

УДК 535.21

## МЕТОД РАСЧЁТА РЕЗОНАНСОВ В ЯЧЕЙКАХ С АНТИРЕЛАКСИРУЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ ВЫСОКОГО КАЧЕСТВА\*

К. А. Насыров

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: nasynov@iae.nsk.su*

Предложен метод расчёта динамики атомов щелочных металлов, взаимодействующих с резонансным излучением, в вакуумных ячейках с антирелаксирующим покрытием высокого качества. Высокое качество покрытия означает, что атом сохраняет спин при более 1000 соударений со стенкой.

*Ключевые слова:* магнитооптический резонанс, поляризация излучения, оптические уравнения Блоха.

**Введение.** Долгоживущие поляризации атомов в основном состоянии в ячейках с атомными парами являются базой физики атомных часов, магнитометров, квантовой памяти и т. д. [1–3]. В частности, для медицинских целей разрабатываются миниатюрные магнитометры с высокой чувствительностью для измерения объёмной картины распределения магнитного поля, генерируемого человеческим сердцем [4]. В оптических магнитометрах магнитное поле измеряется путём регистрации резонансов в спектрах флуоресценции или поглощения прошедшего света через вакуумные оптические ячейки с парами щелочных металлов при сканировании магнитного поля. Чем выше контрастность резонанса и меньше его ширина, тем чувствительнее магнитометр и точнее измеряемая величина магнитного поля. Ширина резонанса определяется длительностью жизни поляризационных состояний атома, которые разрушаются при столкновении со стенкой ячейки, т. е. она зависит от размеров ячейки. С уменьшением размеров ячейки ширина резонанса увеличивается и чувствительность магнитометра падает. Поэтому на стенки ячейки наносят антирелаксирующее покрытие [5], которое не меняет спин атома при столкновении со стенкой. Качество покрытия можно характеризовать величиной  $\varepsilon$  — вероятностью термализации спина атома при одном соударении с покрытием. Соответственно  $1/\varepsilon$  характеризует число столкновений без изменения спина атома.

Современные антирелаксирующие покрытия сохраняют спин атома при очень большом числе столкновений со стенкой. Так, парафиновые покрытия сохраняют спин до  $10^4$  столкновений [6]. В настоящее время появились покрытия [7], допускающие  $10^6$  ( $\varepsilon = 10^{-6}$ ) соударений без релаксации спина атома. Экспериментально обнаружено, что в ячейках с антирелаксирующим покрытием спектр атома заметно видоизменяется и зависит от скорости и направления сканирования частоты лазера [8].

Учёт антирелаксирующего покрытия приводит к заметному усложнению методов расчёта магнитооптических резонансов.

В работе [9] было предложено интегродифференциальное уравнение для описания динамики атомов в ячейке с антирелаксирующим покрытием. Решение этого уравнения находилось методом итераций. Количество итераций для удовлетворительной сходимости

---

\*Работа выполнена при поддержке программы FP7-PEOPLE-2011-IRSES (контракт № 295264 COSMA).

решения было пропорционально числу соударений атома со стенкой ячейки без изменения спина  $1/\varepsilon$ . Таким образом, для высокого качества антирелаксирующего покрытия требуются расчёты, длительность которых выходит за пределы разумного. В частности в [9] не удалось продвинуться дальше в расчётах для ячеек с качеством покрытия лучше чем  $\varepsilon = 0,1$ .

В данной работе предлагается новый метод расчёта, снимающий это ограничение и позволяющий провести вычисления в случае высокого качества покрытия.

**Теория.** При расчётах динамики взаимодействия атомов с излучением в вакуумных ячейках типична постановка задачи, когда предполагается равновесное заселение всех уровней основного состояния атома, влетающего в лазерный пучок. Такое предположение основано на допущении, что при каждом столкновении атома со стенкой вакуумной ячейки происходит полная релаксация по всем уровням основного состояния. Пролетевший сквозь пучок поляризованного излучения атом приобретает анизотропию по ориентации углового момента и испытывает оптическую накачку по сверхтонким компонентам, но после столкновения со стенкой вакуумной ячейки приходит к одинаковому заселению всех  $M$ -подуровней основного состояния и в таком виде снова попадает в лазерный пучок.

В ячейке с антирелаксирующим покрытием стенок атомы, пролетевшие через лазерный пучок, возвращаются туда же после столкновения со стенкой ячейки без разрушения внутреннего состояния. Таким образом, приобретая в лазерном пучке анизотропию по угловому моменту и оптическую накачку в компоненту сверхтонкой структуры, которая не взаимодействует с излучением, атомы имеют возможность вернуться в лазерный пучок в неравновесном состоянии по заселённости. Фактически начальные условия для влетающих в лазерный пучок атомов оказываются связанными с состояниями атомов, прошедших через пучок. Математически такую связь можно сформулировать в виде интегродифференциального уравнения [9]. Как уже отмечалось выше, это уравнение можно решить численно для  $\varepsilon \geq 0,1$ .

