

Лазерная спектроскопия слоев паров цезия субмикронных и микронных толщин^{*,**}

С.Карталева, А.Крастева, Л.Мои, А.Саргсян, Д.Саркисян, Д.Славов, П.Тодоров, К.Васева

Выполнены исследования по лазерной спектроскопии высокого разрешения паров Cs в уникальной оптической кювете субмикронных и микронных толщин в условиях сильной пространственной анизотропии во время взаимодействия между атомами и лазерным излучением. Как и в спектрах селективного зеркального отражения, наблюдаются свободные от доплеровского уширения спектры поглощения и флуоресценции, не обнаруживающие перекрестных резонансов, которые могут быть полезны для стабилизации частоты, обеспечивая дешевизну и компактность кюветы. Изучается новый резонанс во флуоресценции замкнутого перехода, демонстрирующий высокую чувствительность к упругим столкновениям между атомами и между атомом и диэлектрической поверхностью. Проведенное теоретическое моделирование согласуется с экспериментальными наблюдениями.

Ключевые слова: лазерная спектроскопия высокого разрешения, нанометровые слои атомарных паров, переходный процесс в кювете нанометровой толщины.

1. Введение

Лазерная спектроскопия высокого разрешения паров щелочных металлов, находящихся в обычных тепловых оптических кюветах сантиметровых размеров, широко используется в различных приложениях, среди которых реперы длины волны, атомные часы, точные оптические магнитометры, «медленный» и «остановленный» свет, фотонные сенсоры на основе резонансов когерентного пленения населенности (КПН) и электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и т. д. Для этих приложений важное значение имеет уменьшение размеров оптической кюветы.

Наша статья посвящена лазерной спектроскопии высокого разрешения паров щелочных металлов, заключенных в уникальную оптическую кювету [1] нанометровой толщины, далее называемую сверхтонкой кюветой (СТК). Интересной особенностью является то, что размеры такой кюветы могут значительно различаться. Расстояние L между окнами кюветы высокого оптического качества меняется от 30 нм до 1–6 мкм. В то же время диаметр окна составляет около 2 см. Таким образом, во время взаимодействия между атомами щелочного металла, заклю-

ченными в СТК, и лазерным излучением присутствует сильная пространственная анизотропия, что приводит к сильному подавлению влияния эффекта Доплера на спектральные линии. В основном можно различить две группы атомов – так называемые медленные и быстрые. Медленные атомы включают в себя те, которые летят преимущественно в направлении, ортогональном лазерному пучку (обычно около одного миллиметра в диаметре), и достигают стационарного состояния при взаимодействии с излучением лазера. Быстрые атомы имеют значительную проекцию скорости на направление распространения лазерного пучка, в результате чего время полета атома между окнами СТК меньше времени жизни возбужденного состояния атома. Эта анизотропия приводит к существенному различию между наблюдаемыми спектрами флуоресценции и пропускания (поглощения) и к возникновению резонансов субдоплеровской ширины (СДШ), центрированных на оптических переходах.

Было установлено, что при малой интенсивности накачки (ненасыщенный режим) ширина линии поглощения сверхтонкого перехода демонстрирует осциллирующее поведение, минимальна при $L = (2n + 1)\lambda/2$ и максимальна при $L = n\lambda$ (n – целое число, λ – длина волны облучающего света). Это было определено как проявление так называемого коллапса и восстановления эффекта когерентного сужения Дике [2]. Кроме того, величина поглощения также демонстрирует осциллирующее поведение. Эффект сужения оптического перехода наблюдался для толщин L вплоть до $\frac{1}{2}\lambda$. Заметим, что, в отличие от спектров пропускания, с увеличением L ширины линий спектров флуоресценции монотонно растут, но остаются ниже доплеровского уширения даже тогда, когда толщина столбика паров увеличивается до нескольких микрон. Интенсивность флуоресценции также плавно растет с L [3–6].

Для того чтобы кратко обсудить когерентное сужение Дике, стоит отметить, что столкновения атомов со стенками, сильно возмущающие внутреннее атомное состоя-

* Доложена на XIX Международной конференции по современным лазерным технологиям (ALT¹¹), Болгария, Золотые пески, сентябрь 2011 г.

** Перевод с англ. В.В.Шувалова.

S.Cartaleva, A.Krasteva, D.Slavov, P.Todorov, K.Vaseva. Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, boul. Tzarigradsko shosse 72, 1784 Sofia, Bulgaria; e-mail: stefka-c@ie.bas.bg

L.Moi. CNISM and Physics Department, University of Siena, via Roma 56, 53100 Siena, Italy

A.Sargsyan, D.Sarkisyan. Institute for Physical Research, National Academy of Sciences of Armenia, Ashtarak-0203, Armenia

Поступила в редакцию 9 ноября 2011 г., после доработки – 12 мая 2012 г.

ние, приводят к более узкой спектральной линии, чем линия, полученная в их отсутствие. В случае разреженных атомарных паров атом продолжает излучать, пока не натолкнется на поверхность окна кюветы. В отсутствие такого столкновения движение атомов будет перемешивать атомы, излучающие с разными фазами, приводя к деструктивной интерференции между вкладками отдельных атомов. Если $L \leq \lambda/2$ и времена излучения атома больше времени их пролета между двумя окнами, медленные атомы будут иметь преимущество, т. к. они возбуждаются в течение большего времени и излучают в течение более длительного периода. Из-за длительного непрерывного излучения медленные атомы вносят вклад в поглощение в центре атомного перехода, значительно усиливая его, что приводит к сужению атомного перехода [2, 7].

Основные особенности спектров флуоресценции и поглощения атомов Cs, удерживаемых в СТК, будут проанализированы с использованием теоретической модели, развитой в [8]. В таком сильно ограниченном атомном ансамбле возникает последовательность СДШ резонансов [9], которые являются предметом интенсивного изучения, что обусловлено их возможными применениями при разработке эталонов длин волн, а также при исследовании столкновений «атом–атом» и «атом–окно кюветы». Представленные результаты будут относиться к получению резонанса в СТК толщиной L в диапазоне $\lambda - 6\lambda$, где $\lambda = 852$ нм – длина волны лазерного излучения, резонансного D_2 -линии Cs.

Изучение свойств СТК позволит провести дальнейшую миниатюризацию оптических кювет, используемых в фотонных сенсорах на основе КПН/ЭИП без применения буферного газа. Сильное уменьшение размеров кювет потребовало бы использования буферного газа очень высокого давления, снижающего эффективность возбуждения атомов лазерным излучением.

2. Эксперимент

В этом разделе будут кратко описаны исследуемые оптические переходы, использованная экспериментальная установка и экспериментальные результаты по спектрам флуоресценции и пропускания, полученные в СТК с парами Cs.

Схема энергетических уровней ^{133}Cs со сверхтонкими переходами на D_2 -линию показана на рис.1. Эта линия состоит из двух серий сверхтонких переходов, образующих две линии поглощения (флуоресценции), – серии $F_g = 3$,

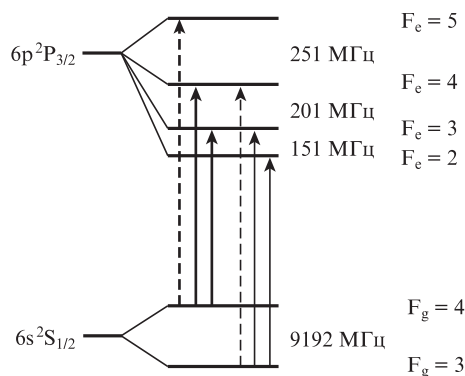


Рис.1. Диаграмма энергетических уровней D_2 -линии ^{133}Cs . Переходы $F_g \rightarrow F_e \leq F_g$ (сплошные линии) отличаются от переходов $F_g \rightarrow F_e > F_g$ (штриховые линии).

