

УДК 535.21

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ^{85}Rb В ЯЧЕЙКЕ С АНТИРЕЛАКСИРУЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ*

А. Крестева¹, Р. К. Насыров², Н. Петров¹, С. Гатева¹,
С. Каргалева¹, К. А. Насыров²

¹Институт электроники БАН,
1784, Болгария, г. София, Царградское шоссе, 72
²Институт автоматизации и метрологии СО РАН,
630090, Россия, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: nasuyrov@iae.nsk.su

Экспериментально и теоретически изучается деформация спектра D_1 -линии ^{85}Rb в оптических ячейках с антирелаксирующим покрытием внутренних стенок ячейки. Обнаружено, что форма спектра существенно зависит от скорости и направления изменения частоты лазера. Эти особенности находят физическое объяснение и подтверждаются численным моделированием. Обсуждается влияние магнитного поля на форму спектра.

Ключевые слова: магнитооптический резонанс, антирелаксирующее покрытие, лазерное излучение.

DOI: 10.15372/AUT20180314

Введение. Долгоживущие поляризации атомов в основном состоянии в ячейках с атомными парами являются основой для развития физики атомных часов, магнитометров, квантовой памяти и т. д. В оптических магнитометрах магнитное поле измеряется путём регистрации магнитооптических резонансов в спектрах флуоресценции или поглощения прошедшего света через вакуумные оптические ячейки с парами щелочных металлов при сканировании магнитного поля. Поскольку с уменьшением размеров ячейки ширина резонанса увеличивается и чувствительность магнитометра падает, на стенки ячейки наносится антирелаксирующее покрытие [1], которое не меняет спин атома при столкновении со стенкой. Качество покрытия можно определить величиной ε , вероятностью термализации спина атома при одном соударении с покрытием. Соответственно $1/\varepsilon$ характеризует число столкновений со стенкой ячейки без изменения спина атома. Современные антирелаксирующие покрытия сохраняют спин атома при очень большом числе столкновений со стенкой. Так, парафиновые покрытия не меняют спин при 10^4 столкновений [2]. В настоящее время появились покрытия [3], допускающие 10^6 ($\varepsilon = 10^{-6}$) соударений без релаксации спина атома.

В ячейках с антирелаксационным покрытием проявляются новые физические явления, которые были недоступны для наблюдения в обычных ячейках без покрытия. В таких ячейках время релаксации атома к своему равновесному распределению по внутренним степеням свободы становится большим и сравнимым со временем сканирования частоты лазера, что сказывается на форме регистрируемого спектра. К примеру, в [4] наблюдалось заметное искажение спектра поглощения Cs при его медленной записи в ячейке с покрытием. При этом отмечалось, что характер искажения спектра зависит от направления изменения частоты лазера.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Болгарского фонда научных исследований (проект № DN08-19/14.12.2016 и проект ДНТС/Русия 01/5 от 23.06.2017 г.) и Федерального агентства научных организаций (государственная регистрация № АААА-А17-117052210003-4, № АААА-А17-117052210002-7).

Цель данной работы — исследование формы спектра флуоресценции ^{85}Rb при сканировании частоты лазера вокруг D_1 -линии; сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчётами, полученными с помощью численного моделирования, что позволит достоверно выделить физические причины, влияющие на искажения формы спектра; выявление разницы в регистрируемых спектрах в зависимости от скорости сканирования, его направления и магнитного поля.

Эксперимент. Основные элементы и принципы построения экспериментальной установки, а также измерений можно найти в [5–7]. Эксперимент состоял в том, что через вакуумную ячейку радиусом 1 см, содержащую оптически прозрачную естественную смесь паров ^{85}Rb и ^{87}Rb , пропускался тонкий пучок света (радиусом 0,04 см, мощностью 50 мкВт) полупроводникового лазера. Частота генерируемого излучения менялась величиной тока лазера. Поляризация излучения линейная. Стенки ячейки изнутри покрыты парафином. Из экспериментов [6, 7] определено, что это покрытие сохраняло спин атома Rb приблизительно при 1000 соударений со стенкой.

