

## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 535.21

### МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ЯЧЕЙКАХ С ОСТАТОЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ БУФЕРНОГО ГАЗА ПРИ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ\*

К. А. Насыров<sup>1</sup>, С. Карталева<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: nasuyrov@iae.nsk.su*

<sup>2</sup>*Институт электроники Болгарской академии наук,  
1784, Болгария, г. София, Цареградское шоссе, 72*

Зависимость интенсивности флуоресценции паров Cs, облучаемых излучением эллиптической поляризации, резонансным переходу  $F = 4 \rightarrow F = 5$ , от сканируемого магнитного поля имеет сложную форму — узкий провал на фоне широкого пика. Экспериментально обнаружено, что провал обусловлен небольшой составляющей магнитного поля, ортогонального направлению лазерного пучка. Двухуровневая модель атома с вырожденными по проекции углового момента состояниями предсказывает на порядок меньший контраст этого провала. Экспериментально наблюдаемый контраст провала можно объяснить, предполагая, что из-за содержания небольшого давления буферного газа в оптической ячейке часть резонансных атомов имеет возможность возвращаться в лазерный пучок без термализующих столкновений со стенкой ячейки, усиливая контраст. Кроме того, учёт всех оптических переходов  $D_2$ -линии и оптической накачки по компонентам сверхтонкой структуры основного состояния является принципиальным моментом для интерпретации результатов эксперимента.

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

**Введение.** Магнитооптические резонансы наблюдаются в спектрах флуоресценции или поглощения прошедшего света через вакуумные оптические ячейки с парами щелочных металлов при сканировании магнитного поля. Обычно измеряется зависимость интенсивности флуоресценции, собираемой в направлении, перпендикулярном лазерному пучку, или поглощения интенсивности прошедшего через ячейку излучения от приложенного магнитного поля. В данной работе речь пойдёт о наблюдении резонансов с помощью регистрации интенсивности флуоресценции. Форма резонанса зависит как от поляризации излучения и типа оптического перехода, резонансной частоте излучения, так и от направления сканируемого магнитного поля. При простых поляризациях (линейной или циркулярной) резонанс имеет также простую форму (провал или пик).

При эллиптической поляризации излучения резонанс приобретает более сложную форму. Особенности проявления эллиптичности поляризации при взаимодействии резонансного излучения с атомами посвящено множество публикаций (см., например, [1–4]).

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-02-01130).

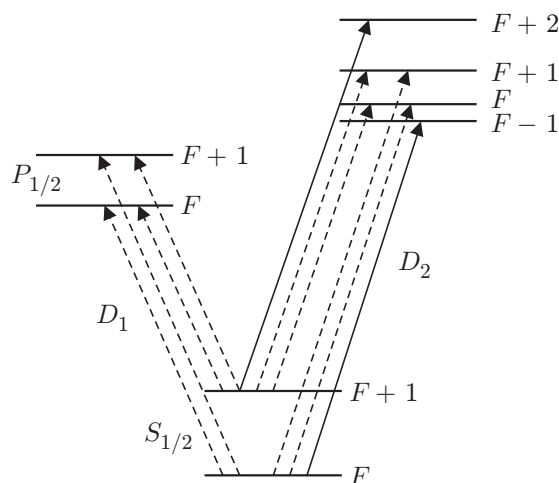


Рис. 1. Схема оптических переходов  $D_1$ - и  $D_2$ -линий щелочных атомов (сплошные линии означают закрытые переходы)

В [5] наблюдался магнитооптический резонанс в парах Cs, когда излучение эллиптической поляризации было резонансно закрытому переходу  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$   $D_2$ -линии (рис. 1). Резонанс имел вид узкого пика на фоне широкого провала. Экспериментально выяснилось, что происхождение центрального пика обусловлено наличием небольшого магнитного поля, ортогонального направлению лазерного пучка, причём контрастность пика увеличивается с ростом ортогональной компоненты магнитного поля.