включающей три перехода с основного уровня $F_g = 3$ на соответствующие возбужденные уровни $F_e = 2, 3, 4$, и серии переходов $F_g = 4$. В широко используемых оптических кюветах сантиметровых размеров (далее называемых обычными) сверхтонкие переходы, стартующие с одного основного уровня, полностью перекрываются из-за доплеровского уширения (~ 400 МГц). Таким образом, два типа переходов ($F_g \rightarrow F_e \leq F_g$ и $F_g \rightarrow F_e > F_g$), вовлеченных в линию поглощения, не могут быть разрешены (см. [10]). Однако они имеют разные свойства. Первый тип (переход $F_g \rightarrow F_e \leq F_g$) всегда испытывает потери населенности основного уровня, облучаемого светом, в результате сверхтонкой или зеемановской оптической накачки, обусловленной флуоресцентным расходом возбужденного состояния, тогда как второй тип (переход $F_g \rightarrow F_e > F_g$) в отсутствие сверхтонкой оптической накачки рассматривается как полностью замкнутый [11]. Иная ситуация в СТК. Здесь, как показано в предыдущих работах, сверхтонкие переходы в пределах одной линии поглощения (флуоресценции) могут быть разрешены [8, 11]. Следовательно, можно по отдельности исследовать два типа сверхтонких переходов, включенных в линию поглощения (флуоресценции).

Схема использованной экспериментальной установки представлена на рис.2. Использовался одночастотный диодный лазер с распределенной обратной связью (РОС) с маломощным блоком питания и шириной линии около 2 МГц. Точная настройка длины волны излучения РОС-лазера проводилась посредством изменения тока. Лазерное излучение было линейно поляризовано, и его частота сканировалась в пределах серии переходов $F_g = 4$ или $F_g = 3$. Лазерный пучок направлялся на СТК, содержащую пары Cs, по направлению нормали к ее окнам. В эксперименте использовались две СТК. Конструкция первой кюветы была аналогична описанной в [9], но в нашем случае толщина слоя паров могла варьироваться в диапазоне 100–2800 нм. Для этой кюветы диаметр лазерного пучка составлял 0.9–1 мм, что обеспечивало изменение толщины кюветы менее $\lambda/4$ в пределах поперечного сечения пучка. Полный диапазон изменения толщины был реализован за счет предварительного осаждения слоя Al_2O_3 контролируемой толщины на поверхности одного из окон СТК в его нижней части. Толщина клиновидной (в вертикальном направлении) кюветы измерялась интерференционным методом. СТК помещалась в печь с тремя портами, два из которых служили для пропускания лазерного пучка, а третий использовался для сбора флуоресценции в направлении, ортогональном лазерному пучку. Таким образом, мы могли детектировать спектры флуоресценции и пропускания одновременно.

Вторая кювета представляла собой так называемую многоцелевую кювету, имеющую три секции разной тол-

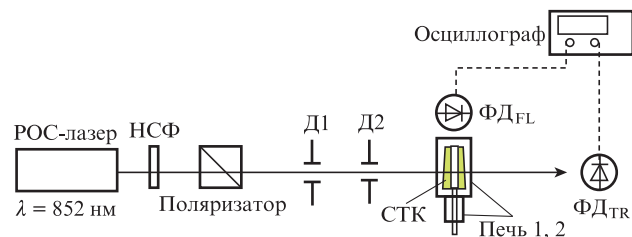


Рис.2. Экспериментальная установка: НСФ – нейтральный светофильтр; D1, D2 – диафрагмы; ФД_{FL}, ФД_{TR} – детекторы флуоресценции и пропускания.

щины. В настоящей работе мы использовали только секцию с $L = 6\lambda$, где область постоянной толщины L была равна ~ 6 мкм. Диаметр лазерного пучка составлял 3 мм. Обе СТК были оптическими кюветами отпаянного типа без добавленного буферного газа и заполнялись парами Cs из небольшого контейнера, который находился в боковом ответвлении, соединенном с кюветой. В некоторых экспериментах кювета толщиной $L = 6\lambda$ помещалась в магнитный экран, защищающий от лабораторных магнитных полей и поля Земли. Никакого существенного различия в измеренных спектрах при использовании такого экранирования не наблюдалось.

Спектры поглощения (пропускания) и флуоресценции паров Cs измерялись при различных L , температурах источника атомов и интенсивностях излучения.

2.1. Пропускание и флуоресценция для серии переходов $F_g = 3$ паров Cs в СТК

Исследование насыщения открытых переходов начнем с представления спектров пропускания (поглощения) серии переходов $6S_{1/2} (F_g = 3) \rightarrow 6P_{3/2} (F_e = 2, 3, 4)$ (рис.3), содержащей только открытые, т.е. атомные переходы, которые характеризуются потерями населенности на энергетический уровень, не взаимодействующий с лазерным излучением. Потери населенности обусловлены процессами сверхтонкой и/или зеемановской оптической накачки, основанными на спонтанном распаде возбужденных уровней. Заметим, что переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ является замкнутым (в терминах сверхтонкой оптической накачки), но подверженным потерям населенности от основных зеемановских подуровней, возбуждаемых светом, из-за оптической накачки зеемановских подуровней, не взаимодействующих с лазерным излучением. Таким образом, этот переход определяется как открытый.

В отличие от [8,9], нами была разработана и использована новая система на основе РОС-лазера со сверхмалощумящим контроллером тока. Эта система позволила нам добиться существенного улучшения спектрального разрешения и отношения сигнал/шум при регистрации атомарных спектров.

Из рис.3 можно видеть, что в пределах линии поглощения $F_g = 3$ наблюдаются три очень узких и хорошо выраженных резонанса СДШ усиленного пропускания/поглощения, центрированных на сверхтонких оптических

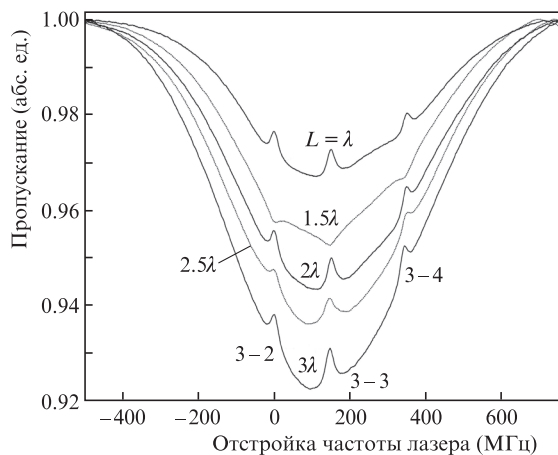


Рис.3. Спектры пропускания на линии $F_g = 3$ при различных L . Температура источников атомов $T = 98^\circ\text{C}$, плотность атомов $\sim 1.2 \times 10^{13}$ ат./см³, интенсивность излучения $W = 6$ мВт/см².

переходах. Структура СДШ (ее типичная полуширина составляет 15 МГц, что более чем в 25 раз меньше доплеровской ширины переходов) может быть зарегистрирована при более низкой, чем в [9], интенсивности света. Это делает возможным одновременное наблюдение узких особенностей повышенного поглощения при $L = 1.5\lambda$, обусловленных эффектом Дике [3,4] (первое восстановление Дике), и пиков повышенного пропускания при $L = \lambda, 2\lambda$ и 3λ . Заметим, что хотя при $L = 2.5\lambda$ второе восстановление Дике не наблюдается, вклад эффекта Дике хорошо выражен и представляет собой некое уширение и уменьшение амплитуды резонансов СДШ.

Следовательно, основываясь на спектре пропускания СТК толщиной в несколько микрон, можно разработать эталон частоты с очень хорошей субдоплеровской точностью. Следует подчеркнуть, что, в отличие от метода насыщенного поглощения (НП) [12], основанного на спектроскопии с двумя распространяющимися навстречу друг другу пучками в обычных кюветах, в случае СТК спектр пропускания измеряется простой и надежной оптической системой с одним пучком. Такая система перспективна для создания практических устройств при условии, что СТК будет дешевой и компактной.

