

УДК 535.21

## ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА $^{85}\text{Rb}$ В ЯЧЕЙКЕ С АНТИРЕЛАКСИРУЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ\*

А. Крестева<sup>1</sup>, Р. К. Насыров<sup>2</sup>, Н. Петров<sup>1</sup>, С. Гатева<sup>1</sup>,  
С. Каргалева<sup>1</sup>, К. А. Насыров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт электроники БАН,  
1784, Болгария, г. София, Царградское шоссе, 72  
<sup>2</sup>Институт 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  $^{85}\text{Rb}$  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  $\varepsilon$ , 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  $^{85}\text{Rb}$  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  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$ , 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  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$ , 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.

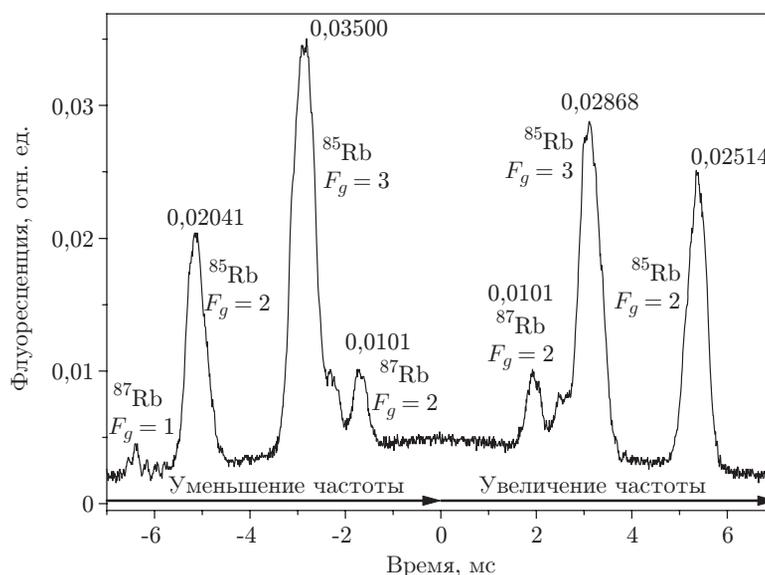


Рис. 1. Экспериментально записанный спектр флуоресценции естественной смеси  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$  в области частот  $D_1$ -линии в вакуумной оптической ячейке с парафиновым покрытием внутренней поверхности. Спектр  $D_1$ -линии прописан дважды, когда частота лазера сначала уменьшалась,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

Частота сканирования 60 Гц. Присутствует лабораторное магнитное поле

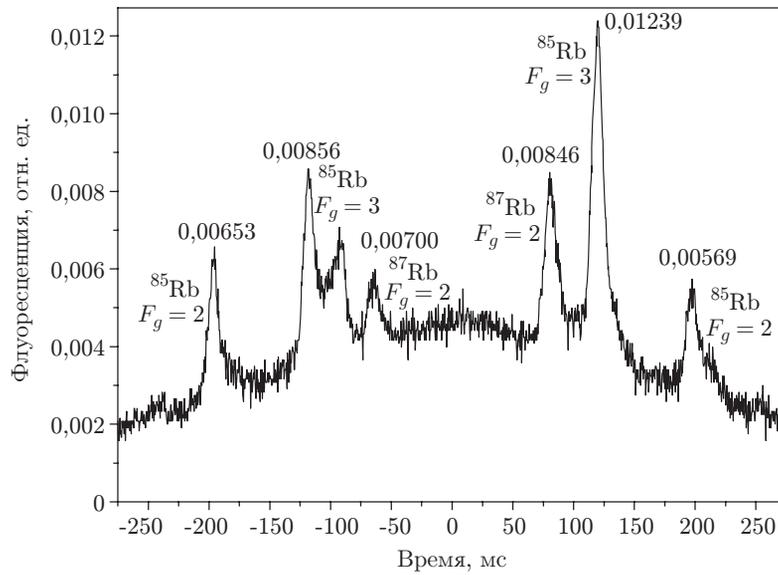


Рис. 2. Спектр как на рис. 1, но при медленном сканировании (1,5 Гц)

Сосредоточимся на изучении  $D_1$ -линии  $^{85}\text{Rb}$ . Схема атомных уровней, участвующих в формировании  $D_1$ -линии  $^{85}\text{Rb}$ , 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  $^{85}\text{Rb}$  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-

