Нелинейное пленение излучения в атомных парах рубидия высокой плотности при оптическом возбуждении лазерным пучком малого диаметра

В. А. Саутенков[1], С. А. Саакян[1], А. А. Бобров[1], А. А. Назаров[1,2] и Б. Б. Зеленер[1,2]

[1] Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

[2] Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), Каширское шоссе, 31, Москва 115409, Россия

E-mail: bobozel@mail.ru

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2024 г.

Аннотация. Выполнено исследование спектральной зависимости нелинейного пленения излучения в атомных парах рубидия высокой плотности, где самоуширение резонансного перехода $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$ было больше доплеровского уширения. В эксперименте зарегистрирована ретрофлуоресценция, возбуждаемая узким лазерным пучком с диаметром 0.12 мм. Измерено эффективное время пленения излучения при различных интенсивностях лазерного пучка. Проведено краткое сравнение некоторых полученных результатов с данными из нашей публикации 2020 года, где диаметр пучка был в полтора раза больше. Предложены перспективные исследования атомных паров высокой плотности.

1. ВВЕДЕНИЕ

В атомном газе высокой плотности, где диполь-дипольное уширение резонансного перехода значительно превышает доплеровскую ширину, тепловым движением атомов можно пренебречь. В таких газовых средах можно ожидать проявление новых нелинейных оптических эффектов. В лабораторных условиях большинство опытов проводится с доступными атомными парами металлов. Для настроенного на резонанс слабого монохроматического излучения длина поглощения в атомных парах практически не зависит от атомной плотности и составляет примерно одну десятую длины волны, $l_{abs} \approx 0.1\lambda$. При таких условиях стандартные методы спектроскопии поглощения не пригодны для изучения центральной части резонансного перехода. В качестве альтернативного спектроскопического метода может быть использовано селективное отражение от поверхности раздела между окном кюветы и резонансной газовой средой. По спектрам линейного селективного отражения от атомных паров калия высокой плотности были определены частотные сдвиги Лоренца и спектральные ширины резонансных переходов [1]. Измеренные ширины хорошо согласуются с расчетными величинами диполь-дипольного уширения, полученными по известному соотношению [2]:

$$\Gamma_j = K_j N, \tag{1}$$

здесь N — концентрация атомов, K_j — коэффициент для выбранного перехода j.

Оптическое насыщение селективного отражения от атомных паров высокой плотности было реализовано как в режиме нерезонансного возбуждения (частота насыщающего лазера отстроена в спектральное крыло перехода), так и в режиме резонансного лазерного возбуждения (частоты лазеров настроены внутри центральной части спектрального контура перехода). Исследования проводились с парами рубидия и калия.

Некоторые типичные результаты, полученные с нерезонансным насыщающим излучением, приведены в [3–5]. В обсуждаемых экспериментах частота слабого пробного лазерного пучка сканировалась, и спектры селективного отражения регистрировались. Частота лазера накачки была зафиксирована в спектральном крыле резонансного перехода. Нерезонансное оптическое возбуждение атомов имеет некогерентный характер из-за эффекта пленения излучения, впервые проанализированного в основополагающих теоретических работах Бибермана и Холстейна [6–8]. Эффективное время пленения τ_{eff} в резонансной атомной среде может значительно превышать естественное время излучения индивидуальным атомом τ_{nat}. В простом соотношении [8]:

$$\tau_{eff} = G\tau_{nat} \tag{2}$$

фактор G соответствует среднему количеству переизлучений фотонов в резонансной атомной среде. Отсутствие когерентных эффектов упрощает анализ экспериментальных результатов. Анализ спектров селективного отражения показывает, что диполь-дипольное самоуширение Γ убывает с увеличением оптического насыщения перехода. Полученная зависимость самоуширения Γ от населенности основного состояния атомов N_g

$$\Gamma = KN_g \tag{3}$$

объясняется квазистатическим механизмом диполь-дипольных взаимодействий в резонансном атомном газе высокой плотности [9]. В рамках этой модели возбужденные атомы между собой не взаимодействуют.