Как сообщалось в работе [8], для СТК с $L = \lambda$ с увеличением интенсивности света крайне слабые особенности СДШ флуоресценции, связанные с ослаблением излучения, были получены в профилях флуоресценции только открытых переходов. На рис.4 показаны спектры флуоресценции при $L = \lambda$ и 3λ . В случае кюветы с $L = \lambda$ провалы СДШ флуоресценции (отмечены звездочками) имеют очень небольшую амплитуду (чуть выше экспериментального шума). В работе [8] их проверка была выполнена посредством фазочувствительной регистрации. Отметим, что доплеровские профили сверхтонких переходов, в отличие от доплеровских профилей в спектрах пропускания (см. рис.3), хорошо разрешены в флуоресценции, особенно для $L = \lambda$. Этот результат хорошо согласуется с данными предыдущих работ [1, 8, 9], а также с нашими расчетами (см. разд.3).

В работе [9] было показано, что с увеличением толщины СТК до $L = 3\lambda$ амплитуды провалов в флуоресценции растут. Однако в этой работе спектральная ширина излучения использованной диодной лазерной системы составляла ~ 15 МГц, что и было причиной значительного уширения провалов, наблюдавшихся в флуоресценции, и сильного ослабления их амплитуды. Здесь мы представ-

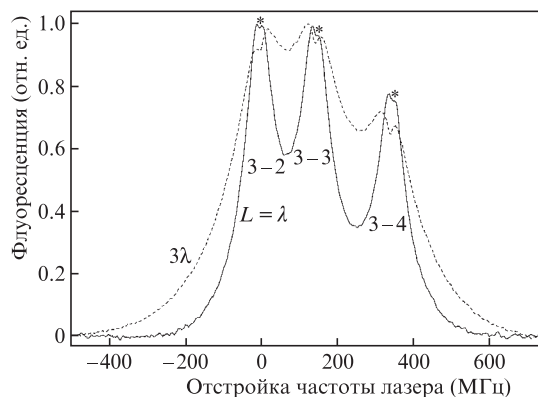


Рис.4. Спектры флуоресценции серии переходов $F_g = 3$ при $L = \lambda$ и 3λ , $T = 98^\circ\text{C}$, $W = 6$ мВт/см² и плотности атомов $\sim 1.2 \times 10^{13}$ ат./см³.

ляем профили флуоресценции в кюветах толщиной до $L = 6\lambda$ с сильно улучшенным спектральным разрешением.

Следуя представленному в разд.3 теоретическому моделированию, которое позволило нам предсказать большое увеличение контраста провалов флуоресценции с ростом толщины кюветы, систематическое экспериментальное исследование было выполнено для СТК с $L = 6\lambda$. На рис.5 показан спектр флуоресценции для переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$, наблюдавшихся в кювете такой толщины. Отметим, что при увеличении толщины кюветы от λ до 6λ в спектре наблюдались узкие провалы с очень хорошим контрастом. В СТК с $L = 6\lambda$ ширина $\Delta\nu$ провала ослабленной флуоресценции довольно низка: $\Delta\nu = 12$ МГц (рис.5). Необходимо также обратить внимание на то, что для кюветы с $L = 6\lambda$ перекрытие доплеровских профилей сверхтонкого перехода много сильнее, чем для кюветы с $L = \lambda$. Следовательно, в первом случае атомы, принадлежащие к более широкому классу атомных скоростей, участвуют в процессе флуоресценции, что обеспечено увеличенным временем пролета атомов между окнами СТК.

Значительное увеличение амплитуды провалов СДШ в флуоресценции может быть достигнуто небольшим повышением интенсивности света (рис.5). Видно, что контраст резонанса может быть улучшен более чем на порядок при использовании СТК с $L = 6\lambda$ и интенсивности света, на порядок меньшей, чем для кюветы с $L = \lambda$. Таким образом, наши эксперименты подтверждают теоретическое предсказание того, что небольшое (на несколько микрон) увеличение толщины СТК обеспечит значительное улучшение сигнала провала в флуоресценции, сохраняя его спектральную ширину малой. Результатом, достойным внимания, является то, что контрольный частотный спектр, показанный на рис.5, состоит из очень хорошо разрешенных компонент, положения которых совпадают с частотами трех сверхтонких переходов, и спектр измеряется простыми методами однолучевой спектроскопии. Увеличение толщины СТК до 6λ не только обеспечивает возможность сильного понижения интенсивности используемого света, но и позволяет работать при более низкой температуре источника атомов, что имеет важное значение для практических устройств эталонных частот.

Для сравнения со спектрами СТК на рис.5 показан спектр насыщенного поглощения, измеренный по тради-

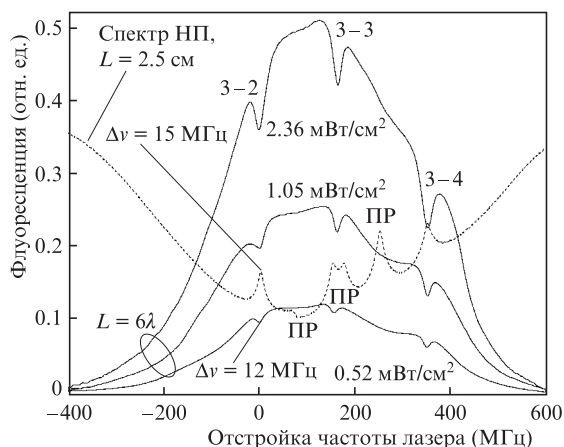


Рис.5. Спектры флуоресценции серии переходов $F_g = 3$ при использовании кюветы с $L = 6\lambda$ и различных интенсивностях излучения; $T = 68^\circ\text{C}$, плотность атомов $\sim 1.5 \times 10^{12}$ ат./см³. Для сравнения показан спектр НП, наблюдающийся в традиционной кювете с $L = 2.5$ см.

ционной методике с двумя распространяющимися навстречу пучками [12]. Хорошо видно, что этот спектр, наблюдаемый в кювете сантиметрового размера, является более сложным, чем спектры с тремя узкими резонансами в пропускании и флуоресценции СТК. Заметим, что даже при увеличенной толщине кюветы ($L = 6\lambda$) анизотропия во времени взаимодействия атом – свет по-прежнему подавляет образование перекрестных резонансов (ПР) в СТК.

2.2. Пропускание и флуоресценция серии переходов $F_g = 4$ для паров цезия в СТК

Здесь мы представляем исследование (со значительно улучшенным спектральным разрешением по сравнению с работой [9]) различия между насыщением открытых и замкнутых переходов в условиях наиболее сильного восстановления Дике, а именно при $L = 1.5\lambda$. Экспериментально полученные спектры показаны на рис.6. При интенсивности света 0.8 мВт/см² узкие пики Дике в поглощении, центрированные на каждом атомном переходе, позволяют различить все три сверхтонких перехода. СДШ-специфика усиленного поглощения обусловлена когерентным взаимодействием света с атомом в переходном режиме, и это связано с сужением Дике [2–5].

С увеличением интенсивности света происходит подавление амплитуды узких пиков Дике для обоих открытых переходов, $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$. Далее начинают появляться провалы насыщения поглощения в центре атомного перехода. Два провала растут по амплитуде, и их ширина увеличивается с интенсивностью излучения.

Однако в случае полностью замкнутого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ зависимость насыщения от интенсивности света является более сложной. Провал уменьшенного поглощения представляет собой не только особенность СДШ, распознаваемую в спектре поглощения с увеличением интенсивности света. Кроме того, при переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ имеется хорошо выраженный пик поглощения Дике (даже при самой высокой из использовавшихся интенсивностей), который накладывается на провал насыщения. С увеличением интенсивности света сигнал Дике не меняет заметно своей амплитуды, хотя она и снижается в провале насыщения, который в этом случае быстро растет по амплитуде. Отметим также, что и ширина резонанса повышенного поглощения Дике не меняется суще-

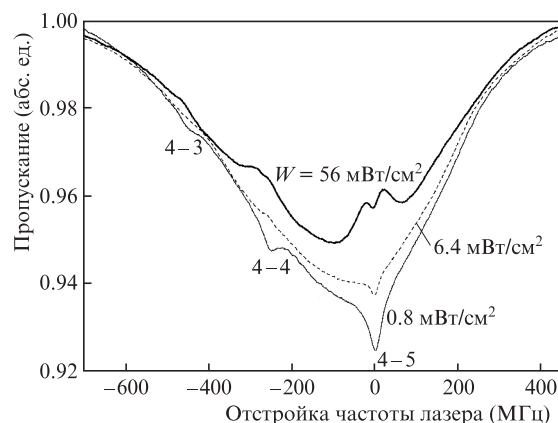


Рис.6. Спектры пропускания для серии переходов $F_g = 4$ при различных интенсивностях, плотности атомов $\sim 1.2 \times 10^{13}$ ат./см³; $T = 98^\circ\text{C}$; $L = 1.5\lambda$. Хорошо видно различие в поведении насыщения открытого и полностью замкнутого атомных переходов в условиях первого восстановления эффекта Дике.