В данной же работе сообщается о регистрации аналогичного эффекта, но для излучения, резонансного переходу  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$   $D_2$ -линии Cs. Отличие состоит в том, что форма резонанса является «негативом» резонансу, который наблюдался для перехода  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ , т. е. резонанс имеет узкий провал на фоне широкого пика (рис. 2). Эксперимент показывает, что и в этом случае узкий провал обусловлен небольшой компо-

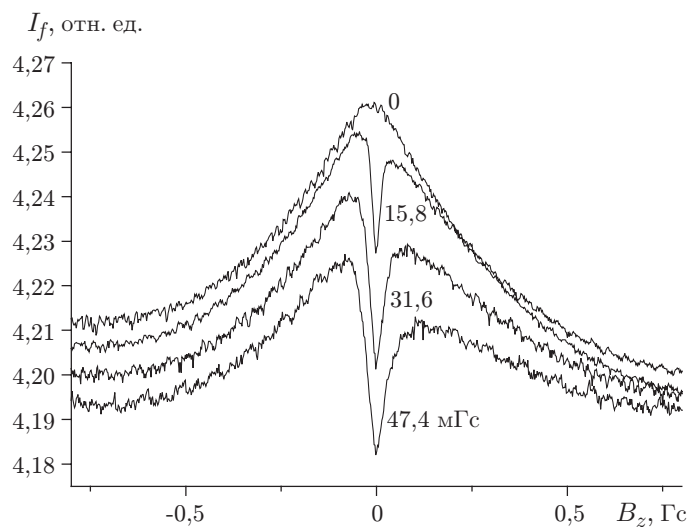


Рис. 2. Экспериментальная зависимость интенсивности флуоресценции от продольного магнитного поля при разных значениях ортогонального магнитного поля. Эллиптичность поляризации  $I_x : I_y = 2,07 : 1$ . Радиус лазерного пучка 0,15 см, мощность 12,8 мВт. Графики для наглядности разнесены по вертикали

нентой магнитного поля, ортогональной лазерному пучку. При полной компенсации этой составляющей магнитного поля провал исчезает.

Однако теоретические расчёты предсказывают, что контраст центрального провала должен быть более чем на порядок меньше, чем это наблюдается в эксперименте. Расчёты для Rb [6] также указывают на маленькую амплитуду узкой структуры резонанса. Цель данной работы состоит в объяснении причин усиления контраста в эксперименте.

**Качественное объяснение композитных форм резонанса.** Причину возникновения сложной формы резонанса при эллиптической поляризации излучения можно качественно пояснить следующим образом. Эллиптическую поляризацию представим в виде суммы линейной и круговой поляризаций, хотя её действие, строго говоря, нельзя описать как суперпозицию действий линейной и круговой поляризаций. Тем не менее такой подход помогает пониманию картины на качественном уровне. Рассмотрим, к каким эффектам приводят эти поляризации по отдельности.

Для линейной поляризации выберем систему координат с осью квантования вдоль вектора электрического поля. В такой системе координат излучение с линейной поляризацией вызывает переходы  $M \rightarrow M$  в двухуровневой системе, как показано на рис. 3.

Особенностью перехода  $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$  является то, что силы осцилляторов переходов  $M \rightarrow M$  максимальны для  $M = 0$  и уменьшаются к крайним значениям  $M$ . Исходно равномерная заселённость нижних  $M$ -состояний двухуровневой системы в результате последовательных актов поглощения фотона и его спонтанного переизлучения будет перераспределяться, стремясь сконцентрироваться вблизи  $M = 0$ . Интенсивность флуоресценции максимальна в этом конечном состоянии. В выбранной системе координат магнитное поле вдоль направления распространения излучения является ортогональным и перемешивает  $M$ -состояния, в большей степени заселяя  $M$ -состояния нижнего уровня, для которых силы осцилляторов слабее. Перераспределение заселённости приведёт к уменьшению интенсивности флуоресценции. Таким образом, видим, что при линейной поляризации интенсивность флуоресценции спадает с увеличением сканируемого магнитного поля (см. рис. 3). Экспериментально этот эффект регистрировался в парах Rb<sup>87</sup> на оптическом переходе  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$   $D_2$ -линии [7].

