

Наблюдение резонансов насыщения в неоднородно уширенном контуре селективного отражения от паров рубидия высокой плотности

В. А. Саутенков, С. А. Саакян, А. А. Бобров, А. А. Назаров и Б. Б. Зеленер
Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., д. 13, стр. 2, Москва,
Россия

E-mail: bobozel@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2025 г.

Аннотация. В работе описано исследование спектров нелинейного селективного отражения от внутренней поверхности окна ячейки с атомными парами рубидия высокой плотности, где дипольное самоуширение рабочего перехода $5S_{1/2}-5P_{3/2}$ доминировало над уширением из-за теплового движения атомов. Эксперимент был проведен в схеме выжигания провалов в исследуемых спектрах с применением пробного лазера и лазера накачки. При настройке частоты лазера накачки в центр перехода и при небольшой отстройке зарегистрированы резонансы насыщения в максимуме контура селективного отражения и в крыле контура. Наблюдение насыщенных резонансов в спектральных контурах селективного отражения подтверждает неоднородный характер самоуширения резонансных переходов в атомных парах высокой плотности.

1. ВВЕДЕНИЕ

В атомных газовых средах высокой плотности, в которых диполь-дипольное самоуширение резонансных переходов доминирует по сравнению доплеровской шириной, вкладом теплового движения атомов можно пренебречь [1, 2]. Самоуширение Γ_0 в невозмущенном газе с атомной плотностью N можно оценить по формуле $\Gamma_0 = KN$, где коэффициент $K/2\pi \approx 10^{-16}$ ГГц см⁻³. В теоретической работе 1973 года [3] было показано, что частотный сдвиг насыщенного резонансного перехода в плотном газе двухуровневых атомов определяется нормированной разностью населенностей основного и возбужденного состояний (нелинейный сдвиг Лоренца). При этом в выражении для диэлектрической проницаемости спектральная ширина перехода рассматривалась как постоянная величина. В публикации [4] сообщаются результаты измерения самоуширения и сдвига Лоренца резонансных переходов в атомных парах калия высокой плотности. Модифицированный теоретический подход к рассмотрению спектральных свойств атомных газов высокой плотности предложен в работе [5]. В предложенной модели обсуждается возможность неоднородного уширения резонансных переходов при статическом механизме диполь-дипольных взаимодействий между атомами. Для экспериментальной проверки однородного или неоднородного характера уширения оптических спектров предлагается использовать методы спектроскопии насыщения [6]. Цитируемая статья [5] мотивировала экспериментальное исследование нелинейного селективного отражения от атомных паров высокой плотности [7]. В эксперименте с парами рубидия использовались два перестраиваемых лазера: слабый пробный и мощный насыщающий. Частота пробного лазера сканировалась по спектру селективного отражения на резонансном переходе $5S_{1/2}-5P_{3/2}$. Частота насыщающего лазера настраивалась в крыло атомного перехода, где длина поглощения значительно превышала длину волны излучения. Нерезонансное оптическое возбуждение приводило к некогерентной перекачке атомов из основного состояния в возбужденное состояние из-за пленения излучения и межатомной передачи возбуждения. Регистрировался спектральный контур отражения пучка пробного излучения от поверхности разде-

ла между окном кюветы и парами рубидия. При некогерентном оптическом насыщении атомного перехода ширина спектрального контура отражения уменьшалась. В результате сравнения экспериментальных и расчетных спектров селективного отражения получено, что дипольное самоуширение резонансного перехода линейно зависит от населенности основного состояния атомов. Зависимость самоуширения от некогерентного насыщения объяснена в [7] статическим механизмом диполь-дипольных межатомных взаимодействий [5]. Последующие работы [8, 9] подтвердили полученные экспериментальные результаты и их интерпретацию. Обзор результатов изучения нелинейного селективного отражения от плотных атомных паров до 2011 года представлен в [10].