ственно при изменении интенсивности света. Следует упомянуть, что переход $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ определяется как полностью замкнутый, поскольку на этом переходе не происходит ни сверхтонкой, ни зеемановской оптической накачки, т.е. не существует основных зеемановских подуровней, не взаимодействующих с лазерным излучением.

В целом можно сделать вывод, что при когерентном сужении Дике поведение насыщения в поглощении открытых и закрытых переходов очень сильно различается. Сигнал Дике на закрытом переходе довольно устойчив к насыщению оптического перехода. Причиной такого различия могут быть переходные эффекты взаимодействия света с атомом, присущие природе СТК, в сочетании с оптической накачкой (в трехуровневой системе) или с эффектами насыщения (в двухуровневой системе). Хорошо известно [4–6], что сужение Дике приводит к появлению узкого сигнала Дике на широком доплеровском пьедестале, где сигнал Дике возникает вследствие переходных эффектов. Значительный вклад в узкий сигнал Дике вносят медленные атомы. Однако именно они испытывают наибольшие потери из-за оптической накачки на первый уровень основного состояния, не взаимодействующий со светом, что имеет место в случае открытых переходов. Следовательно, для открытых переходов сигнал Дике отсутствует при высоких интенсивностях излучения.

Исследования поглощения и флуоресценции обсуждаемых сред начались в режиме слабой интенсивности излучения [3] и были в основном сосредоточены на изучении спектров поглощения, поскольку профили флуоресценции проявляют с ростом толщины кюветы только монотонное уширение [4], что подтверждают и наши исследования. Однако, как это обсуждалось в п.2.1, провал насыщения флуоресценции начинает появляться в узких профилях флуоресценции открытых переходов при облучении СТК с $L = \lambda$ лазерным излучением более высокой интенсивности. Амплитуда провала с увеличением толщины кюветы и интенсивности света растет (см. рис.4, 5). Предыдущие исследования [8] не показали провала насыщения в флуоресценции закрытого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ при использовании кюветы с $L = \lambda$.

Здесь мы представляем экспериментальные результаты, полученные с помощью узкополосной лазерной системы. Значительное различие в поведении насыщения профилей флуоресценции открытых и закрытых переходов для СТК с $L = 1.5\lambda$ иллюстрирует рис.7. На обоих открытых переходах, $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$, с повышением интенсивности света отчетливо видны амплитуда и провалы СДШ в флуоресценции. Для полностью замкнутого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ ситуация иная – никакого провала в центре атомного перехода не возникает.

Физические процессы, отвечающие за формирование узких провалов, можно резюмировать следующим образом. Для открытых переходов как насыщение двухуровневой системы, так и оптическая накачка трехуровневой системы истощают атомную населенность возбуждаемого светом основного уровня. Результатом этого селективного по скорости истощения (медленные атомы преимущественно накапливаются на основном уровне, не взаимодействующем с лазерным излучением) является узкий провал в флуоресценции, центрированный на открытом переходе. Однако, как предполагалось в работе [9], ситуация для полностью замкнутого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ иная. Здесь процесс насыщения двухуровневой системы уменьшает населенность основного состояния, тогда как

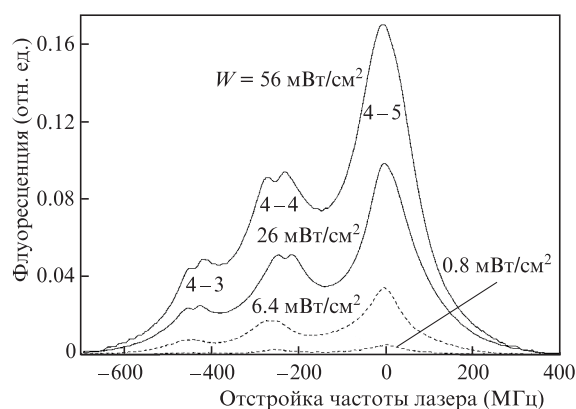


Рис.7. Спектр флуоресценции, наблюдаемый в СТК толщиной $L = 1.5\lambda$ для серии переходов $F_g = 4$ при $T = 98^\circ\text{C}$ и плотности атомов $\sim 1.2 \times 10^{13}$ ат./см³. Никакого провала в профиле флуоресценции перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ не наблюдается.

распад флуоресценции обратно на этот уровень увеличивает его населенность в узком частотном интервале, поскольку оптическое аккумуляирование атомов через циклы флуоресценции – относительно медленный процесс. Итоговым результатом является небольшое повышение флуоресцентного сигнала в узкой спектральной области, центрированной на оптическом переходе.

Совсем недавно мы сообщили о первом наблюдении узкого провала флуоресценции и в профиле полностью замкнутого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ для кюветы с $L = (2-3)\lambda$ [13]. Чтобы проиллюстрировать появление новой особенности, покажем спектры флуоресценции СТК для серии переходов $F_g = 4$ при $L = 1.5\lambda$ и 2λ (рис.8). Видно, что для обеих толщин кюветы два открытых перехода, $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$, обладают провалами СДШ уменьшенного поглощения на центральной частоте каждого профиля флуоресценции. Однако профили замкнутого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ при этих значениях L имеют отличия: при $L = 1.5\lambda$ провала в спектре флуоресценции не наблюдается, а при $L = 2\lambda$ появляется очень маленький провал. Мы объясняем это тем, что хотя при $L = 1.5\lambda$ эффект Дике хорошо представлен в поглощении (см. рис.6), в случае $L = 2\lambda$ он исчезает (см. [9]).

Таким образом, хорошо выраженный пик Дике в спектре поглощения может быть причиной отсутствия провала в флуоресценции при $L = 1.5\lambda$, т.е. флуоресценция, даже будучи некогерентным процессом, сохраняет некоторые особенности поведения поглощения, обусловленные когерентным сужением Дике. Заметим, что в СТК вклад в поглощение и флуоресценцию дают разные по скоростям группы атомов.

В случае замкнутого перехода и $L = 2\lambda$ предполагаемые физические процессы, стоящие за формированием нового провала, основаны на вырождении двухуровневой системы. Как было показано в работе [10], при возбуждении перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ линейно поляризованным излучением (как в нашем эксперименте) атомы Cs с наибольшей вероятностью возбуждения аккумуляируются на зеемановских подуровнях $F_g = 4$, т.е. самая сильная флуоресценция ожидается для медленных атомов [9]. Однако в случае деполаризации возбужденного уровня значительная часть медленных атомов будет накапливаться на зеемановских подуровнях $F_g = 4$ с наименьшей вероятностью возбуждения [10]. Следовательно, деполаризация возбужденного состояния будет приводить к потере эф-