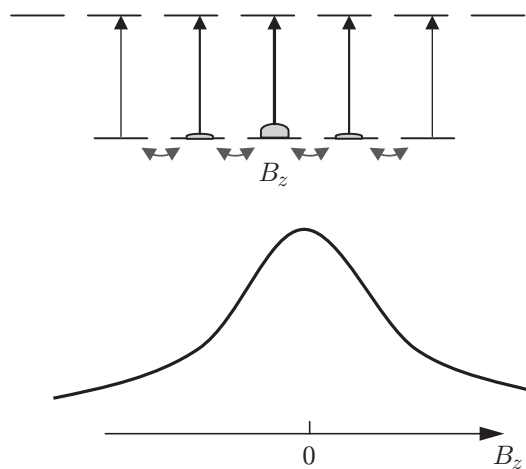


Рис. 3. Переходы в двухуровневой системе  $F \rightarrow F + 1$  под действием линейно поляризованного излучения. Ось квантования направлена вдоль вектора поляризации. Показана зависимость интенсивности флуоресценции от магнитного поля вдоль направления лазерного пучка

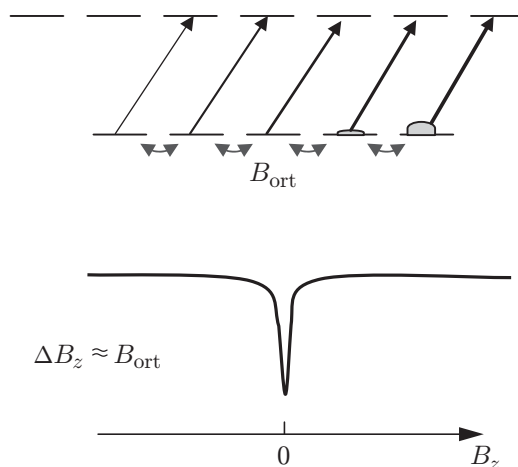


Рис. 4. Переходы в двухуровневой системе  $F \rightarrow F + 1$  под действием циркулярно поляризованного излучения. Ось квантования ориентирована вдоль направления лазерного пучка. Показана зависимость интенсивности флуоресценции от магнитного поля

Для круговой поляризации удобно выбрать уже другую систему координат — с осью квантования вдоль направления распространения лазерного излучения. В этой системе будем считать, что поляризация имеет направление вращения, которое вызывает переходы  $M \rightarrow M + 1$  (рис. 4). Для двухуровневой системы  $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$  силы осцилляторов переходов  $M \rightarrow M + 1$  растут с  $M$ , достигая максимума при  $M = F_g$ . Поглощение и переизлучение фотонов приводят к заселению крайнего нижнего состояния  $M = F_g$ , при этом интенсивность флуоресценции становится максимальной. Продольное магнитное поле никак не влияет на заселение этого крайнего состояния и на интенсивность флуоресценции. Однако, если имеется небольшое ортогональное магнитное поле  $B_{\text{ort}}$ , то при  $|B_z| \leq B_{\text{ort}}$  оно начинает перемешивать  $M$ -подуровни, уменьшая заселённость  $M = F_g$  в пользу увеличения заселённости других состояний, у которых силы осцилляторов меньше. Это приводит к снижению интенсивности флуоресценции. Отсюда ясно, что спектр флуоресценции должен иметь провал при  $B_z = 0$  шириной  $\Delta B_z \approx B_{\text{ort}}$  (см. рис. 4).

Можно ожидать, что совместные действия круговой и линейной поляризаций приведут к образованию композитного спектра, наблюдаемого в эксперименте, т. е. узкий провал на фоне широкого пика.

Ещё раз повторим, что такое рассмотрение помогает пониманию картины на качественном уровне, но не может претендовать на количественное описание.

**Теория, сравнение расчётов с экспериментом.** Как уже отмечалось выше, численное решение оптических уравнений Блоха для матрицы плотности с вырожденными по  $M$  состояниями двухуровневого атома, пролетающего через лазерный пучок, демонстрирует, что амплитуда центрального провала магнитооптического резонанса более чем на порядок слабее экспериментально наблюдаемого провала.