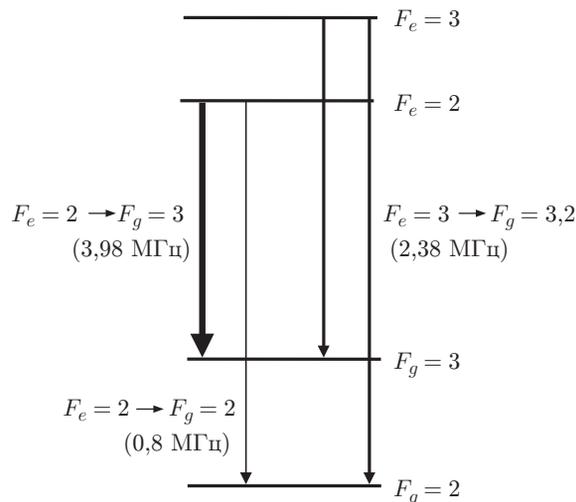


Рис. 3. Схема оптических переходов  $D_1$ -линии  $^{85}\text{Rb}$  ( $F_g$  и  $F_e$  — полный угловой момент для уровней основного состояния сверхтонкой структуры и возбуждённого состояния соответственно). Указаны скорости распада уровней возбуждённого состояния на уровни основного состояния

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.

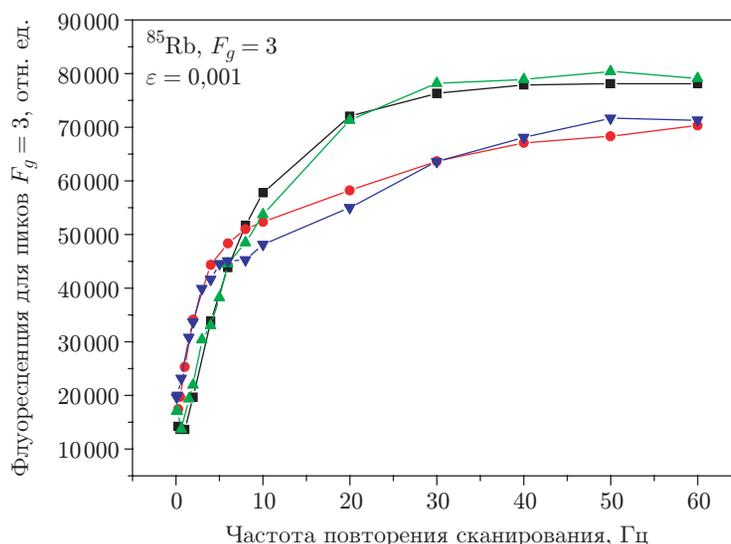
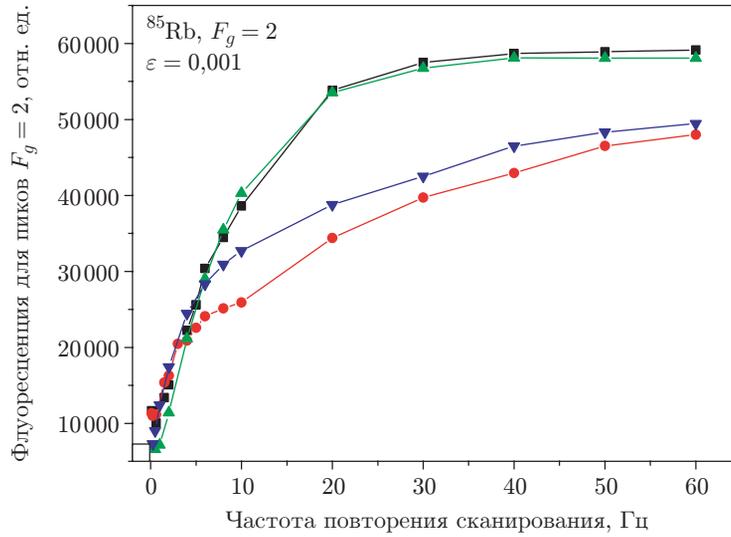