Результаты, полученные с резонансным насыщающим излучением, обсуждаются в [10–14]. Влияние когерентных эффектов, таких как полевое уширение, усложняет интерпретацию зарегистрированных спектров. Тем не менее, можно утверждать, что при резонансном возбуждении самоуширение убывает с ростом оптического насыщения. Опубликованные наблюдения подтверждают теоретическую модель [9], где показано, что в атомных газах высокой плотности квазистатические диполь-дипольные взаимодействия дают основной

вклад в самоуширение переходов. Для создания адекватных моделей нелинейных явлений в резонансных газах высокой плотности нужны экспериментальные данные о насыщении пленения излучения. В предыдущей нашей статье [15] экспериментально исследовалась спектральная зависимость нелинейного пленения лазерного излучения в атомных парах рубидия высокой плотности. Измерялось эффективное время пленения излучения при различных атомных плотностях, отстройках частоты и интенсивностях насыщающего лазерного пучка. В цитируемой работе измерения были выполнены только для одного диаметра насыщающего лазерного пучка.

В настоящей работе обсуждаются результаты измерения времени пленения излучения, полученные нами на той же экспериментальной установке с меньшим поперечным размером лазерного пучка. Диаметр пучка уменьшен в полтора раза.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования эффективного времени излучения были проведены для паров рубидия высокой плотности на резонансном переходе $5S_{1/2}$–$5P_{3/2}$ ($\lambda = 780$ нм). В измерениях использовалась высокотемпературная оптическая кювета, заполненная парами естественной смеси изотопов рубидия. Длина и диаметр цилиндрической кюветы составляют 6 см и 1 см соответственно. Такая же кювета использовалась в нашей предыдущей статье [15]. Концентрация атомов рубидия $N = 3 \times 10^{16}$ см$^{-3}$ определялась по самому холодному месту в кювете. Ошибка оценки атомной плотности может достигать 10% из-за возможных ошибок в измерениях температуры кюветы. Коэффициент в формуле (1) для самоуширения рабочего перехода равен $K = 2\pi \times 1.1(\pm 0.2) \times 10^{-16}$ ГГц см^3 [16]. Оценка спектральной ширины перехода линии составляет $2\pi \times 3.3(\pm 0.6)$ ГГц. Для понимания спектра диполь-дипольно уширенного контура атомного перехода было зарегистрировано линейное селективное отражение от поверхности раздела окно кюветы/пары рубидия [17]. Полученные спектральные зависимости представлены на рисунке 1. В спектре селективного отражения проявляются сверхтонкие (СТ) компоненты перехода. Спектральные ширины, извлеченные из кривых селективного отражения, согласуются с оценками самоуширения (1).

Для изучения эффекта пленения излучения в атомных парах высокой плотности мы используем схему регистрации ретро-флуоресценции [15]. Пучок лазерного излучения направляется на окно кюветы с атомными парами рубидия, и регистрируется флуоресценция в обратном направлении. Для получения экспериментального условия эффективного пленения излучения глубина проникновения должна значительно превышать длину волны излучения. В нашем эксперименте необходимое условие большой отстройки частоты лазера ($\Delta\omega \gg \Gamma$) выполняется. Схема оптической установки представлена на рисунке 2. В качестве источника узкополосного перестраиваемого излучения использовался непрерывный диодный лазер с внешним резонатором, усилителем и волоконным выходом. Выходной лазерный пучок был линейно поляризован и имел гауссов пространственный профиль с практически аксиальной симметрией. Частота лазера могла перестраиваться в окрестности рабочего перехода в атомах рубидия. Небольшая часть выходного лазерного луча направлялась в волномер со спектральным разрешением $\delta\omega \approx 2\pi \times 30$ МГц. Основная часть лазерного пучка фокусировалась линзой L1 на акустооптический модулятор (AOM). Модулятор и управляющая электроника позволяли формировать непрерывный лазерный пучок или импульсный лазерный пучок. Непрерывное лазерное излучение преобразовывалось в AOM в импульсы длительностью 1 мс и частотой повторения 100 Гц. Времена нарастания и спада импульсов составляли менее 0.05 мкс. Линза L2 снова преобразовывала расходящийся пучок в параллельный пучок. Далее лазерный пучок направлялся на линзу L3 и поляризационный светоделитель (PBS). Расстояние между входным окном кюветы и PBS составляло 4 см. Линза L3 позволяла подготовить узкий