Последние результаты экспериментальных исследований резонансно насыщенного селективного отражения от паров рубидия высокой плотности с использованием слабого пробного и мощного насыщающего лазеров представлены в статьях [11–15]. В этих экспериментальных работах частота пробного излучения сканировалась по резонансному переходу (D_2 -линия), а частота насыщающего излучения фиксировалась в центральной части перехода. В статье [14] обсуждаются зарегистрированные спектральные зависимости коэффициента отражения для пробного лазерного пучка. Эксперименты были проведены с парами рубидия при различной атомной плотности. Увеличение интенсивности насыщающего излучения приводило к спектральному сужению и уменьшению коэффициента отражения. При высоких интенсивностях насыщающего излучения наблюдалось сравнительно небольшое изменение коэффициента отражения пробного излучения в окрестности частоты лазера накачки.

В следующей работе [15] эксперименты проведены с максимально доступной величиной самоуширения $\Gamma_0/2\pi = 40$ ГГц при нагреве ячейки с парами рубидия до температуры 427 °С. Для повышения спектрального разрешения анализировались спектральные зависимости производной по частоте $dR/d\nu$ спектральных зависимостей коэффициента отражения R . Нелинейный спектральный отклик соответствовал однородному уширению перехода. Высокое спектральное разрешение позволило зарегистрировать расщепление спектра на два симметричных резонанса при сильном насыщении

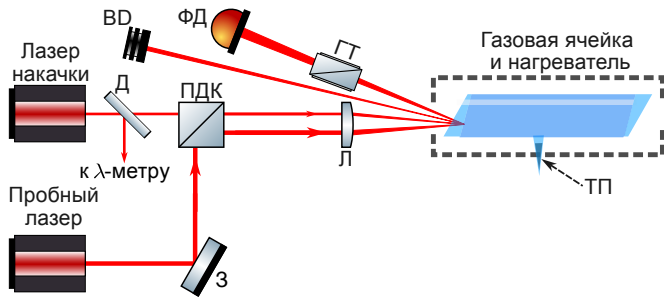


Рисунок 1. Схема установки включает основные компоненты: пробный лазер, лазер накачки, λ -метр, газовую ячейку с парами рубидия, включая термопару ТП, и вспомогательные элементы: Д — светоделительная пластинка, З — зеркало, ПДК — поляризационный светоделительный кубик, Л — линза, ГТ — поляризатор Глана-Томсона, ФД — фотодетектор, ВД — поглотитель отраженного насыщающего пучка.

оптическим полем накачки. Появление узкой симметричной структуры объяснено в рамках модели “одетых атомных состояний”. Анализ спектров подтвердил однородный характер самоуширения из-за влияния многочастичных взаимодействий.

Согласно теоретической работе [5] в атомных газах высокой плотности возможно неоднородное уширение резонансных переходов. В нашей последней работе [16] изучались нелинейные спектры нормализованного коэффициента отражения и их производных по частоте при различных атомных плотностях и различной интенсивности насыщающего излучения. С ростом плотности обнаружен переход от неоднородного к однородному самоуширению переходов. В настоящей работе мы исследовали неоднородное уширение при различных отстройках частоты насыщающего излучения для фиксированной концентрации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектроскопические эксперименты проводились с парами рубидия высокой плотности $N = 1.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на переходе $5S_{1/2}-5P_{3/2}$. При такой атомной плотности величина самоуширения $\Gamma_0/2\pi$ оценивается на уровне 19 ГГц [14]. В эксперименте использовался пробный лазер и мощный лазер накачки. Частота пробного лазера сканировалась по спектру селективного отражения. Таким образом, использовалась схема спектрального выжигания провалов: интенсивный лазер накачки с фиксированной частотой насыщал атомы, резонансные с его излучением, а сканируемый слабый пробный лазер регистрировал вызванное насыщением локальное изменение спектрального контура селективного отражения. Перестройка пробного лазера калибровалась по спектру насыщенного поглощения в дополнительной рубидиевой ячейке при комнатной температуре. Схема установки приведена на рисунке 1.