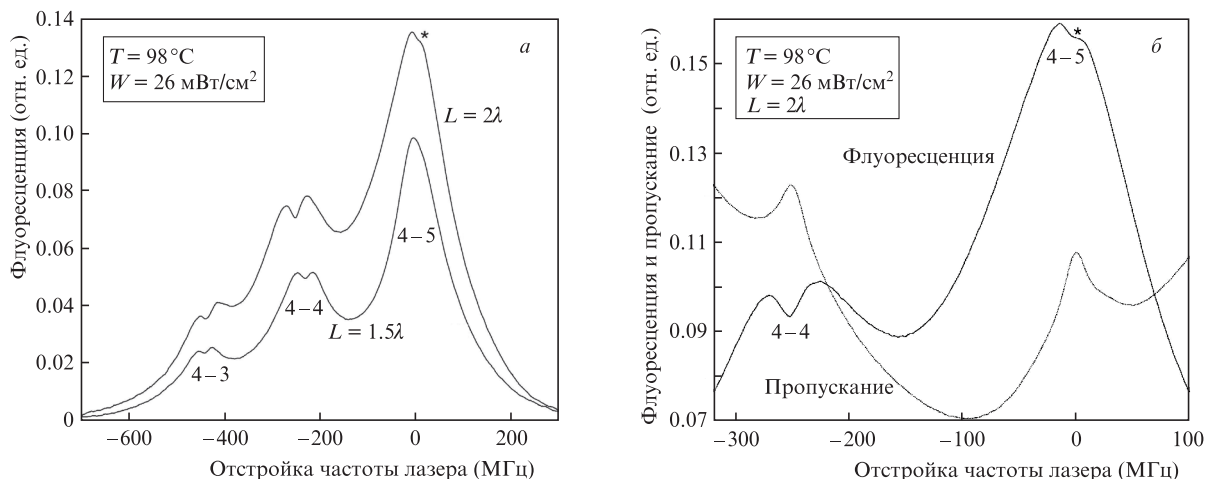


Рис.8. Спектры флуоресценции серии $F_g = 4$, наблюдаемые в СТК с $L = 1.5\lambda$ и 2λ при плотность атомов $\sim 1.2 \times 10^{13}$ ат./см³ (а), и увеличенные изображения спектра, показывающие СДШ-особенность в профилях флуоресценции и пропускания перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ (б). Новый провал в профиле флуоресценции, наблюдаемый при $L = 2\lambda$, помечен звездочкой.

фektivности в процессе возбуждения атомной системы, даже если она не претерпевает потерь населенности. Скорость возбуждения оптического перехода снижается наиболее значительно для медленных атомов, что приводит к формированию узкого провала в профиле флуоресценции. Предполагаемая деполаризация возбужденного уровня может быть вызвана столкновениями между атомами Cs или влиянием окон кюветы, как это предполагалось в работе [11].

Для того чтобы избежать влияния когерентного эффекта Дике и проанализировать новый провал в спектре флуоресценции в более определенных условиях, представим экспериментальные результаты, относящиеся к спектрам поглощения и флуоресценции серии переходов $F_g = 4$ для кюветы с $L = 6\lambda$, где влияние эффекта Дике полностью исчезает. Более того, небольшое увеличение толщины СТК, при котором все еще подавляются перекрестные резонансы, позволяет работать при более низкой концентрации атомов, когда столкновениями между атомами Cs можно пренебречь. На рис.9 показаны спектры флуоресценции и пропускания, полученные в кювете с $L = 6\lambda$ при значительно более низких температурах источника атомов, чем на рис.8. Для перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ наблюда-

ются очень хорошо выраженный пик (~ 15 МГц) в поглощении, а также резкая вершина профиля флуоресценции. Этот интересный пик имеет место только при очень низкой концентрации атомов и малой интенсивности излучения [9, 14], что обусловлено замкнутостью перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$. В этом случае возбужденные атомы в результате спонтанного излучения могут просто вернуться на исходный основной уровень. Однако во время спонтанного распада происходит избирательное по скорости аккумулялирование на основные магнитные подуровни медленных атомов, что приводит к формированию узкого пика в поглощении [9].

Присутствие этой структуры повышенного поглощения/флуоресценции показывает, что в условиях очень низких интенсивности излучения и температуры источника атомов деполаризации возбужденного состояния не происходит [10]. При поддержании температуры в интервале $T = 40 - 70^\circ\text{C}$ (концентрация атомов $1.5 \times 10^{11} - 1.8 \times 10^{12}$ ат./см³) наши экспериментальные исследования показали, что рост лазерной интенсивности приводит к замене резонанса повышенного поглощения/флуоресценции резонансом ослабленного поглощения/флуоресценции, причем чем выше температура, тем меньшая интенсив-

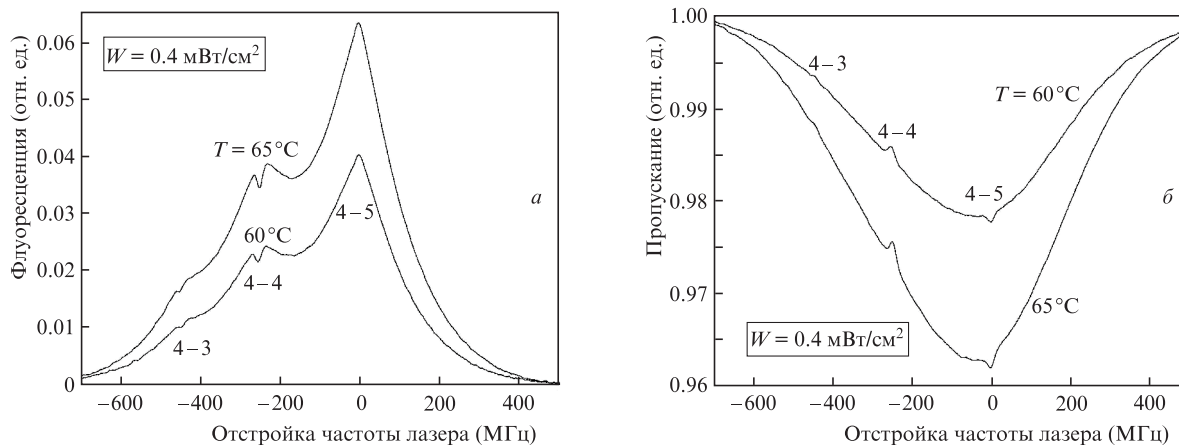


Рис.9. Спектры флуоресценции (а) и пропускания (б) для серии переходов $F_g = 4$, наблюдаемые в СТК с $L = 6\lambda$. Хорошо видны провалы уменьшенного пропускания (усиленного поглощения), центрированные на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ в случае низкой интенсивности излучения и меньших концентраций атомов: $\sim 8.4 \times 10^{11}$ ат./см³ ($T = 60^\circ$) и $\sim 1.2 \times 10^{12}$ ат./см³ ($T = 65^\circ$).

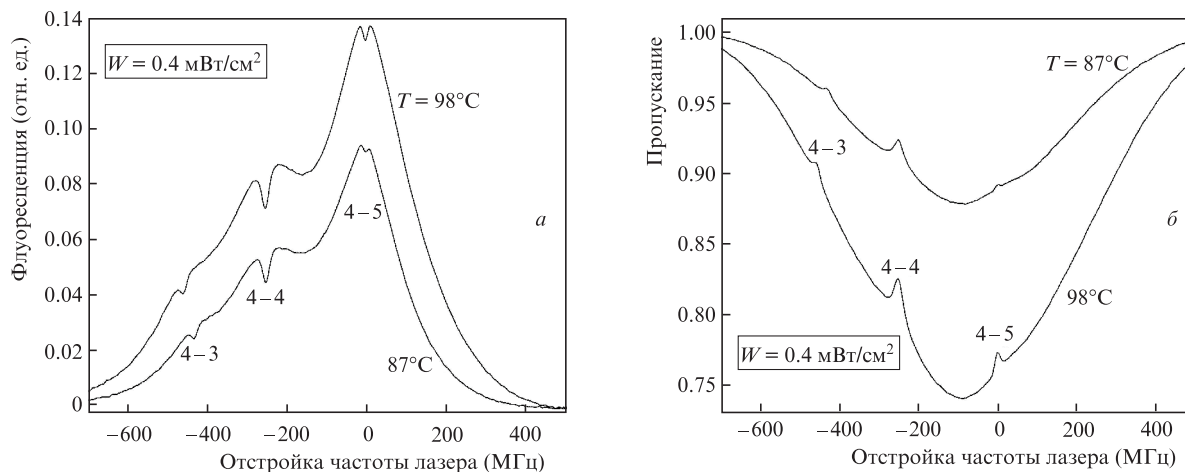


Рис. 10. Спектры флуоресценции (а) и пропускания (б) для серии переходов $F_g = 4$, наблюдаемые в СТК с $L = 6\lambda$. При более высокой концентрации атомов на замкнутом переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ образуется узкий провал в флуоресценции.