В эксперименте регистрировалась интенсивность флуоресценции в зависимости от частоты лазера. В данном случае выбиралась область частот вблизи D_1 -линии Rb. Поскольку ячейка содержала естественный состав смеси изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb , то регистрировался спектр обоих изотопов. В эксперименте не применялись магнитные экраны, и он проходил в условиях присутствия земного магнитного поля.

При сканировании D_1 -линии частота лазера со временем уменьшалась, а затем увеличивалась до первоначального значения. Этот цикл повторялся много раз. Таким образом, в одном цикле D_1 -линия прописывается дважды, но при разных направлениях изменения частоты лазера. Типичный экспериментально регистрируемый спектр при одном цикле сканирования показан на рис. 1 (быстрое сканирование) и рис. 2 (медленное сканирование). На экспериментальных графиках время 0 является моментом смены направления изменения частоты лазера. Частота сканирования могла меняться в эксперименте от низких (1 Гц) до высоких (60 Гц) частот.

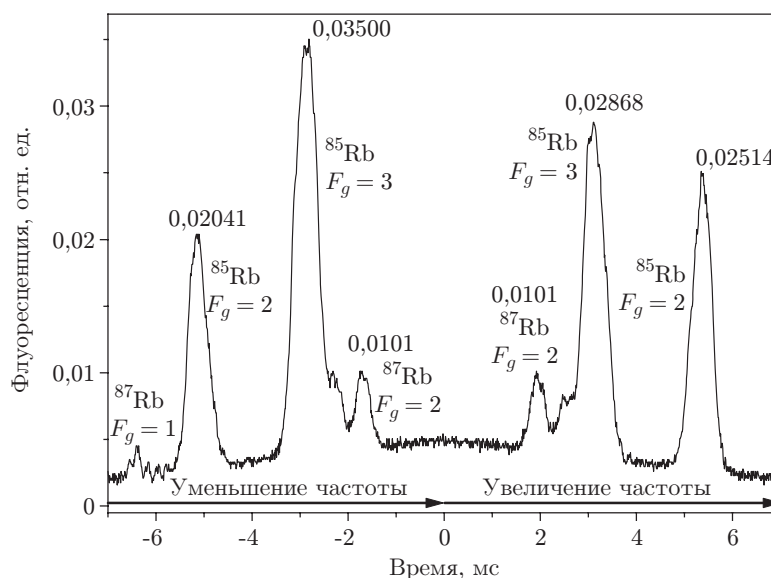


Рис. 1. Экспериментально записанный спектр флуоресценции естественной смеси ^{85}Rb и ^{87}Rb в области частот D_1 -линии в вакуумной оптической ячейке с парафиновым покрытием внутренней поверхности. Спектр D_1 -линии прописан дважды, когда частота лазера сначала уменьшалась, а затем с момента времени 0 увеличивалась.

Частота сканирования 60 Гц. Присутствует лабораторное магнитное поле

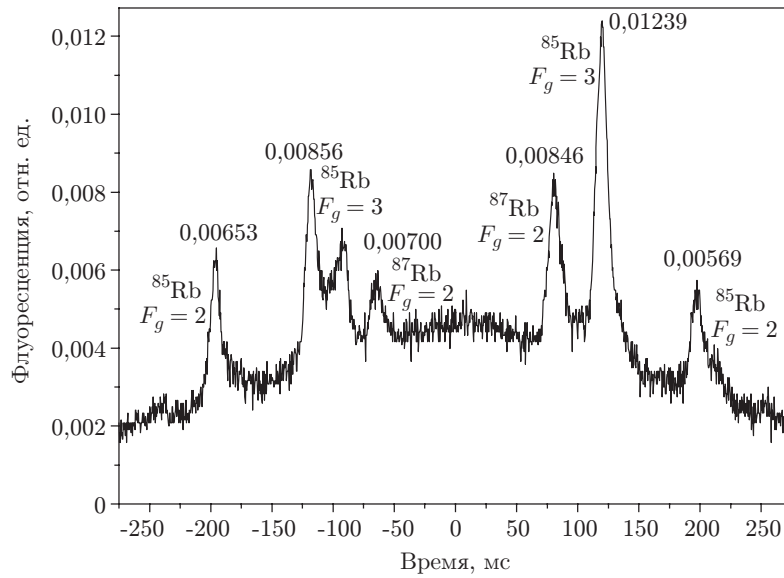


Рис. 2. Спектр как на рис. 1, но при медленном сканировании (1,5 Гц)