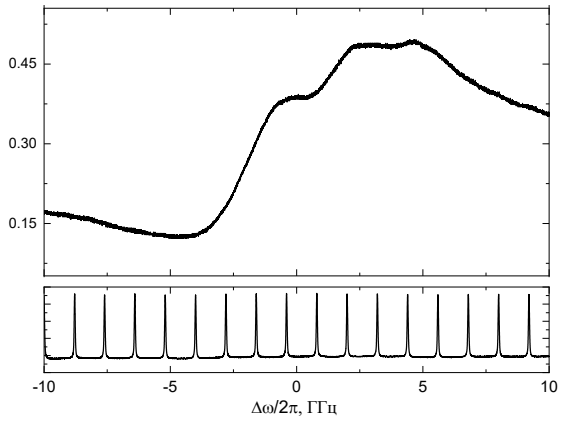

Рисунок 1. В верхней части рисунка: спектр селективного отражения при $N = 3 \times 10^{16}$ см$^{-3}$, в нижней части рисунка: резонансы пропускания интерферометра. Частотный интервал между резонансами составляет 1.2 ГГц. Здесь нулевая отстройка соответствует частоте СТ-компоненты $5S_{1/2}(F = 3)$–$5P_{3/2}(F' = 4)$.

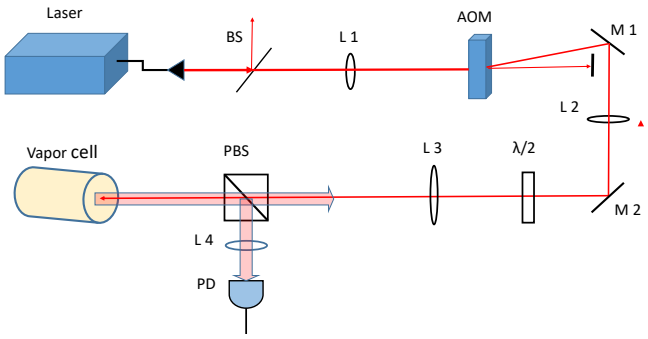

Рисунок 2. Схема установки для измерения времени пленения излучения в атомных парах высокой плотности. Здесь Laser — перестраиваемый диодный лазер с волоконным выводом излучения; BS — свето-делитель; L1, L2, L3, L4 — линзы; AOM — акустооптический модулятор; M1, M2, M3 — зеркала; $\lambda/2$ — полуволновая пластина; PBS — поляризационный свето-делитель; Vapor cell — высокотемпературная оптическая кювета, заполненная парами рубидия; PD — быстрый фотоприемник.

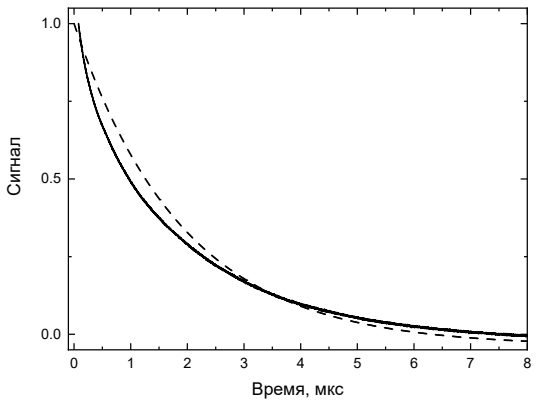

Рисунок 3. Затухание сигнала ретро-флуоресценции. Сплошная кривая — экспериментальный результат. Пунктирная кривая — результат подгонки. На оси времени ноль соответствует окончанию импульса возбуждения.