Для теоретического объяснения экспериментальных контрастов магнитооптического резонанса оказались существенными:

- 1) отказ от модели двухуровневого атома и необходимость учитывать все оптические переходы и все уровни, дающие вклад в  $D_2$ -линию;
- 2) предположение о присутствии в вакуумной ячейке остаточного давления буферного газа порядка 0,1 торр.

Как будет показано с помощью численных расчётов, эффект оптической накачки по сверхтонким компонентам основного состояния атома Cs имеет принципиальное значение, а учесть его в рамках простой модели двухуровневого атома с вырожденными по  $M$  состояниями невозможно.

Влияние остаточного давления буферного газа на сужение резонансов при двухчастотном облучении щелочных атомов обсуждалось в работе [8].

Типична постановка задачи, когда предполагается равновесное заселение всех уровней основного состояния атома Cs, влетающего в лазерный пучок. Такое предположение строится на допущении, что при каждом столкновении атома со стенкой вакуумной ячейки атом прилипает к ней на некоторое время, при этом происходит полная релаксация по всем уровням основного состояния. Затем атом отлетает от стенки и снова попадает в лазерный пучок. Пролетевший сквозь пучок поляризованного излучения атом конечно 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 присутствии остаточного давления буферного газа часть атомов, пролетевших через пучок, возвращается туда же без столкновения со стенкой ячейки в результате диффузионного блуждания. Столкновения с атомами буферного благородного газа практически не меняют  $M$ -состояния основного уровня атома Cs, поскольку для него электронный угловой момент равен нулю. Таким образом, приобретает в лазерном пучке анизотропию по угловому моменту и оптическую накачку в компоненту сверхтонкой структуры, которая не взаимодействует с излучением, атом Cs имеет 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. Это обстоятельство имеет решающее значение для объяснения контраста резонанса.

Математически такую связь можно сформулировать следующим образом. Пусть  $\rho(\mathbf{v}, \mathbf{r})$  есть матрица плотности по внутренним состояниям атома и функция его скорости и положения. Формально эта матрица плотности удовлетворяет уравнению Лиувилля [9]

$$\frac{d}{dt} \rho(\mathbf{v}, \mathbf{r}) + (\hat{L}_0 + \hat{L}_H + \hat{L}_E) \rho(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

где оператор  $\hat{L}_0$  описывает динамику атома по внутренним состояниям, в том числе и релаксацию из-за спонтанного излучения, а операторы  $\hat{L}_H$  и  $\hat{L}_E$  — взаимодействие атома с постоянным магнитным полем и электрическим полем излучения. Вне лазерного пучка атом взаимодействует только с магнитным полем и если оно однородно внутри оптической ячейки, то решение даётся выражением

$$\rho(t) = e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H)(t-t_0)} \rho(t_0). \quad (2)$$

Пусть  $\rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b)$  — матрица плотности атомов, вылетающих из лазерного пучка. Мы считаем, что интенсивность излучения в пучке аксиально-симметричная и зависит только от радиуса;  $r_b$  — прицельный параметр атома, пролетающего сквозь лазерный пучок.

Предполагая, что движение атома вне лазерного пучка подчиняется уравнению диффузии, нетрудно получить связь матрицы плотности  $\rho_{\text{in}}(\mathbf{v})$  атома, влетающего в пучок, с матрицей плотности атома, вылетающего из лазерного пучка:

$$\rho_{\text{in}}(\mathbf{v}) = (1 - W) \rho_0(\mathbf{v}) + f_0(\mathbf{v}) \hat{W} \langle \rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b) \rangle_{\mathbf{v}, r_b}. \quad (3)$$