Сосредоточимся на изучении D_1 -линии ^{85}Rb . Схема атомных уровней, участвующих в формировании D_1 -линии ^{85}Rb , показана на рис. 3. Нижние уровни основного состояния сверхтонкой структуры отстоят достаточно далеко друг от друга по сравнению с доплеровской шириной, а вот уровни возбуждённого состояния находятся друг от друга на сопоставимом с доплеровской шириной расстоянии, и поэтому в спектре они почти не разрешаются. В итоге спектр D_1 -линии ^{85}Rb представляет собой два хорошо различимых пика, один из которых отвечает оптическому переходу, стартующему с уровня $F_g = 2$, а второй — с уровня $F_g = 3$.

Теория. С точки зрения методов расчёта магнитооптических резонансов учёт антирелаксирующего покрытия приводит к их заметному усложнению. Однако в [5–7] был предложен метод расчёта, ключевой момент которого состоял в предположении, что атом, прежде чем вновь попасть в лазерный пучок, испытывая множество столкновений со стен-

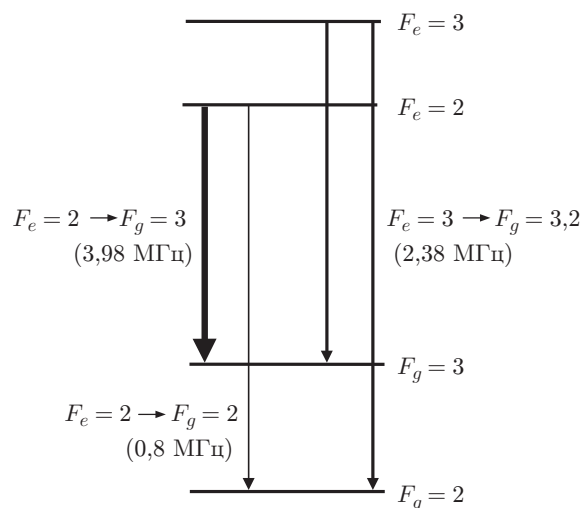


Рис. 3. Схема оптических переходов D_1 -линии ^{85}Rb (F_g и F_e — полный угловой момент для уровней основного состояния сверхтонкой структуры и возбуждённого состояния соответственно). Указаны скорости распада уровней возбуждённого состояния на уровни основного состояния

кой ячейки, проводит много времени вне пучка, так что в объёме ячейки успевает сформироваться некое среднее (неравновесное) распределение атомов по внутренним степеням свободы. Это обстоятельство позволило существенно упростить и провести вычисления в случае высокого качества покрытия. Детали такого подхода здесь излагать не будем, ссылаясь на [5–7]. Метод расчёта взаимодействия атома с поляризованным излучением с учётом движения атома и внешнего магнитного поля детально изложен в [8]. В расчётах спектра моделировались несколько циклов сканирования (максимально четыре), чтобы исключить транзиторные эффекты. Обнаружено, что расчётные спектры уже второго и третьего циклов практически не отличались. На рисунках с теоретическими результатами представлены спектры второго цикла.

Особенности быстрого сканирования частоты лазера. Рассмотрим случай быстрого сканирования при частоте 60 Гц (см. рис. 1). На графике спектра обращает на себя внимание следующая особенность: левый пик $F_g = 2$ ниже, чем пик $F_g = 2$ в правой части графика, а вот пик $F_g = 3$ слева, наоборот, выше пика $F_g = 3$ справа. Эта особенность характерна для частот сканирования выше 5 Гц (рис. 4, 5). При низких частотах сканирования наблюдается обратная картина в соотношениях амплитуд пиков.