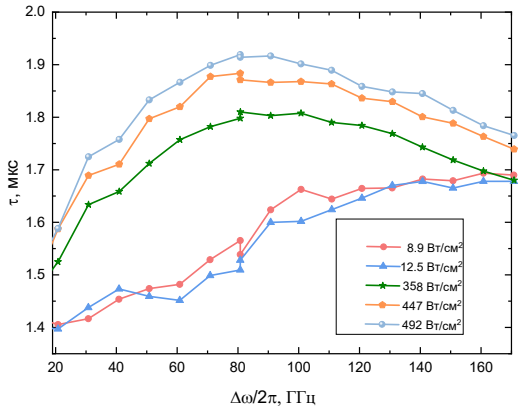

Рисунок 4. Время затухания ретро-отраженной флуоресценции τ от отстройки при различной интенсивности пучка лазерного излучения.

пучок с диаметром 0.12 мм на поверхности раздела окно и пары рубидия. Дополнительная полуволновая волновая пластинка перед линзой L3 давала возможность варьировать мощность линейно-поляризованного лазерного луча, прошедшего через PBS. Часть деполяризованной ретро-флуоресценции отражалась PBS и собиралась линзой L4 на быстродействующем фотоприемнике PD (полоса пропускания 150 МГц, постоянная времени 1.06 нс). Сигнал с фотоприемника подавался на запоминающий цифровой осциллограф. Деполяризация флуоресценции в парах высокой плотности, в основном, является результатом резонансного обмена возбуждением между атомами за счет диполь-дипольных взаимодействий. Скорость резонансного обмена приблизительно равна 0.5Г. Ретро-флуоресценция была деполяризована. Половина ретро-флуоресценции направлялась поляризационным свето-делителем на фотоприемник PD.

В качестве примера измерения времени затухания ретро-флуоресценции τ изменение сигнала показано на рисунке 3. Частота лазера была отстроена на 81 ГГц. Мощность лазерного пучка на входном окне ячейки составляла 110 мВт. Во время измерений мощности лазерного пучка система АОМ работала в непрерывном режиме. Для измерения эффективного времени пленения система АОМ переводилась в импульсный режим. Непрерывное лазерное излучение преобразовывалось АОМ в импульсы длительностью 1 мс и частотой повторения 100 Гц. Длительность нарастания и спада импульсов составляла менее 0.05 мкс. На рисунке 3 сплошная кривая показывает зарегистрированный сигнал ретро-флуоресценции. Интенсивность лазерного пучка составляла 492 Вт/см^2. Пунктирная кривая представляет собой подгонку экспоненциальной функцией $S = \exp(-t/\tau)$. Видно, что экспериментальная кривая может быть достаточно хорошо описана одной экспоненциальной функцией. Подгонка дает значение времени затухания $\tau = 1.9$ мкс. Ошибка подгонки не включена из-за возможного вклада систематических погрешностей.

На рисунке 4 представлены измеренные времена затухания флуоресценции τ для различных частот и интенсивностей лазерного пучка. Отстройка варьировалась от 21 ГГц до 171 ГГц. Интенсивность лазерного пучка изменялась от 8.9 Вт/см^2 до 492 Вт/см^2. В работе [15] продемонстрировано, что использовать фактор G (среднее число переизлучений фотонов) из уравнения (2) очень удобно и наглядно для сравнения и анализа результатов. Используя измеренные времена пленения излучения τ, можно записать

$$G \approx \tau/\tau_{nat}. \tag{4}$$

Естественное время жизни возбужденного состояния $5P_{3/2}$ рубидия τ_{nat} равно 26 нс. В качестве примера оценки G рассмотрим результат измерения времени τ на рисунке 3. Измеренное время 1.9 мкс соответствует величине τ на рисунке 4 при отстройке 81 ГГц и интенсивности 492 Вт/см^2. При подстановке в уравнение (4) времен τ и τ_{nat} получается оценка для количества переизлучений в парах рубидия $G = 73$.

Рассмотрим сначала поведение кривых на рисунке 4 при малых интенсивностях 8.9 и 12.5 Вт/см^2. Кривые совпадают в пределах систематической неточности измерений. Измеренное время монотонно возрастает. При минимальной интенсивности 8.9 Вт/см^2 для отстройки 21 ГГц получается $G = 54$, для отстройки 161 Гц: $G = 65$.