Здесь

$$f_0(\mathbf{v}) = 1/(\sqrt{\pi}v_T)^3 \exp(-\mathbf{v}^2/v_T^2) \quad (4)$$

— равновесное распределение по скоростям;  $\rho_0(\mathbf{v})$  — матрица плотности с равновесным заселением уровней нижнего состояния атома и равновесным распределением по скоростям;  $\langle \cdot \rangle_{\mathbf{v}, r_b}$  означает усреднение по скоростям и прицельному параметру. Оператор  $\hat{W}$  определяется как

$$\hat{W} = \int_0^\infty w(t) e^{-(\hat{L}_0 + \hat{L}_H)t} dt, \quad (5)$$

где  $w(t)dt$  — вероятность возвращения атома обратно в лазерный пучок в отрезок времени  $t, t + dt$  после его вылета из пучка без столкновения со стенкой ячейки:

$$w(t) = \frac{4R_b v_T}{\pi^{3/2} R_c^2} \sum_k \exp\left(-\frac{D\gamma_k^2}{R_c^2} t\right) / J_1^2(\gamma_k). \quad (6)$$

Здесь  $\gamma_k$  — корень функции Бесселя нулевого порядка;  $D$  — коэффициент диффузии атома в ячейке;  $R_b$  и  $R_c$  — радиусы лазерного пучка и ячейки соответственно. В уравнении (3)

$$W = \int_0^\infty w(t) dt \quad (7)$$

есть доля частиц, возвращающихся в лазерный пучок без столкновений со стенкой ячейки. Предполагается, что каждое столкновение со стенкой ячейки полностью термализует атом. Уравнение (3) можно представить в виде

$$\rho_{\text{in}}(\mathbf{v}) = \rho_0(\mathbf{v}) + f_0(\mathbf{v}) \hat{W} \int_0^{R_c} \frac{dr_b}{R_b} \int (\rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b) - \rho_0(\mathbf{v})) d\mathbf{v}, \quad (8)$$

выделяя во втором члене правой части уравнения (8) вклад от поляризованных атомов.

Далее предполагается, что длина свободного пробега атома больше радиуса лазерного пучка и внутри него резонансный атом пролетает без столкновений. Динамика атома в пучке находится численным решением оптических уравнений Блоха для матрицы плотности атома, учитывающих все уровни, участвующие в образовании  $D_2$ -линии. Процедура численного решения этих уравнений описана в [9, 10].

Динамика атома в ячейке с остаточным газом находится итерациями. На первом шаге предполагается  $\rho_{\text{in}}(\mathbf{v}) = \rho_0(\mathbf{v})$  и с помощью оптических уравнений Блоха рассчитывается динамика матрицы плотности атома, пролетающего сквозь пучок с гауссовым распределением интенсивности по радиусу. Расчёт делается для разных значений продольной и поперечной скоростей атомов по отношению к лазерному пучку и для разных прицельных параметров. Таким образом, находится  $\rho_{\text{out}}(\mathbf{v}, r_b)$ , которая подставляется в уравнение (8) для вычисления  $\rho_{\text{in}}(\mathbf{v})$ . Затем эта процедура вновь повторяется до сходимости с заданной точностью.

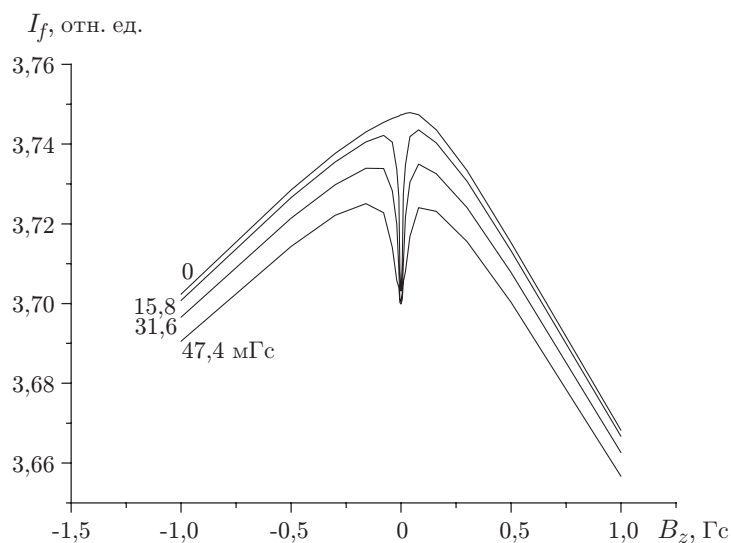


Рис. 5. Расчёт интенсивности флуоресценции для тех же условий, что и в эксперименте