Объяснение того, почему при быстром сканировании (60 Гц) получается такое соотношение величин пиков, состоит в следующем. При уменьшении частоты лазера (левая часть графика на рис. 1) атомы сначала возбуждаются с исходно равновесно-заселённого уровня $F_g = 2$ и оптически накачивают уровень $F_g = 3$, поэтому, когда частота излучения при сканировании подходит к резонансу с переходом, стартующим с уровня $F_g = 3$, для пика $F_g = 3$ получается избыточная флуоресценция. Когда же частота лазера растёт (обратный проход, правая часть графика на рис. 1), то уже на уровне $F_g = 3$ успевает восстановиться равновесная заселённость и флуоресценция становится меньше, чем при первом прохождении пика $F_g = 3$. При этом дополнительно оптически накачивается уровень $F_g = 2$, что увеличивает его флуоресценцию по сравнению с первым прохождением. Следует отметить, что магнитное поле не влияет на характер соотношения пиков при быстром сканировании. Численные расчёты подтверждают данное обстоятельство.

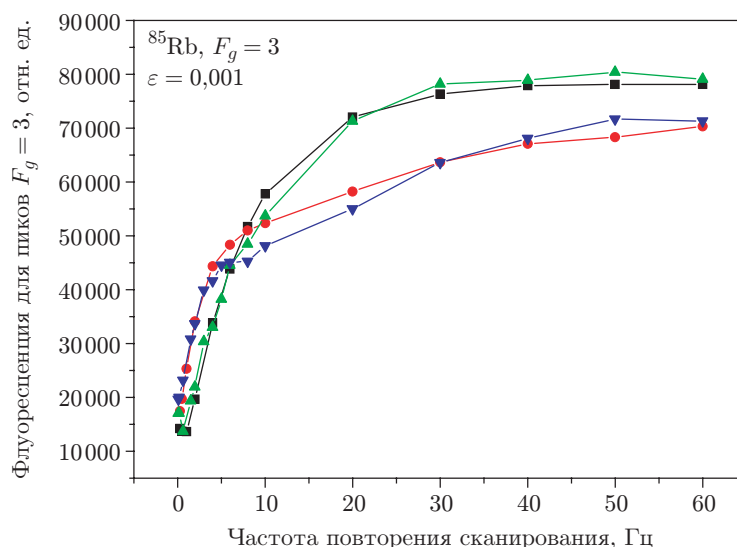


Рис. 4. Экспериментальные (при уменьшении (▲) и увеличении (▼) частоты лазера при сканировании) и теоретические (при уменьшении (■) и увеличении (●) частоты лазера при сканировании) амплитуды пиков $F_g = 3$ при разных направлениях изменения частоты лазера и разной скорости сканирования (лабораторное магнитное поле: $B_x = 0,5$ Гц, $B_y = 0$ Гц, $B_z = 0,3$ Гц)

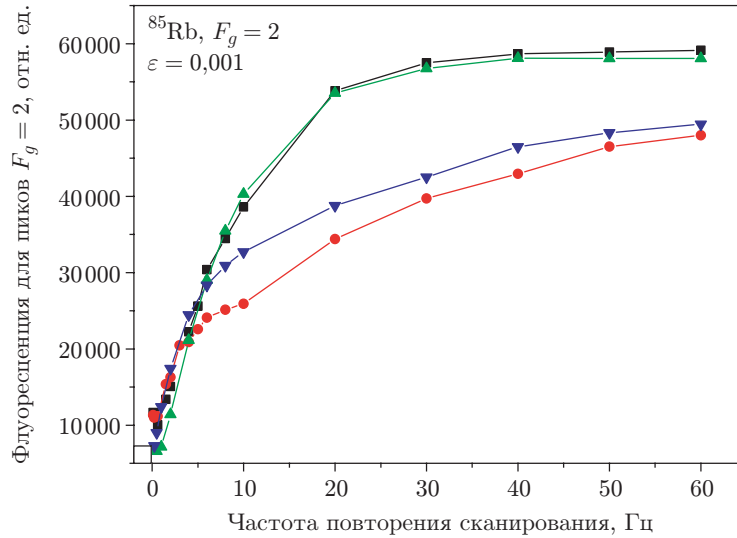


Рис. 5. Экспериментальные (при уменьшении (●) и увеличении (■) частоты лазера при сканировании) и теоретические (при уменьшении (▼) и увеличении (▲) частоты лазера при сканировании) амплитуды пиков $F_g = 2$ при разных направлениях изменения частоты лазера и разной скорости сканирования (лабораторное магнитное поле: $B_x = 0,5$ Гс, $B_y = 0$ Гс, $B_z = 0,3$ Гс)

