $F = 1 \rightarrow F' = 1$ име-

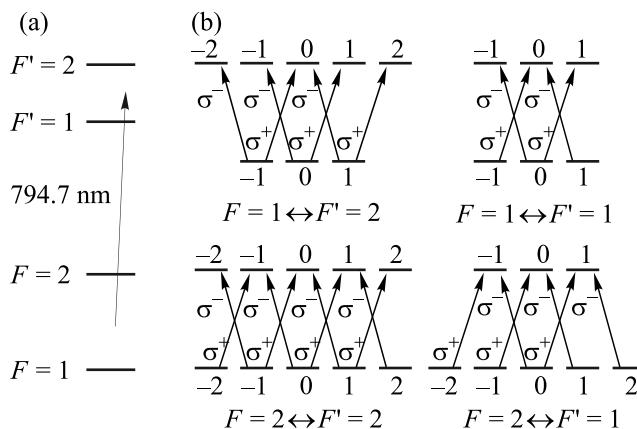


Рис.2. (а) Схема сверхтонкой структуры линии D_1 ^{87}Rb ; (б) схема переходов между уровнями сверхтонкой структуры линии D_1 ^{87}Rb . На рисунке показаны магнитные подуровни соответствующих уровней, цифрами обозначено магнитное квантовое число, стрелками – разрешенные переходы для правой, σ^+ , и левой, σ^- , циркулярной поляризации

ют простое одномерное темное состояние и переход $F = 1 \rightarrow F' = 1$ имеет двойное (двумерное) темное состояние, то есть для каждой фиксированной

поляризации световой волны имеется двумерное пространство среди подуровней нижнего уровня, не взаимодействующее с резонансным электромагнитным полем [10, 11]. Измерения показали, что на переходе $F = 1 \rightarrow F' = 2$ задержка распространения поляризационной структуры отсутствует. Для переходов $F = 1 \rightarrow F' = 1$ и $F = 2 \rightarrow F' = 2$ наблюдалась групповая задержка изменения поляризации. Данная задержка не зависела от азимутального угла поворота поляризации, что объясняется аксиальной симметрией исследуемой системы. Для перехода $F = 1 \rightarrow F' = 1$ задержка не зависела также и от эллиптичности. Для перехода $F = 2 \rightarrow F' = 2$ задержка распространения модуляции поляризации оказалась зависящей от средней эллиптичности поляризации световой волны, причем задержка оказалась максимальной для линейной поляризации и минимальной для круговой. Полученные данные согласуются с теоретическими представлениями, развитыми в работе [12]. На переходе $F = 2 \rightarrow F' = 1$ ситуация оказалась более сложной: кроме задержки поляризационной структуры наблюдались ее изменение и деполаризация излучения. Такое поведение, очевидно, связано со сложной структурой темного состояния данного перехода и требует дополнительного исследования. Следует отметить что модуляция поляризации при частоте 60 кГц и глубине 10% не приводила к заметному изменению поглощения на переходе, что соответствует адиабатическому характеру перестройки темного состояния в условиях эксперимента [3].

Максимальные задержки распространения поляризационной структуры для перехода $F = 2 \rightarrow F' = 2$ наблюдались при концентрации паров рубидия $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Соответствующая зависимость групповой задержки изменения поляризации τ от среднего угла эллиптичности ϵ приведена на рис.3. Видно, что задержка распространения поляризационной структуры для линейной поляризации $\epsilon = 0^\circ$ более чем в три раза превышает задержку для круговой $\epsilon = 45^\circ$. При увеличении концентрации величина задержки начинала уменьшаться, что можно объяснить влиянием реабсорбции излучения, то есть разрушением атомной когерентности переизлученным светом [14–16]. Измеренная в аналогичных условиях групповая задержка поляризационной структуры на переходе $F = 1 \rightarrow F' = 1$ не зависела от поляризации излучения и составляла 0.75 ± 0.10 мкс.

Наряду с задержкой изменения поляризации, в эксперименте также исследовалась задержка изменения интенсивности резонансной световой волны, аналогичная наблюдавшейся ранее в кристалле руби-

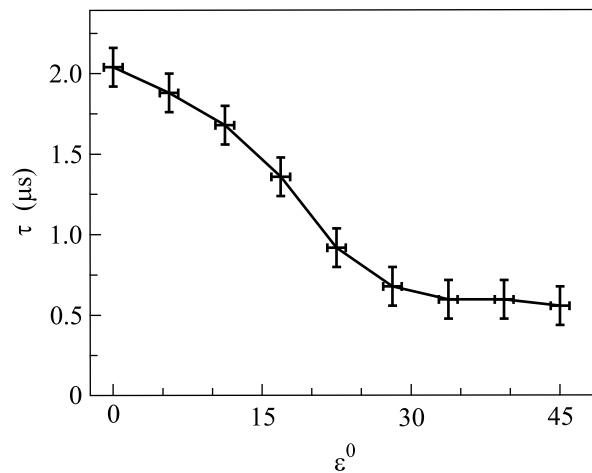


Рис.3. Зависимость групповой задержки изменения поляризации τ от среднего угла эллиптичности поляризации ϵ электромагнитной волны резонансной переходу $F = 2 \rightarrow F' = 2$ линии поглощения D_1 ^{87}Rb

на [13]. Схема установки для исследования задержки модуляции интенсивности приведена на рис.2б. Излучение лазера 1, проходя через линейный поляризатор 2 попадало на ячейку Поккельса 3, к которой было приложено переменное напряжение с частотой 60 кГц и напряжение смещения. Проходя через поляризатор 4, лазерный луч приобретал линейную поляризацию и амплитудную модуляцию. Четвертьволновая пластинка позволяла изменять поляризацию излучения от линейной до круговой. Проходящее через кювету с парами ^{87}Rb , установленную внутри магнитного экрана 8 с нагревателем 9, излучение регистрировалось с помощью фотодиода 7. Исследовалась задержка модуляции интенсивности резонансной световой волны для различных переходов между компонентами сверхтонкой структуры линии D_1 ^{87}Rb .