ность излучения нужна для изменения знака резонанса. Например, при $T = 60^\circ\text{C}$ увеличение интенсивности света до 7 мВт/см^2 приводит к инверсии знака резонанса.

На рис. 10 представлены спектры поглощения и флуоресценции, полученные в кювете с $L = 6\lambda$, при более высоких температурах источника атомов – $T = 87^\circ\text{C}$ (плотность атомов $5.9 \times 10^{12} \text{ ат./см}^3$) и $T = 98^\circ\text{C}$. Для двух открытых переходов наблюдаются резонансы ослабленного поглощения/флуоресценции хорошей амплитуды. Более того, на замкнутом переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ ясно видно формирование резонанса редуцированного поглощения/флуоресценции даже при низкой интенсивности излучения. Отметим, что резонанс, сформированный на замкнутом переходе, уже резонансов на открытых переходах.

Предполагаемые физические процессы, стоящие за формированием нового резонанса редуцированной флуоресценции, обусловлены деполаризацией возбужденного уровня, которая будет преобразовывать полностью замкнутую систему в систему с эффективными потерями в процессе возбуждения. Трудно разделить два основных процесса, которые могут быть ответственными за перемешивание населенностей магнитных подуровней возбужденного уровня, а именно упругое взаимодействие между атомами Cs при повышенных давлениях атомарных паров и упругое взаимодействие между окнами кюветы и атомами Cs, движущимися параллельно поверхности окон, которое было предложено феноменологически в теоретическом моделировании, выполненном в [11].

В настоящей работе мы более подробно обсудим влияние окон СТК на перемешивание населенностей возбужденного состояния. Это влияние особенно важно и, скорее всего, является доминирующим, когда в эксперименте используются более низкие температуры источника атомов (рис. 9). Наши оценки показывают, что при $T = 60^\circ\text{C}$ число упругих столкновений между атомами Cs мало, т. к. длина свободного пробега между двумя столкновениями (1.2 мм) сопоставима с диаметром лазерного пучка. Однако из результатов эксперимента следует, что даже при такой низкой температуре имеет место инверсия знака резонанса с ростом интенсивности излучения до 7 мВт/см^2 , что увеличивает населенность уровня $F_e = 5$. При более высокой температуре источника атомов (рис. 10) резонанс редуцированной флуоресценции СДШ наблюдается даже при очень низкой интенсивности излучения. Вре-

менной интервал между двумя столкновениями атомов Cs друг с другом ($\sim 360 \text{ нс}$), оцененный для $T = 100^\circ\text{C}$, все еще на порядок больше времени жизни возбужденного состояния (около 30 нс). Следовательно, перемешивание населенностей зеемановских подуровней возбужденного состояния в результате столкновений Cs–Cs также имеет низкую вероятность, что может рассматриваться как подтверждение влияния поверхности окон СТК на поляризацию возбужденного атомного состояния.

Когда атомы движутся в СТК, они могут иметь как упругие, так и неупругие столкновения с окнами кюветы. Таким образом, спектроскопия СТК обеспечивает возможность изучения взаимодействия атом–поверхность. Если атом пролетает очень близко от поверхности, он может «чувствовать» периодический потенциал кристаллической поверхности тонкой кюветы. Относительно взаимодействия атом–поверхность до настоящего времени было известно только дальнедействующее притяжение Ван-дер-Ваальса между атомом (в основном или возбужденном состоянии) и диэлектрической поверхностью (ИАГ-окна), когда расстояние составляет $\sim 100 \text{ нм}$. Этот эффект может вызвать сдвиг или уширение атомного перехода как при пропускании, так и при флуоресценции [15]. До сих пор влияние дальнедействующей силы притяжения Ван-дер-Ваальса на поляризацию возбужденного состояния не было исследовано. В нашей работе мы рассматриваем такое влияние на поляризацию как вероятное, по аналогии с поведением светлого резонанса когерентного пленения населенности в обычной кювете с буферным газом, содержащей атомы Cs. Было показано [10], что такой резонанс, наблюдающийся в обычных вакуумированных кюветах, трансформируется в темный резонанс при добавлении буферного газа. Инверсия знака резонанса связана с деполаризацией возбужденного состояния упругими столкновениями между атомами щелочного металла и благородного газа. Хорошо известно, что последний тип столкновений вызывает также сдвиг и уширение атомных переходов.

3. Теоретическое моделирование и его обсуждение

Мы использовали теоретическую модель [8], основанную на решении оптических уравнений Блоха для двуху-

ровневой системы. С целью анализа поведения переходов $F_g = 3$ проведено моделирование для открытых сверхтонких переходов. В качестве открытой системы рассматривается система с потерями за счет спонтанного излучения в общий третий уровень. Уровни 1 и 2 связаны лазерным излучением на частоте ω , отстроенной на Δ от частоты перехода ω_{21} ($\Delta = \omega - \omega_{21}$). Используемые параметры выбираются такими, чтобы их можно было применить к реальной щелочной системе, а именно: $\gamma_{21} = 5$ МГц, $ku = 250$ МГц и $\alpha = 0.6$ (γ_{21} – половина скорости перехода из возбужденного состояния, ku – наиболее вероятный доплеровский сдвиг испускаемого излучения, α – вероятность распада с уровня 2 на уровень 1). Система уравнений Блоха имеет вид

$$v \frac{d\sigma_{21}}{dz} + D_{21}\sigma_{21} - i \frac{\Omega_R}{2}(\sigma_{11} - \sigma_{22}) = 0, \quad (1)$$

$$v \frac{d\sigma_{22}}{dz} + \gamma_2\sigma_{22} - \Omega_R \text{Im} \sigma_{21} = 0, \quad (2)$$

$$v \frac{d\sigma_{11}}{dz} - \alpha\gamma_2\sigma_{22} + \Omega_R \text{Im} \sigma_{21} = 0. \quad (3)$$

Здесь Ω_R – частота Раби для перехода; $D_{21} = \gamma_{21} + ikv - i\Delta$; v – скорость атома; σ_{ij} – элементы редуцированной матрицы плотности во вращающейся системе координат.

Поглощение определяется формулой

$$A = \int_0^\infty G(v) \exp\left[-\left(\frac{kv}{ku}\right)^2\right] dv, \quad (4)$$

где

$$G(v) = \int_0^L \text{Im}[\sigma_{21}(z, v)] dz.$$

Флуоресценция пропорциональна параметру U :

$$U = \int_0^\infty Q(v) \exp\left[-\left(\frac{kv}{ku}\right)^2\right] dv, \quad (5)$$

где

$$Q(v) = \int_0^L [\sigma_{22}(z, v)] dz.$$

Сначала мы представим результаты моделирования для открытых переходов в D_2 -линии. На рис. 11 показаны профили флуоресценции для открытого перехода при толщинах СТК от $L = \lambda$ до 6λ . Из-за потерь населенности,

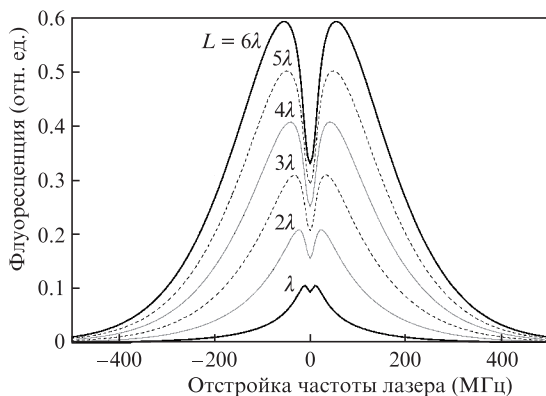


Рис. 11. Теоретические расчеты профилей флуоресценции для открытого перехода при разных L . Интенсивность излучения $I = 20$ мВт/см².

введенных посредством сверхтонкой/зеemanовской оптической накачки, в центре оптического перехода наблюдаются хорошо выраженные узкие провалы для всех рассмотренных толщин кюветы. Видно, что амплитуда и контраст провалов быстро растут с толщиной ячейки. Таким образом, теоретическое моделирование позволило нам предсказать сильное усиление контраста провала флуоресценции с ростом толщины ячейки, стимулируя тем самым систематические экспериментальные исследования, проведенные на СТК с $L = 6\lambda$.