На рис. 6 приведены результаты численного моделирования спектра D_1 -линии ^{85}Rb и зависимости заселённости состояний $F_g = 2, F_g = 3$ от времени. Расчёты полностью подтверждают наши выводы. На рис. 4 и 5 показано сравнение амплитуд экспериментальных и теоретических пиков $F_g = 2, F_g = 3$ при разных частотах сканирования и обоих направлениях изменения частоты лазеров. Эти рисунки демонстрируют хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов.

Особенности медленного сканирования частоты лазера. Сложнее понять соотношение пиков при медленном сканировании (1 Гц). Из-за антирелаксирующего покрытия равновесное распределение по внутренним состояниям атомов, как видно из рис. 7, устанавливается за время релаксации порядка 0,1 с. При медленном сканировании, пока частота лазера проходит от пика $F_g = 2$ до пика $F_g = 3$, как демонстрируют расчёты, равно-

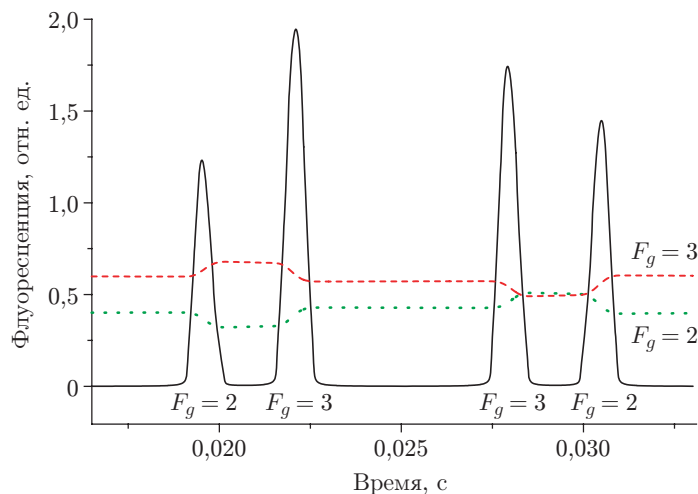


Рис. 6. Расчётный спектр при сканировании D_1 -линии ^{85}Rb (штриховая кривая — зависимость заселённости уровня $F_g = 3$ от времени, пунктирная — зависимость заселённости уровня $F_g = 2$ от времени). Частота сканирования 60 Гц

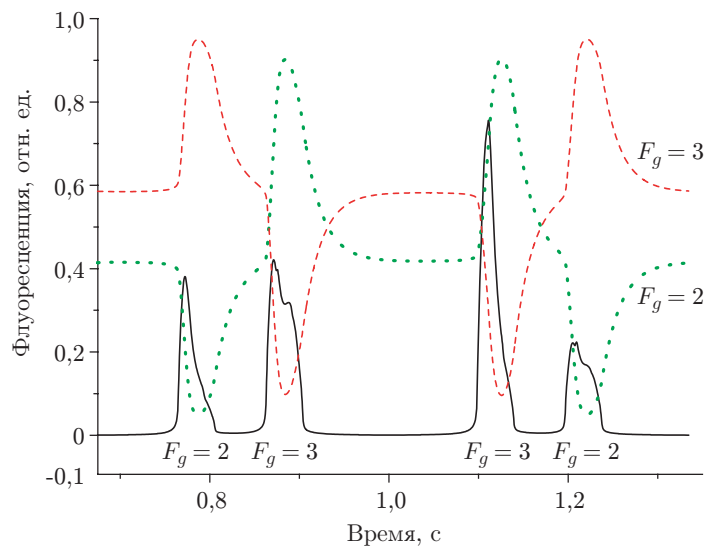


Рис. 7. Расчётный спектр как на рис. 6, но при медленном сканировании (1,5 Гц)