Здесь же предлагается подход, позволяющий получить решения для очень малых  $\varepsilon$ , что даётся ценой дополнительных огрубляющих приближений.

Первое, не самое существенное приближение состоит в предположении цилиндрической симметрии. Оно справедливо, если длина цилиндрической ячейки больше её радиуса и в этом случае пренебрегается влиянием столкновений атомов с торцевыми окнами ячейки. Кроме того, будем предполагать, что лазерный пучок проходит точно по центру ячейки.

Пусть  $\rho(u, r)$  — матрица плотности по внутренним состояниям атома,  $u$  — функция его радиальной скорости,  $r$  — расстояние от центра ячейки. Формально данная матрица плотности удовлетворяет уравнению Лиувилля [10]

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(u, r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r u \rho(u, r) + (\hat{L}_0 + \hat{L}_H + \hat{L}_E)\rho(u, r) = 0, \quad (1)$$

где оператор  $\hat{L}_0$  описывает динамику атома по внутренним состояниям, в том числе и релаксацию из-за спонтанного излучения; операторы  $\hat{L}_H$  и  $\hat{L}_E$  представляют взаимодействие атома с постоянным магнитным полем и электрическим полем излучения.

Проинтегрируем уравнение (1) по площади сечения ячейки вне лазерного пучка (рис. 1) и в результате получим

$$\frac{d}{dt}\bar{\rho} + \hat{L}_H\bar{\rho} + \frac{2\pi R_c}{S}(J_{\text{out}} - J_{\text{in}}) + \frac{2\pi R_b}{S}(j_{\text{out}} - j_{\text{in}}) = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\bar{\rho}$  — среднее по скоростям и по сечению ячейки вне лазерного пучка матрицы плотности атома. Поскольку вне пучка атом находится в основном состоянии, где отсутствует

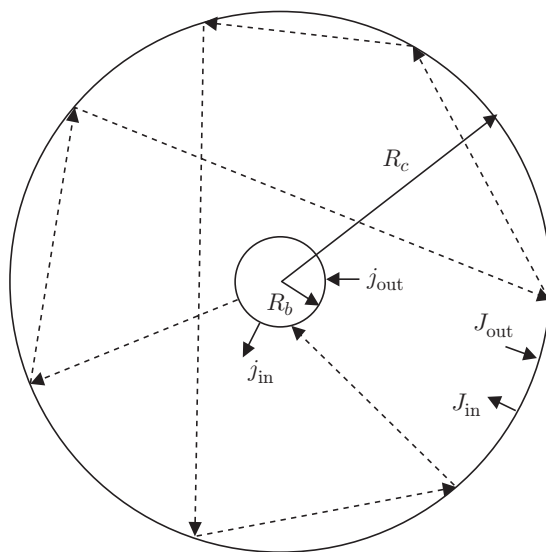


Рис. 1. Поперечное сечение оптической ячейки: центральный круг — сечение лазерного пучка, штриховые линии — возможный путь атома после выхода из лазерного пучка до следующего попадания в него

релаксация между сверхтонкими уровнями, действие оператора  $\hat{L}_0$  обращается в нуль. Значения  $R_c$  и  $R_b$  — радиусы ячейки и лазерного пучка соответственно;  $S = \pi(R_c^2 - R_b^2)$  — площадь сечения ячейки без области, занятой лазерным пучком. Из рис. 1 понятен смысл  $J_{out}$  — это поток атомов, падающий на стенку ячейки,  $J_{in}$  — обратный поток атомов, возвращающихся со стенки внутрь ячейки. Точно также  $j_{out}$  означает поток атомов, попадающих в центральную часть ячейки, занятую лазерным пучком, а  $j_{in}$  — поток атомов, выходящих из лазерного пучка. Существенным для дальнейших рассуждений является условие  $R_c \gg R_b$ . Оно означает, что атом, вылетевший из лазерного пучка, возвращается обратно, испытав множество соударений со стенкой  $(\pi/2)(R_c/R_b) \gg 1$ .