Отстройка пробного лазера отсчитывалась от частоты сверхтонкой компоненты перехода ^{85}Rb : $5S_{1/2}(F=3)-5P_{3/2}(F=4)$. На рисунках 2 и 3 эта частота обозначена как нулевая отстройка пробного излучения $\Delta_{\text{пр}}/2\pi$. Пучки пробного излучения и насы-

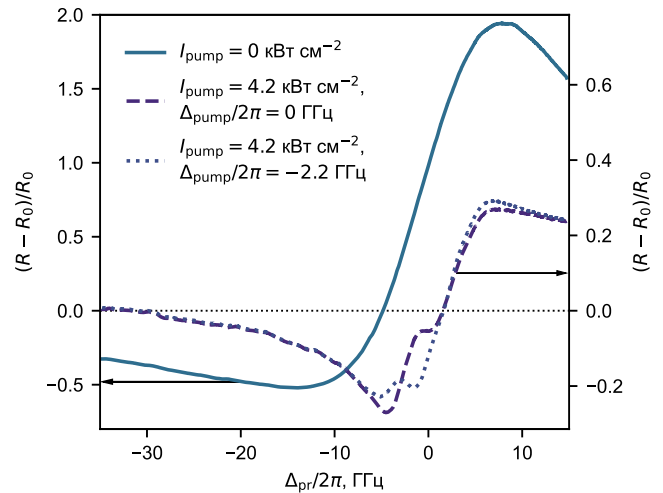


Рисунок 2. Спектральная зависимость нормализованного коэффициента отражения δR в отсутствие насыщающего излучения представлен сплошной кривой. Кривые δR , полученные при интенсивности пучка насыщающего излучения $I_{\text{рump}} = 4.2 \text{ кВт см}^{-2}$ при нулевой отстройке лазера накачки $\Delta_{\text{рump}}/2\pi = 0$ обозначены фиолетовыми штрихами, и при отрицательной отстройке $\Delta_{\text{рump}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$ — синими точками.

щающего излучения направлялись на поляризационный светоделительный кубик. После кубика параллельные оптические пучки с ортогональной поляризацией фокусировались на внутренней поверхности окна высокотемпературной ячейки с парами рубидия. Углы падения лазерных пучков на внутреннюю поверхность окна ячейки были близки к нормальному. Окна были изготовлены из граната, в котором отсутствует двойное лучепреломление. Высокое качество ортогонально поляризованных пучков излучения позволяет устранить возможное взаимодействие пучков через модуляцию разности населенностей основного и возбужденного состояний атомов из-за интерференции оптических полей [17]. Изменение мощности отраженного пробного пучка регистрировалось фотодетектором. Сигнал с фотодетектора записывался и анализировался с помощью осциллографа и компьютера. Зарегистрированный коэффициент отражения R нормализовался относительно нерезонансного отражения от поверхности раздела окно/вакуум $R_0 = 0.085 \pm 0.004$. В работе используется следующее соотношение для нормализованного коэффициента отражения: $\delta R = (R - R_0)/R_0$. Ошибка измерения нормализованного коэффициента отражения определялась погрешностью R_0 . Измеренные спектральные зависимости δR представлены на рисунке 2.