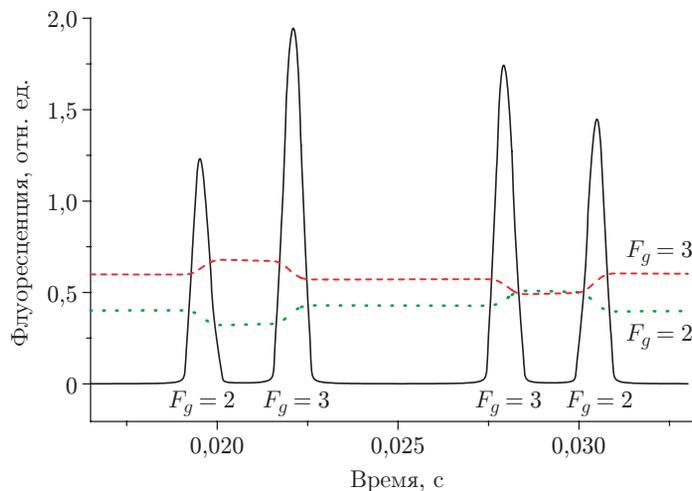
Рис. 4. Экспериментальные (при уменьшении (▲) и увеличении (▼) частоты лазера при сканировании) и теоретические (при уменьшении (■) и увеличении (●) частоты лазера при сканировании) амплитуды пиков  $F_g = 3$  при разных направлениях изменения частоты лазера и разной скорости сканирования (лабораторное 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  $^{85}\text{Rb}$  и зависимости заселённостей 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  $^{85}\text{Rb}$  (штриховая кривая — зависимость заселённости уровня  $F_g = 3$  от времени, пунктирная — зависимость заселённости уровня  $F_g = 2$  от времени). Частота сканирования 60 Гц

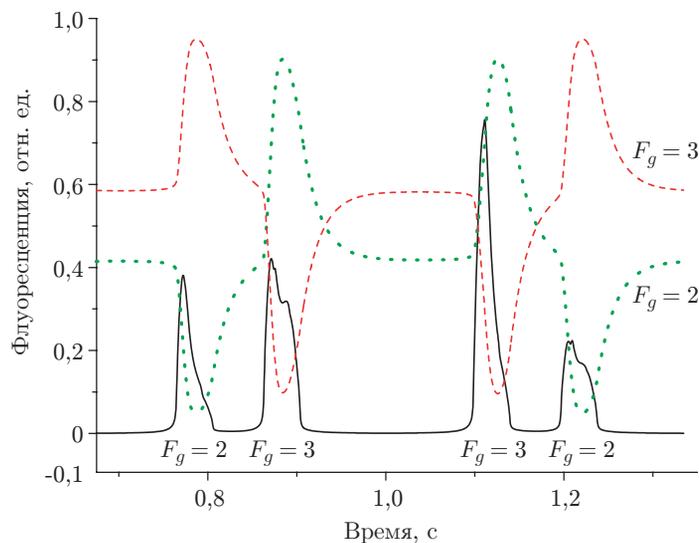


Рис. 7. Расчётный спектр как на рис. 6, но при медленном сканировании (1,5 Гц)

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 ( $\sim 4$  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  $F_g = 3 \rightarrow$

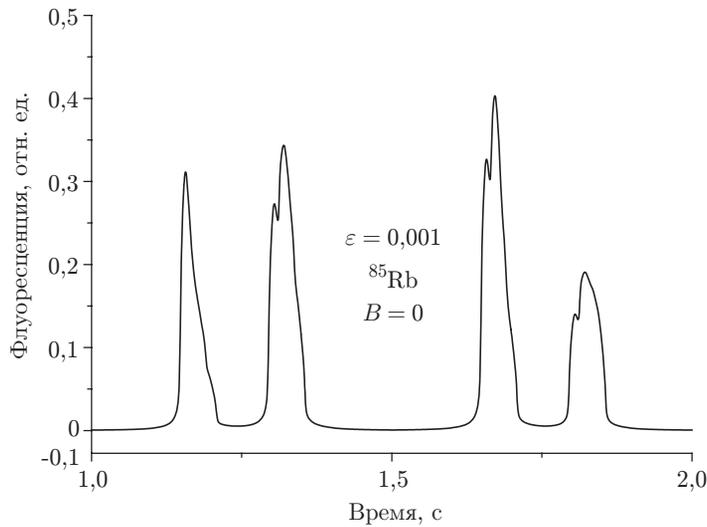


Рис. 8. Расчётный спектр при медленном сканировании  $D_1$ -линии  $^{85}\text{Rb}$  в нулевом магнитном поле

→  $F_e = 3$  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  $^{85}\text{Rb}$  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.*

---