Считается, что при каждом соударении скорость атома термализуется. Кроме того, распределение по внутренним состояниям атома приближается к среднему значению по ячейке, если он проводит достаточно большое время вне пучка. Это даёт основание записать

$$J_{out} = j_{out} = v_T \bar{\rho}, \quad (3)$$

где  $v_T$  — тепловая скорость атома. При каждом столкновении со стенкой ячейки с антирелаксирующим покрытием с вероятностью  $\varepsilon$  происходит термализация по внутренним состояниям атома, и для потока отлетающих от стенки атомов можно записать

$$J_{in} = (1 - \varepsilon)v_T \bar{\rho} + \varepsilon v_T \rho_0, \quad (4)$$

где  $\rho_0$  — равновесная матрица плотности атома (все магнитные подуровни основного состояния одинаково заселены).

Следующее предположение состоит в однородности интенсивности излучения. В этом случае решение уравнения Лиувилля (1) для атома, пересекающего лазерный пучок, дается выражением

$$\rho = e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H + \hat{L}_E)\tau_b} \bar{\rho}. \quad (5)$$

Здесь  $\tau_b$  — время, в течение которого атом находится внутри пучка. Оно разное для разных прицельных параметров атома, пролетающего сквозь лазерный пучок, но для простоты мы

будем считать его одним и тем же для всех атомов  $\tau_b = R_b/v_T$ . Кроме того, в уравнении (5) предполагается, что матрица плотности влетающего в лазерный пучок атома близка к  $\bar{\rho}$ . Таким образом, для плотности потока атомов, выходящих из лазерного пучка в остальной объём ячейки, можно записать выражение

$$j_{\text{out}} = v_T e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H + \hat{L}_E)\tau_b} \bar{\rho}. \quad (6)$$

Учитывая (3), (4) и (6), уравнение (2) в стационарном случае представим в виде

$$\left[ \tau_c \hat{L}_H + \varepsilon + \frac{R_b}{R_c} (1 - e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H + \hat{L}_E)\tau_b}) \right] \bar{\rho} = \varepsilon \rho_0, \quad (7)$$

где  $\tau_c = (R_c^2 - R_b^2)/(2v_T R_c)$  — характерное время жизни атома в ячейке между двумя соударениями со стенкой ячейки. Матричное уравнение (7) можно решить численно и найти среднюю матрицу  $\bar{\rho}$ , которую следует использовать в качестве начальных условий для пролетающего через пучок атома. Методы расчёта динамики атома внутри лазерного пучка излагались в работах [10–12]. При этом можно вычислить интенсивность флуоресценции атомов в ячейке в зависимости от различных параметров, таких как частота излучения лазера, его интенсивность и эллиптичность поляризации, напряжённость магнитного поля, размеры ячейки и радиуса лазерного пучка и т. д. Наконец, излагаемый подход позволяет определить спектр интенсивности флуоресценции при разном качестве антирелаксирующего покрытия стенок ячейки.

**Расчёты.** В качестве демонстрации применения изложенного выше подхода приведём расчёты спектра флуоресценции паров  $\text{Rb}^{87}$  в зависимости от качества антирелаксирующего покрытия стенок оптической ячейки. Будем считать, что лазер настроен по частоте на  $D_1$ -линию резонансного перехода. Схема переходов  $D_1$ -линии показана на рис. 2. Результаты таких расчётов для интенсивности флуоресценции  $I_{\text{fl}}$  представлены на рис. 3. Условия расчёта были следующими: радиус ячейки  $R_c = 1,1$  см, радиус лазерного пучка  $R_b = 0,15$  см, мощность 12,8 мВт, поляризация круговая.

В обычной ячейке без покрытия при сканировании частоты лазера спектр интенсивности флуоресценции состоит из двух дублетов (рис. 3, *a*), разнесённых по частоте на