Исследования показали, что в условиях эксперимента по наблюдению поляризационных задержек (интенсивность лазерного излучения $\sim 100 \text{ мВт/см}^2$, концентрация паров рубидия $\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) задержки модуляции интенсивности не превышают 0.5 мкс для всех переходов линии D_1 ^{87}Rb . Измерения проведенные при большей концентрации, $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, и меньшей интенсивности, 50 мВт/см^2 , дали следующие результаты: 1.2 ± 0.2 мкс, 0.4 ± 0.2 мкс, 1.2 ± 0.2 мкс, 2.0 ± 0.2 мкс для переходов $F = 1 \rightarrow F' = 2$, $F = 1 \rightarrow F' = 1$, $F = 2 \rightarrow F' = 2$, $F = 2 \rightarrow F' = 1$. Малая величина задержки для перехода $F = 1 \rightarrow F' = 1$ была связана с малой силой осциллятора данного перехода (в 5 раз меньше, чем у остальных). Было установлено, что задержка модуляции интенсивности не зависит от поляризации из-

лучения в пределах точности измерений. Отметим, что задержка изменения интенсивности существует на переходе $F = 1 \rightarrow F' = 2$, для которого задержки поляризационной структуры не наблюдалось, это, по-видимому, связано с оптической перекачкой населенности на уровень $F = 2$.

В работе экспериментально изучалось групповое замедление модуляции поляризации и интенсивности световой волны, резонансно взаимодействующей со средой из вырожденных атомов. Исследования показали, что эволюция поляризации резонансного излучения существенным образом зависит от структуры вырождения рассматриваемого перехода. Для переходов, не обладающих темным состоянием, замедления модуляции поляризации не возникает. На переходах с одномерным темным состоянием наблюдалась групповая задержка модуляции поляризации, аналогичная замедлению распространения электромагнитной волны в условиях ЭИП. В наиболее простой конфигурации (переход $F = 1 \rightarrow F' = 1$) поляризационная задержка не зависит от поляризации излучения. На переходах с более сложной структурой вырождения наблюдается зависимость задержки модуляции поляризации от поляризации резонансной волны. Подобная зависимость может привести к искажению формы поляризационного импульса при распространении через среду. Данные результаты хорошо согласуются с выводами теоретической работы [12]. На переходах с двумерным темным состоянием кроме задержки поляризационной структуры наблюдается ее изменение и деполаризация излучения. Такое поведение, очевидно, связано со сложной структурой темного состояния и нуждается в дополнительном исследовании. Задержка изменения интенсивности лазерного излучения наблюдалась на всех исследуемых переходах. Замедление распространения изменения интенсивности связано с откачкой населенности на долгоживущие уровни, не взаимодействующие с полем. Роль такого уровня может играть как темное состояние, так и долгоживущие нерезонансные уровни. Следует отметить, что задержка изменения интенсивности не зависит от поляризации

и в аналогичных условиях оказывается в несколько раз меньше поляризационных задержек.

Полученные результаты могут оказаться важными для решения различных фундаментальных и прикладных проблем нелинейной оптики, в частности задачи о хранении и обработки оптической и в перспективе квантовой информации. Авторы признательны Л. А. Гущину, А. Г. Литваку и В. А. Миронову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 03-02-17234 и # 03-02-17176).

1. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, УФН **163(9)**, 1 (1993).
2. E. Arimondo, Prog. Opt., **XXXV**, 257 (1996).
3. A. B. Matsko, O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev et al., Adv. in At., Mol., and Opt. Phys., **46**, 191 (2001).
4. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair et al., PRL **86**, 783 (2001).
5. O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, and M. O. Scully, PRL **86**, 628 (2001).
6. R. Wynands and A. Nagel, Appl. Phys. **B68**, 1 (1999).
7. Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский, Письма в ЖЭТФ **76**, 493 (2002).
8. П. Н. Анисимов, Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский, Е. А. Кузнецова, ЖЭТФ **124**, 973 (2003).
9. П. М. Анисимов, Р. А. Ахмеджанов, И. В. Зеленский и др., ЖЭТФ **124**, 973 (2003).
10. В. С. Смирнов, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **96**, 1613 (1989).
11. А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **98**, 81 (1990).
12. И. В. Зеленский, В. А. Миронов, ЖЭТФ **121**, 1068 (2002).
13. M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, and R. W. Boyd, PRL, **90**, 133903 (2003).
14. I. Novikova, A. B. Matsko, and G. R. Welch, Opt. Lett. **26**, 1076 (2001).
15. I. Novikova and G. R. Welch, J. Mod. Opt. **49**, 349 (2002).
16. A. B. Matsko, I. Novikova, M. O. Scully, and G. R. Welch, PRL **87**, 133601 (2001).