При высоких интенсивностях измеренные времена возрастают и после прохождения максимума убывают. При наибольшей интенсивности 492 Вт/см^2 для отстройки 21 ГГц получается $G = 61$, для интервала 81–91 ГГц (максимум кривой): $G \approx 73$, для отстройки 161 ГГц: $G = 69$. Нас интересует область параметров, где достигается наибольшее среднее число переизлучений G для оптимального насыщения атомного перехода [15].

Можно провести краткое сравнение некоторых полученных результатов с данными из нашей предыдущей работы [15]. При концентрации атомов рубидия $N = 3 \times 10^{16}$ см$^{-3}$ и наибольшей интенсивности 263 Вт/см^2 для интервала лазерных частот 61–131 ГГц было измерено максимальное время затухания флуоресценции 1.8 мкс ($G = 69$). Разница между величинами,

полученными в настоящей и предыдущей работах, меньше 10%.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В атомных парах рубидия высокой плотности ($N = 3 \times 10^{16}$ см$^{-3}$) исследовалась спектральная зависимость нелинейного пленения излучения в атомных парах рубидия высокой плотности при оптическом возбуждении лазерным пучком малого диаметра (0.12 мм). Измерялось эффективное время пленения излучения при различных интенсивностях лазерного пучка. Показано, что оценки среднего числа переизлучений в атомной среде полезны для интерпретации результатов измерения. Проведено краткое сравнение некоторых полученных результатов с данными из предыдущей работы [15], где диаметр пучка был в полтора раза больше. Максимальные времена пленения совпали с точностью 6%. То есть в исследованной области интенсивностей и отстройки частоты накачки нелинейное пленение излучения слабо зависит от диаметра лазерного пучка. Для различных применений было бы полезно в схеме с применением слабого пробного и интенсивного насыщающего пучков изучить влияние параметров нелинейного пленения излучения на спектр селективного отражения [18]. В перспективе интересно понять экспериментальные возможности исследования многочастичных взаимодействий в атомных парах высокой плотности [19]. Заметим, что применение сверхтонких ячеек [20, 21] открывает возможность зондирования центра линии при длине поглощения заметно меньшей длины волны. Малая переменная толщина газового слоя в таких кюветах позволяет изучать оптические спектры поглощения в широком диапазоне атомных плотностей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание №075–00270–24–00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maki J J, Malcuit M S, Sipe J E and Boyd R W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 972
2. Lewis E L 1980 *Physics Reports* **58** 1–71
3. Sautenkov V A, Van Kampen H, Eliel E R and Woerdman J P 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3327
4. Van Kampen H, Sautenkov V A, Smeets C J C, Eliel E R and Woerdman J P 1999 *Phys. Rev.* A **59** 271
5. Li H, Sautenkov V A, Rostovtsev Y V and Scully M O 2009 *J. Phys. B:At. Mol. Opt. Phys.* **42** 065203
6. Биберман Л М 1947 *ЖЭТФ* **17** 416
7. Holstein T 1947 *Phys. Rev.* **72** 1212
8. Holstein T 1951 *Phys. Rev.* **83** 1159
9. Leegwater J A and Mukamel S 1994 *Phys. Rev.* A **49** 146
10. Sautenkov V A, Rostovtsev Y V and Eliel E R 2008 *Phys. Rev.* A **78** 013802
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. Sautenkov V, Saakyan S and Zelener B B 2020 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **256** 107349
16. Weller L, Bettles R J, Siddons P, Adams C S and Hughes I G 2011 *J. Phys. B:At. Mol. Opt. Phys.* **44** 195006
17. Wang P, Gallagher A and Cooper J 1997 *Phys. Rev.* A **56** 1598
18. Sautenkov V A 2011 *Laser Phys. Lett.* **8** 771
19. Lesanovsky I, Olmos B, Guerin W and Kaiser R 2019 *Phys. Rev.* A **100** 021401
20. Sarkisyan D *et al* 2004 *Phys. Rev.* A **69** 065802
21. Sargsyan A, Vartanyan T A and Sarkisyan D 2019 *Opt. Spectrosc.* **128** 575–581