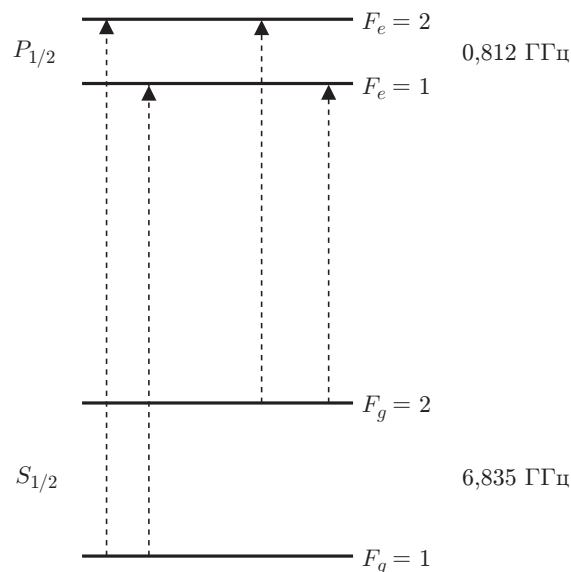


Рис. 2. Схема оптических переходов  $D_1$ -линии атома  $\text{Rb}^{87}$

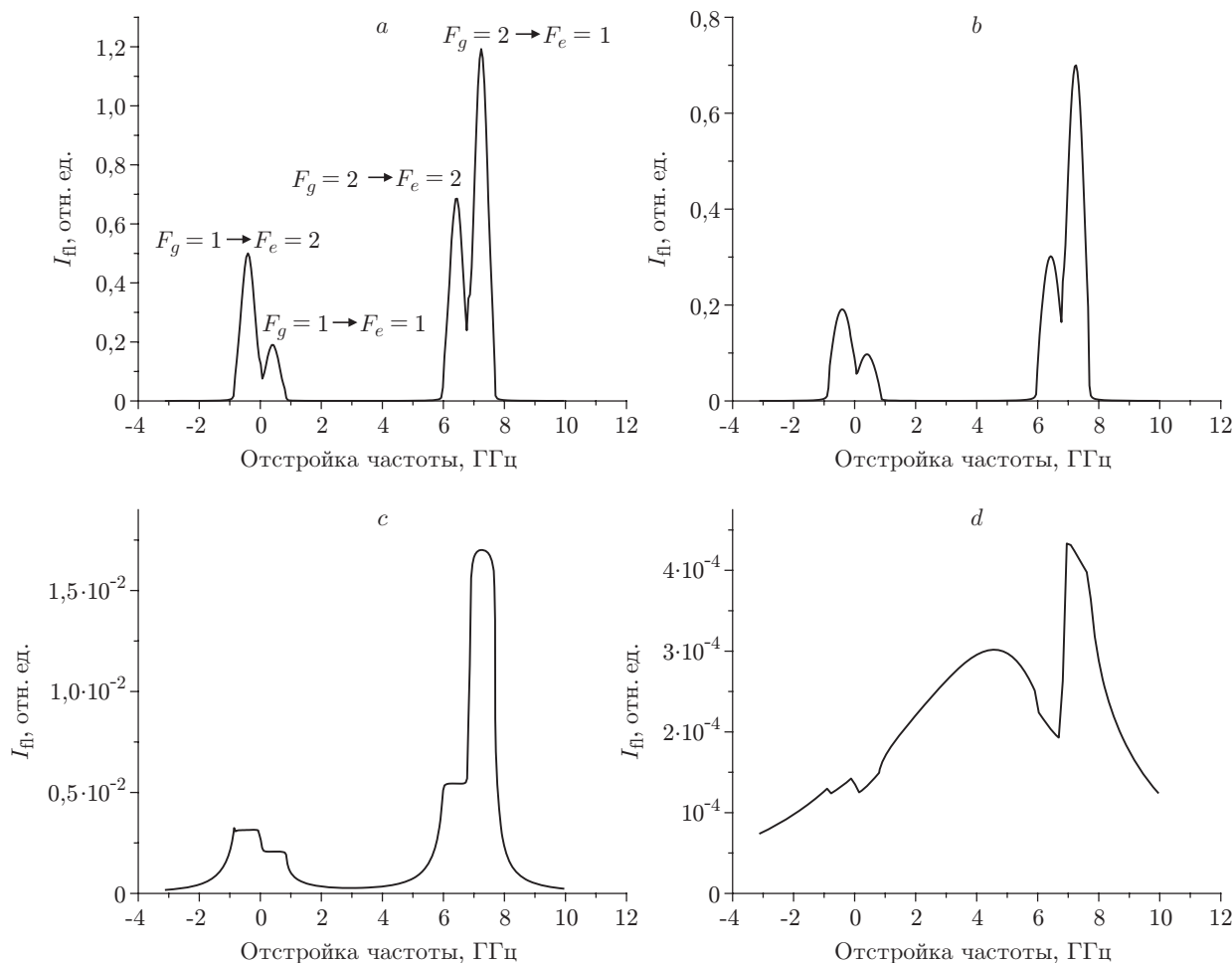


Рис. 3. Спектр  $D_1$ -линии атома  $\text{Rb}^{87}$  при разном качестве антирелаксирующего покрытия стенок ячейки:  $a$  — без покрытия,  $b$  —  $\varepsilon = 10^{-2}$ ,  $c$  —  $\varepsilon = 10^{-4}$ ,  $d$  —  $\varepsilon = 10^{-6}$