Оптическое насыщение приводит к спектральному сужению контура и уменьшению коэффициента отражения. На частотах лазера накачки (отстройки $\Delta_{\text{рump}}/2\pi = 0$ и $\Delta_{\text{рump}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$) наблюдаются деформация кривых δR . Для реализации более высокого спектрального разрешения мы используем производную по частоте $dR/d\nu$, полученную с применением методов компьютерной обработки данных [15]. Спектральные зависимости производной $dR/d\nu$, полученные при различных экспериментальных условиях, представлены

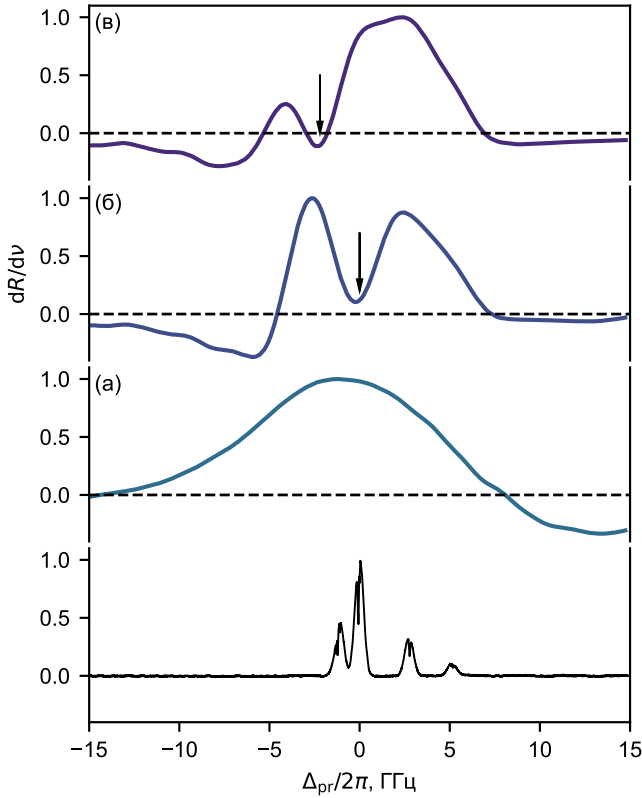


Рисунок 3. Кривая 3(а) записана в отсутствие насыщающего лазерного пучка ($I_{\text{pump}} = 0$), кривая 3(б) записана с насыщающим пучком $I_{\text{pump}} = 4.2 \text{ кВт см}^{-2}$ при нулевой отстройке $\Delta_{\text{pump}}/2\pi = 0$, кривая 3(в) записана при интенсивности $I_{\text{pump}} = 4.2 \text{ кВт см}^{-2}$ и отрицательной отстройке $\Delta_{\text{pump}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$. Стрелками указаны частоты лазера накачки. На нижней панели представлен калибровочный спектр насыщенного поглощения в рубидиевой ячейке при комнатной температуре.

на рисунке 3. Следует отдельно отметить спектральную зависимость в нижней части рисунка 3, которая является калибровочным спектром насыщенного поглощения в рубидиевой ячейке при комнатной температуре.

Ширину резонансного перехода, которая включает самоуширение Γ_0 и вклад сверхтонкой структуры перехода, можно определить по интервалу $\Delta\nu_{\text{SR}} = 23 \text{ ГГц}$ между пересечениями спектрального контура производной $dR/d\nu$ с нулевым уровнем сигнала на рисунке 3(а). Напомним, что “нули” зависимости $dR/d\nu$ совпадают по частоте с экстремумами нормированного коэффициента δR , который пропорционален реальной части функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega - \omega_0)$. Гладкий контур на рисунке 3(а) заметно изменяется при оптическом насыщении селективного отражения интенсивным пучком излучения лазера накачки. При настройке частоты насыщающего излучения на переход $5S_{1/2}(F = 3) - 5P_{3/2}(F' = 4)$ в центре спектрального контура формируется резонанс насыщения (рисунок 3(б)). При отстройке частоты насыщающего излучения на $\Delta_{\text{pump}}/2\pi = -2.2 \text{ ГГц}$ резонанс насыщения проявляется в низкочастотном крыле контура (рисунок 3(в)). Грубую оценку ширины общего спектрального контура можно получить измерением частотного интервала между крайними пересечениями кривой

$dR/d\nu$ с нулевым уровнем сигнала. Для спектральных контуров на рисунках 3(б) и 3(в) этот частотный интервал $\Delta\nu_{\text{SR}} \approx 13 \text{ ГГц}$. Для корректного измерения ширин зарегистрированных спектральных резонансов необходимо будет провести сравнение экспериментальных кривых и теоретических подгоночных функций. Для этого требуется расширение существующей линейной теории диполь-дипольных взаимодействий [5] на оптически насыщенные атомные газовые среды высокой плотности.