Следует иметь в виду, что провал флуоресценции происходит в основном из-за очень медленных атомов, чья составляющая скорости на направление распространения лазерного пучка достаточно мала, поэтому требуется время для нескольких циклов поглощения фотонов с последующими спонтанными испусканиями. В связи с этим во избежание столкновений между атомами Cs целесообразно использовать малые концентрации атомов (низкая температура источника атомов СТК). Интересно определить, насколько более низкая плотность атомов может быть скомпенсирована повышением интенсивности лазерного излучения.

Теоретические профили провала флуоресценции, рассчитанные при различных интенсивностях излучения, продемонстрировали медленное уширение провала редуцированной флуоресценции с ростом интенсивности. Из теоретических профилей были определены два важных параметра редуцированной флуоресценции – контраст и ширина на полувысоте провала, формирующегося в центре оптического перехода. Теоретически полученные контраст и ширина резонанса СДШ сравнивались с соответствующими параметрами, найденными из экспериментальных спектров, похожих на показанные на рис. 5. Полученный результат представлен на рис. 12. Видно, что простая двухуровневая теоретическая модель, которая включает в себя релаксацию на уровень 3 вследствие спонтанного распада, очень хорошо описывает ширину провала и поведение контраста при изменении интенсивности излучения.

Уширение провала флуоресценции с ростом интенсивности излучения связано с увеличением скорости оптической накачки [16], что приводит к расширению интервала скоростей для атомов, вовлеченных в процесс оптической накачки. Улучшение контраста провала с ростом интенсивности излучения также обусловлено увеличенной скоростью оптической накачки, в результате чего возрастают потери чувствительной к скорости атомной населенности уровня $F_g = 3$ [17]. Результаты, представленные на рис. 12, подтверждают преимущества использования кюветы с $L = 6\lambda$ для разработки эталона частоты, поскольку она обеспечивает очень хорошее отношение контраста к ширине, которое в основном и определяет достоинство эталона. Это отношение является практически постоянным в пределах использованного диапазона интенсивностей излучения.

Дальнейшее моделирование направлено на анализ насыщения профиля пропускания в присутствии эффекта Дике. При первом восстановлении Дике ($L = 1.5\lambda$) теоретическое моделирование профиля пропускания, относящегося к замкнутому атомному переходу, выполнено для двух важных случаев – низкой и высокой интенсивностей излучения (рис. 13). При низкой интенсивности (0.2 мВт/см²) расчетный профиль пропускания замкнутого перехода демонстрирует узкую структуру Дике, кото-

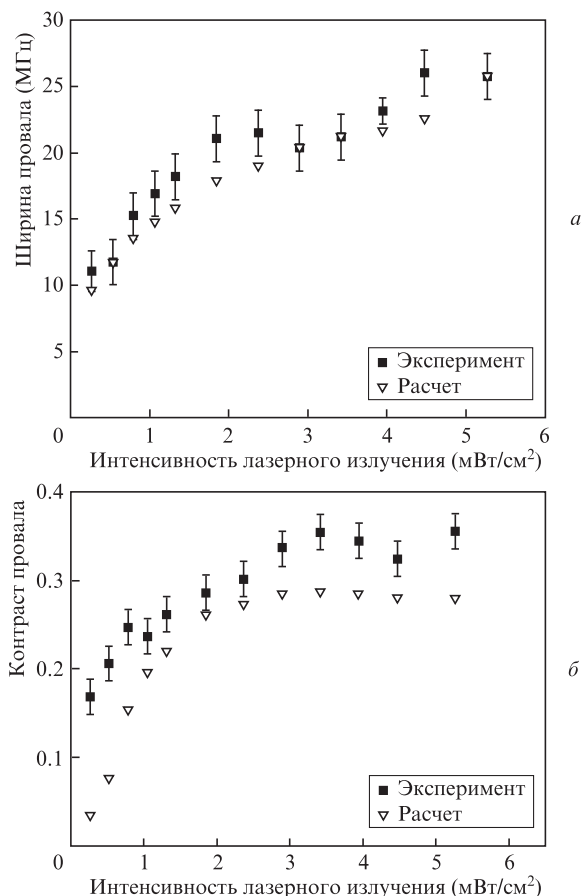


Рис.12. Экспериментальные и теоретические зависимости ширины провала флуоресценции на полувьсоте (а) и контраста провала (б) от интенсивности излучения. Экспериментальные кривые получены для перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$, температура источника атомов $T = 68^\circ\text{C}$.

рая накладывается на широкий пьедестал. Сравнивая результаты эксперимента (рис.6) с теоретическим профилем (рис.13), можно обратить внимание на очень хорошее их согласие. При большей интенсивности излучения (20 мВт/см²) из моделирования следует, что наряду с провалом поглощения профиль замкнутого перехода содержит также узкий пик поглощения, наложенный на широкий провал. Эти две особенности хорошо выражены как в эксперименте (рис.6), так и в теории в случае режима насыщения (рис.13).

Для проведения анализа нового провала, наблюдавшегося экспериментально в профиле флуоресценции зам-

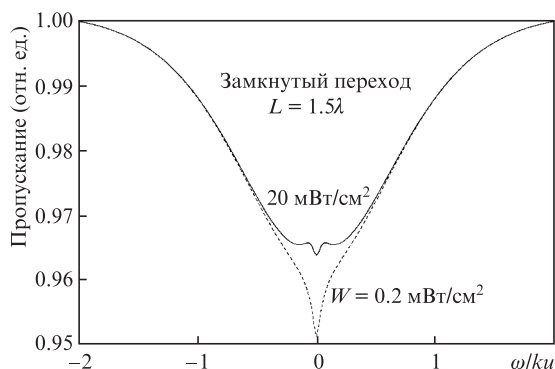


Рис.13. Теоретическое моделирование поведения насыщения замкнутого перехода в случае первого восстановления Дике.

кнутого перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$, в систему полностью замкнутого двухуровневого перехода были введены очень малые потери ($\alpha = 0.99$). Предполагаемые физические процессы, стоящие за такими потерями, основаны на вырождении двухуровневой системы. Как обсуждалось в разд.2, при возбуждении перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ линейно поляризованным излучением атомы Cs аккумулируются на зеемановских подуровнях $F_g = 4$ с наибольшей вероятностью возбуждения, т.е. самая высокая флуоресценция ожидается от медленных атомов, излучающих в узком спектральном интервале вокруг центральной частоты атомного перехода [9]. Однако в случае деполяризации возбужденного уровня значительная часть медленных атомов будет аккумулироваться на зеемановских подуровнях $F_g = 4$ с наименьшей вероятностью возбуждения [10]. Следовательно, при деполяризации возбужденного состояния система без потерь населенности на уровень 3 будет трансформироваться в систему, страдающую от снижения скорости возбуждения.

Расчетные профили флуоресценции перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ при $\alpha = 0.99$, что соответствует слегка открытой двухуровневой системе, представлены на рис.14 для СТК с $L = \lambda, 1.5\lambda, 2\lambda, 2.5\lambda$ и 3λ . Видно, что уже при $L \geq 2\lambda$ даже экстремально малое открытие двухуровневой системы приводит к появлению провала насыщения, центрированного на оптическом переходе. Как и в эксперименте, амплитуда провала растет с толщиной СТК.

Для оценки влияния деполяризации возбужденного уровня на процесс возбуждения атомов, мы в соответствии с моделью скоростных уравнений, развитой в работе [18], сперва рассчитали плотность населенности атомов на каждом магнитном подуровне основного и возбужденного уровней перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ без деполяризации уровня $F_e = 5$. Система скоростных уравнений описывает эволюцию населенности магнитных подуровней в результате спонтанных/индуцированных переходов между основным и возбужденным магнитными подуровнями. Определялась итоговая населенность уровня $F_e = 5$ при линейной поляризации лазерного пучка.