величину сверхтонкого расщепления основного состояния  $\text{Rb}^{87}$  8,312 ГГц. Частотное расстояние между пиками в дублетах соответствует сверхтонкому расщеплению возбуждённого состояния  $P_{1/2}$  0,812 ГГц. Таким образом, каждый пик отвечает одному из переходов  $D_1$ -линии (см. рис. 2). В ячейках с антирелаксирующим покрытием спектр флуоресценции видоизменяется с улучшением качества покрытия (уменьшением параметра  $\varepsilon$ ). На рис. 3,  $b, c$  видно, что с уменьшением  $\varepsilon$  эти пики сглаживаются, а относительная интенсивность флуоресценции уменьшается по сравнению со случаем ячейки без покрытия. Наконец, при  $\varepsilon = 10^{-6}$  (рис. 3,  $d$ ) дублетная структура пропадает, спектр становится широким, захватывая весь диапазон сверхтонкого расщепления основного состояния. Такое поведение спектра объясняется оптической накачкой по компонентам сверхтонкой структуры. Так, если излучение настроено в резонанс с оптическим переходом, стартующим с уровня  $F_g = 1$ , то возбуждённый атом при спонтанном излучении частично распадается в нижний уровень  $F_g = 2$ , в котором из-за большой частотной отстройки значительно слабее взаимодействует с излучением. Поэтому в отсутствие термализующих по спину столкновений со стенкой ячейки атомы будут накапливаться в состоянии  $F_g = 2$ , а состояние  $F_g = 1$  будет, наоборот, обедняться. Это приводит к уменьшению интенсивности флуоресценции. При хорошем качестве антирелаксирующего покрытия становится выгодной ситуация, когда частота лазера находится между резонансными частотами для переходов, стартующих с

уровней  $F_g = 1$  и  $F_g = 2$ . В таком случае преодолевается оптическая накачка, хотя интенсивность флуоресценции остаётся малой из-за больших отстроек от резонансных частот, что объясняет уширение спектра при высоком качестве покрытия.

**Заключение.** В данной работе предложен и реализован подход для описания взаимодействия резонансного излучения с атомами в вакуумных оптических ячейках с антирелаксирующим покрытием высокого качества. Такие покрытия могут быть использованы при создании малоразмерных оптических магнитометров для повышения контрастности магнитооптических резонансов и, следовательно, повышения точности измерения магнитного поля. Численные расчёты демонстрируют существенную зависимость формы спектра флуоресценции от качества покрытия. В частности, при высоком качестве покрытия ( $\varepsilon = 10^{-6}$ ) сверхтонкая дублетная структура спектра  $D_1$ -линии вырождается в один широкий спектр. Таким образом, по виду спектра флуоресценции можно оценить качество антирелаксирующего покрытия ячейки магнитометра.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Demtredner W. Laser Spectroscopy. N. Y.: Springer, 2003. 448 p.
2. Pappas P. G., Burns M. M., Hinchewood D. D. et al. Saturation spectroscopy with laser optical pumping in atomic barium // Phys. Rev. A. 1980. **21**, N 6. P. 1955–1968.
3. Смирнов В. С., Тумайкин А. М., Юдин В. И. Стационарные когерентные состояния атомов при резонансном взаимодействии с эллиптически поляризованным светом. Когерентное пленение населенностей (общая теория) // ЖЭТФ. 1989. **96**, № 5. С. 1613–1628.
4. Холодов Ю. А., Козлов А. Н., Горбач А. М. Магнитные поля биологических объектов. М.: Наука, 1987. 138 с.
5. 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.
6. Bouchiat M. A., Brossel J. Relaxation of optically pumped Rb atoms on paraffin-coated wall // Phys. Rev. 1966. **147**, N 1. P. 41–54.
7. 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.
8. Севостьянов Д. И., Яковлев В. П., Козлов А. Н. и др. Роль переходных процессов в спектроскопии резонансных линий атомов цезия в ячейках с антирелаксационным покрытием // Квантовая электроника. 2013. **43**, № 7. С. 638–645.
9. Насыров К. А. Особенности магнитооптических резонансов в ячейках с антирелаксирующим покрытием при эллиптической поляризации излучения // Автометрия. 2013. **49**, № 1. С. 103–110.
10. Насыров К. А. О методах моделирования взаимодействия атомов с поляризованным излучением // Автометрия. 2010. **46**, № 3. С. 54–63.
11. Nasyrov K., Cartaleva S., Petrov N. et al. Coherent population trapping resonances in Cs atoms excited by elliptically polarized light // Phys. Rev. A. 2006. **74**, N 1. 013811.
12. Насыров К. А., Карталева С. Магнитооптические резонансы в ячейках с остаточным содержанием буферного газа при эллиптической поляризации излучения // Автометрия. 2012. **48**, № 4. С. 79–87.

*Поступила в редакцию 5 мая 2014 г.*