весная заселённость успевает установиться на нижних уровнях и амплитуды пиков до флуоресценции не зависят друг от друга. При медленном сканировании большое значение играет очередность взаимодействия с излучением верхних уровней $F_e = 2$ и $F_e = 3$. Расстояние между ними 362 МГц, что сопоставимо с доплеровской шириной. Так, если линия с $F_e = 2$ находится в центре резонанса, то переход на $F_e = 3$ — ещё на краю доплеровского распределения, т. е. можно считать, что состояния $F_e = 2$ и $F_e = 3$ поочередно и почти независимо взаимодействуют с лазером. Поэтому при медленном сканировании в пиках $F_g = 2$ и $F_g = 3$ появляются провалы (из-за разрешения структуры $F_e = 2$ и $F_e = 3$).

Пик $F_g = 3$. Акцентируем внимание на пиках, связанных с уровнем $F_g = 3$. Сначала рассмотрим самый большой пик $F_g = 3$ при увеличении частоты лазера (правые части графиков на рис. 2, 7) и в присутствии лабораторного магнитного поля. Итак, при увеличении частоты лазера в резонанс первым вступает переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$. На рис. 3 указаны скорости распада верхних состояний в нижние. Самая высокая скорость распада на переходе $F_e = 2 \rightarrow F_g = 3$, а переход $F_e = 3 \rightarrow F_g = 3$ очень слабый. Это означает, что переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ почти «закрытый» и, следовательно, яркий. Надо поглотить и испустить много фотонов (~ 4 фотона), чтобы попасть на другой уровень сверхтонкой структуры. В принципе, на таком переходе атом стремится попасть в «тёмные» состояния по магнитным подуровням, что должно уменьшить интенсивность флуоресценции. Это справедливо в случае отсутствия магнитного поля (рис. 8, $B = 0$), но лабораторное магнитное поле перемешивает заселённости магнитных подуровней, атом не захватывается в «тёмное» состояние, а продолжает ярко светиться.

Амплитуда второго пика $F_g = 3$ без магнитного поля в 2 раза меньше, чем в присутствии лабораторного магнитного поля. Кроме того, без магнитного поля лучше проявляются структуры внутри пиков.

Рассмотрим обратный случай: частота лазера уменьшается (левые части графиков на рис. 2, 7). Напомним, что мы изучаем пик $F_g = 3$. Как свидетельствуют расчёты (см. рис. 7), при медленном сканировании после прохождения пика $F_g = 2$ к моменту, когда излучение подходит к резонансу с переходом, стартующим с уровня $F_g = 3$, заселённость всех состояний успевает установиться равновесной. При этом первым вступает в игру переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$. Распад уровня $F_e = 3$ на $F_g = 3$ и $F_g = 2$ идёт с одинаковой скоростью (см. рис. 3), поэтому достаточно поглотить два фотона, чтобы атом перешёл на нерабочий уровень $F_g = 2$ сверхтонкой структуры. Потому пик на переходе $F_g = 3 \rightarrow$

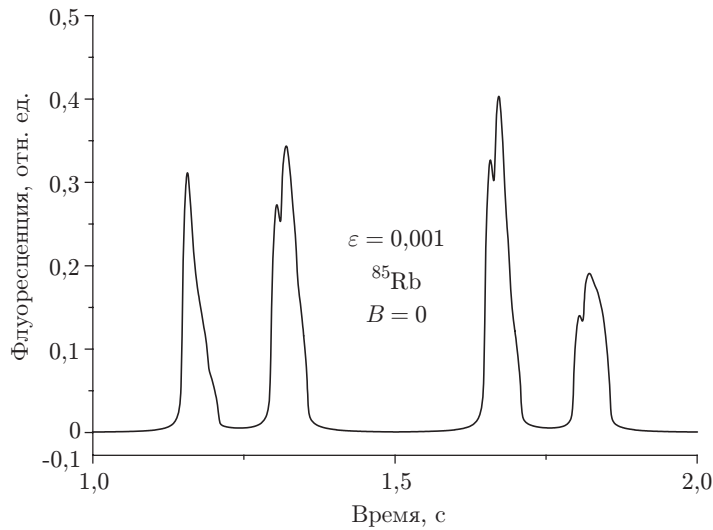


Рис. 8. Расчётный спектр при медленном сканировании D_1 -линии ^{85}Rb в нулевом магнитном поле

→ $F_e = 3$ почти в 2 раза меньше, чем на переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ в правой части графика. К моменту времени, когда частота излучения подходит к резонансу с переходом $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$, на уровне $F_g = 3$ уже остаётся мало атомов и флуоресценция становится слабой, что и объясняет форму пика. Данное заключение подтверждается численными расчётами поведения заселённостей $F_g = 2$ и $F_g = 3$ при прохождении частоты лазера через резонансы, соответствующие оптическим переходам с этих уровней.