После этого система скоростных уравнений была модифицирована, чтобы включить перемешивание населенностей возбужденных магнитных подуровней, вызванных упругими взаимодействиями атомов Cs между собой и атомов Cs с окнами СТК. Были учтены разные скорости перемешивания населенностей магнитных подуровней уровня $F_e = 5$, и для каждой скорости была определена итоговая населенность этого уровня. Полученные ре-

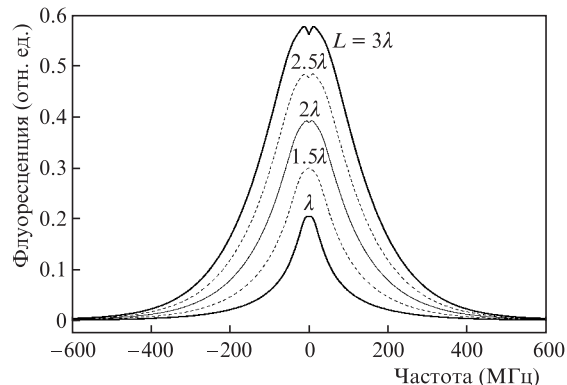


Рис.14. Теоретические спектры флуоресценции, рассчитанные при $\alpha = 0.99$, различных толщинах L и интенсивности лазерного излучения 35 мВт/см².

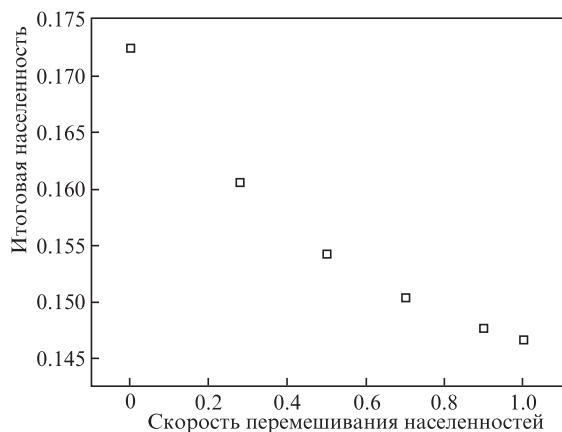


Рис.15. Итоговая населенность уровня $F_e = 5$ как функция скорости перемешивания населенностей зеemanовских подуровней.

зультаты представлены на рис.15. Видно, что населенность уровня $F_e = 5$ значительно снижена за счет его деполяризации. Из данных рис.15 можно оценить, что введение перемешивания атомных населенностей с низкой скоростью ($r = 0.055$) приводит к падению на 1.4% населенности уровня $F_e = 5$ по сравнению со случаем, когда деполяризации нет ($r = 0$). Таким образом, даже небольшое число деполяризующих столкновений может вызвать измеряемое снижение населенности уровня $F_e = 5$.

Возвращаясь к рис.14, из которого следует, что малые потери в слегка открытой двухуровневой системе приводят к хорошо выраженному провалу в профиле флуоресценции, можно сделать вывод, что замкнутый переход $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ на D_2 -линии атомов Cs, заключенных в СТК, может найти применение в исследованиях упругих столкновений атом–атом и атом–диэлектрическая поверхность.

4. Выводы

Миниатюризация практических устройств, основанных на атомарных парах щелочных металлов, которые заключены в оптические кюветы, является предметом растущего интереса, связанного с развитием фотонных сенсоров. В этой статье мы обсуждаем, как процесс миниатюризации толщины оптической кюветы отражается на параметрах резонанса СДШ, наблюдаемого в заполненных Cs вакуумированных кюветах.

Теоретическое моделирование профилей флуоресценции открытых сверхтонких переходов в СТК для разных толщин кюветы показывает, что контраст особенностей СДШ, наблюдаемых в профилях оптических переходов, растет с увеличением толщины кюветы. Это предсказание подтверждается экспериментальным наблюдением узкого провала в профиле флуоресценции сверхтонкого перехода, контраст которого на порядок больше при $L = 6\lambda$, чем при $L = \lambda$. Таким образом, небольшое увеличение толщины СТК делает выгодным использование узких провалов в профилях флуоресценции в качестве реперов частот для стабилизации частоты лазера. Дополнительным преимуществом увеличения толщины СТК являются

меньшие интенсивности излучения и температуры источника атомов, нужные для формирования узкого резонанса.

Для анализа физических процессов, стоящих за инверсией знака резонанса СДШ для замкнутых атомных переходов, проведено теоретическое моделирование. Модель включает в себя упругие взаимодействия между атомами Cs, а также между атомами и окнами СТК, приводящие к деполяризации возбужденного состояния, которая может способствовать наблюдению новых эффектов.

Важно отметить, что представленные узкие оптические резонансы, сформированные в парах Cs, были успешно реализованы в случае паров Rb (тоже заключенного в СТК) с целью количественного изучения поведения отдельных атомных переходов в очень сильном (вплоть до 0.5 Т) магнитном поле. Кроме того, возможные применения, например в магнитометрах с нанометровым локальным пространственным разрешением и в перестраиваемых атомных реперах частоты, описаны в [19, 20].

Работа частично поддержана Европейским проектом по научному обмену (грант PIRSES-GA № 295264) и Индийско-Болгарским (BIn-2/07) двусторонний контрактом.

- Sarkisyan D., Bloch D., Papoyan A., Ducloy M. *Opt. Commun.*, **200**, 201 (2001).
- Romer R.H., Dicke R.H. *Phys. Rev.*, **99**, 532 (1955).
- Dutier G., Saltiel S., Bloch D., Ducloy M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 793 (2003).
- Sarkisyan D., Varzhapetyan T., Sarkisyan A., Malakyan Yu., Papoyan A., Lezama A., Bloch D., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **69**, 065802 (2004).
- Dutier G., Yarovitski A., Saltiel S., Papoyan A., Sarkisyan D., Bloch D., Ducloy M. *Europhys. Lett.*, **63**, 35 (2003).
- Briaudeau S., Saltiel S., Nihenius G., Bloch D., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **57**, R3169-R3172 (1998).
- Vartanyan T.A., Lin D.L. *Phys. Rev. A*, **51**, 1959 (1995).
- Andreeva C., Cartaleva S., Petrov L., Saltiel S.M., Sarkisyan D., Varzhapetyan T., Bloch D., Ducloy M. *Phys. Rev. A*, **76**, 013837 (2007).
- Cartaleva S., Saltiel S., Sargsyan A., Sarkisyan D., Slavov D., Todorov P., Vaseva K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 1999 (2009).
- Andreeva C., Cartaleva S., Dancheva Y., Biancalana V., Burchianti A., Marinelli C., Mariotti E., Moi L., Nasyrov K. *Phys. Rev. A*, **66**, 012502 (2002).
- Andreeva C., Atvars A., Auzinsh M., Bluss K., Cartaleva S., Petrov L., Slavov D. *Phys. Rev. A*, **76**, 063804 (2007).
- Schmidt O., M. Knaak K., Wynands R., Meschede D. *Appl. Phys. B*, **59**, 167 (1994).
- Cartaleva S., Sargsyan A., Sarkisyan D., Slavov D., Vaseva K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7747**, 77470H (2011).
- Biancalana V., Cartaleva S., Dancheva Y., Gosh P.N., Mariotti E., Mitra S., Moi L., Petrov N., Ray B., Sarkisyan D., Slavov D. *Acta Polonica A*, **116**, 495 (2009).
- Hamdi I., Todorov P., Yarovitski A., Dutier G., Maurin I., Saltiel S., Li Y., Lezama A., Varzhapetyan T., Sarkisyan D., Gorza M.-P., Fichet M., Bloch D., Ducloy M. *Laser Phys.*, **15**, 987 (2005).
- Sargsyan A., Sarkisyan D., Papoyan A., Pashayan-Leroy Y., Moroshkin P., Weis A., Khanbekyan A., Mariotti E., Moi L. *Laser Phys.*, **18**, 749 (2008).
- Briaudeau S., Bloch D., Ducloy M. *Europhys. Lett.*, **35**, 337 (1996).
- Krasteva A., Slavov D., Cartaleva S. *Intern. J. Opt.*, Article ID 683415 (2011).
- Sargsyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Sarkisyan D., Atvars A., Auzinsh M. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 021119 (2008).
- Hakhumyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Sarkisyan D., Auzinsh M. *Opt. Commun.*, **284**, 4007 (2011).