Представленные результаты наблюдения насыщенных резонансов в спектральных контурах селективного отражения подтверждают неоднородный характер самоуширения резонансных переходов в наших экспериментальных условиях. Интересной задачей является исследование переключения от неоднородного к однородному уширению с ростом атомной концентрации N .

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально подтвержден неоднородный характер диполь-дипольного самоуширения резонансных переходов в атомных парах рубидия высокой плотности. Эксперимент был проведен в схеме выжигания провалов в исследуемом спектрах с применением пробного лазера и лазера накачки. При настройке частоты лазера накачки в центр перехода, а также при небольших отстройках, нами были зарегистрированы резонансы насыщения как в максимуме контура селективного отражения, так и в его крыле. Появление насыщенных резонансов в спектрах селективного отражения свидетельствует о неоднородном вкладе в самоуширение резонансных переходов в плотных атомных парах. Полученные результаты могут быть полезны для развития теоретического описания спектральных свойств оптически насыщенных атомных газовых сред высокой плотности, а также для исследования многочастичных взаимодействий в ультрахолодной неидеальной плазме с оптическими переходами [18, 19].

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № 075-00269-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sobel'man I I, Vainshtein L A and Yukov E A 1995 *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Springer Berlin, Heidelberg)
2. Lewis E L 1980 *Phys. Rep.* **58** 1–71
3. Friedberg R, Hartmann S and Manassah J 1973 *Phys. Rep.* **7** 101–179
4. Maki J J, Malcuit M S, Sipe J E and Boyd R W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 972
5. Leegwater J A and Mukamel S 1994 *Phys. Rev. A* **49** 146
6. Letokhov V S and Chebotayev V P 1977 *Springer Series in Optical Sciences. Nonlinear laser spectroscopy* vol 4 (Springer Verlag, Berlin)
7. Sautenkov V A, van Kampen H, Eliel E R and Woerdman J P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3327
8. van Kampen H, Sautenkov V A, Smeets C J C, Eliel E R and Woerdman J P 1999 *Phys. Rev. A* **59** 271
9. Li H, Sautenkov V A, Rostovtsev Y V and Scully M O 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 065203

10. Sautenkov V A 2011 *Laser Phys. Lett.* **8** 771
11. Sautenkov V A, Saakyan S A and Zelener B B 2021 *J. Russ. Laser Res.* **42** 405–11
12. Бобров А А, Саакян С А, Саутенков В А и Зеленер Б Б 2021 *Письма в ЖЭТФ* **114** 604–7
13. Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A, Morozov N and Zelener B B 2022 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **278** 108007
14. Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A, Khalutornykh L and Zelener B B 2024 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **328** 109153
15. Саутенков В А, Саакян С А, Бобров А А и Зеленер Б Б 2025 *Письма в ЖЭТФ* **122** 330–335
16. Sautenkov V, Saakyan S, Bobrov A and Zelener B B 2026 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **351** 109796
17. Саутенков В А, Саакян С А, Бобров А А, Вильшанская Е В и Зеленер Б Б 2023 *Квант. электрон.* **53** 69–73
18. Зеленер Б Б, Вильшанская Е В, Саакян С А, А Саутенков В, Зеленер Б В и Фортов В Е 2021 *Письма в ЖЭТФ* **113** 92–95
19. Zelener B B, Vilshanskaya E V, Morozov N V, Saakyan S A, Bobrov A A, Sautenkov V A and Zelener B V 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 115301