Пик $F_g = 2$. С помощью подобных рассуждений, учитывая разные скорости распада $F_e = 2$ и $F_e = 3$ на состояния $F_g = 2$ и $F_g = 3$, легко понять асимметрию спектра переходов с уровня $F_g = 2$ при разных направлениях изменения частоты лазера. Когда частота лазера уменьшается (левые части графиков на рис. 2, 7), приближаясь к резонансу перехода с $F_g = 2$, первым вступает в игру переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$, который сильнее следующего по времени перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ в несколько раз (см. рис. 3) и даёт основной вклад в амплитуду резонанса. Поэтому пик $F_g = 2$ имеет перекосяк в сторону низких частот, оптическая накачка на уровень $F_g = 3$ тоже дополнительно ослабляет вклад перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$.

При обратном проходе частоты лазера (правые части графиков на рис. 2, 7) первым по времени, наоборот, начинает работать слабейший переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ и затем более сильный переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$. Но из-за большой оптической перекачки по каналу $F_e = 2 \rightarrow F_g = 3$ уровень $F_g = 2$ быстро опустошается, снижая вклад перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$. В итоге получается, что амплитуда пика $F_g = 2$ справа меньше, чем в левой части графика.

Заключение. Итак, эксперименты при сканировании частоты лазера вокруг D_1 -линии ^{85}Rb в ячейках с антирелаксирующим покрытием показали, что есть асимметрия спектра при увеличении и уменьшении частоты лазера. Причём эта асимметрия различна для быстрого и медленного сканирования частоты по сравнению со временем релаксации атомов в ячейке. Кроме того, искажения спектра при быстром сканировании не зависят от магнитного поля, в то время как при медленном сканировании вид спектра чувствителен к магнитному полю. Все эти особенности, обнаруженные в эксперименте, нашли своё теоретическое объяснение и подтверждены численным моделированием.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Alexandrov E. B., Balabas M. V., Budker D. et al.** Light-induced desorption of alkali atoms from paraffin coating // Phys. Rev. A. 2002. **66**, N 4. 042903.
2. **Bouchiat M. A., Brossel J.** Relaxation of optically pumped Rb atoms on paraffin-coated wall // Phys. Rev. 1966. **147**, N 1. P. 41–54.
3. **Balabas M. V., Karaulanov T., Ledbetter M. P., Budker D.** Polarized alkali-metal vapor with minute-long transverse spin-relaxation time // Phys. Rev. Lett. 2010. **105**, N 7. 070801.
4. **Севостьянов Д. И., Яковлев В. П., Козлов А. Н. и др.** Роль переходных процессов в спектроскопии резонансных линий атомов цезия в ячейках с антирелаксирующим покрытием // Квантовая электроника. 2013. **43**, № 7. С. 638–645.
5. **Nasyrov K., Gozzini S., Lucchesini A. et al.** Antirelaxation coatings in coherent spectroscopy: Theoretical investigation and experimental test // Phys. Rev. A. 2015. **92**, N 4. 043803.
6. **Насыров К. А.** Метод определения качества антирелаксирующего покрытия в оптических ячейках // Автометрия. 2016. **52**, № 1. С. 85–91.
7. **Nasyrov K., Entin V., Nikolov N. et al.** Simple method for characterization of anti-relaxation coating of optical cells // Proc. SPIE. 2015. **9447**. 944704.
8. **Насыров К. А.** О методах моделирования взаимодействия атомов с поляризованным излучением // Автометрия. 2010. **46**, № 3. С. 54–63.

Поступила в редакцию 24 октября 2017 г.