Результаты таких расчётов для интенсивности флуоресценции представлены на рис. 5. Как видим, расчётный контраст узкого провала вполне согласуется с экспериментально наблюдаемым. Длина свободного пробега атома (0,41 см), при которой достигается согласие теоретических и экспериментальных контрастов резонансов, меньше диаметра ячейки (3 см) и больше радиуса лазерного пучка (0,15 см). Поэтому предположение о бесстолкновительном пролёте атома через пучок и его диффузионном движении внутри объёма ячейки оказывается оправданным. Указанная длина свободного пробега соответствует давлению аргона 0,05 торр.

Величину контраста узкого провала можно объяснить следующим образом. На рис. 6 показана зависимость от продольного магнитного поля доли атомов, прошедших сквозь лазерный пучок и оставшихся на рабочем уровне сверхтонкой структуры основного состояния, при разном числе итераций в решении уравнения (8). Как видно из этих расчётов, при первой итерации (кривая 1), когда предполагается, что в пучок влетают атомы с одинаковой заселённостью по всем  $M$ -подуровням основного состояния, на выходе из пучка

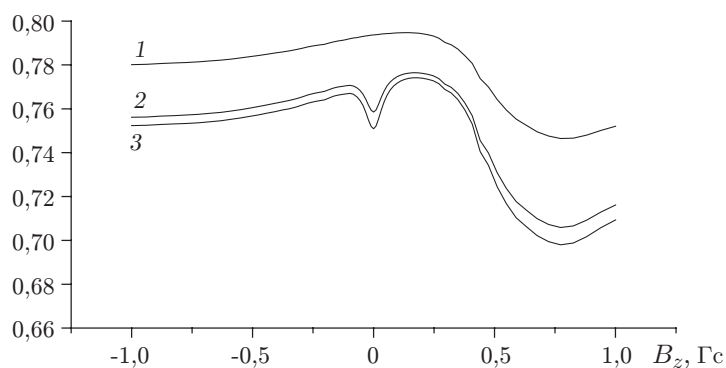


Рис. 6. Доля атомов, прошедших сквозь пучок и оставшихся на рабочем уровне сверхтонкой структуры основного состояния, в зависимости от магнитного поля и номера итерации;  $B_{\text{ort}} = 31,6$  мГс

остаётся примерно 80 % атомов на рабочем уровне основного состояния. Оптическая накачка возникает из-за того, что, хотя лазер настроен на резонанс с переходом  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ , происходят оптические переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4$  вследствие доплеровского уширения. А из состояний  $F_e = 3,4$  допустим спонтанный распад в нижнее состояние  $F_g = 3$ , не взаимодействующее с излучением. Для следующих итераций (кривые 2 и 3) решения уравнения (8) становится заметен провал в зависимости доли атомов на рабочем уровне  $F_g = 4$  вблизи нулевых значений продольного магнитного поля. Причина такого провала состоит в том, что атомы, прошедшие сквозь пучок поляризованного света, приобретают анизотропию по угловому моменту. Из-за буферного газа и в отсутствие магнитного поля атомы вновь попадают в пучок, сохраняя свою поляризацию. При этом поляризованные атомы испытывают меньшую оптическую накачку по сверхтонким состояниям, чем неполяризованные. Достаточно большое продольное магнитное поле также стабилизирует поляризацию атома во время его диффузионного блуждания внутри ячейки. Однако при нулевом продольном магнитном поле даже слабое ортогональное магнитное поле разрушает поляризацию и атомы, вновь попадая в лазерный пучок, испытывают повышенную оптическую накачку. В итоге число атомов на рабочем уровне в следующих итерациях имеет провал при нулевом продольном магнитном поле. Именно этот провал и объясняет высокий контраст узкого провала в экспериментально наблюдаемом спектре резонанса флуоресценции.

**Заключение.** В данной работе экспериментально обнаружен и теоретически объяснён магнитооптический резонанс в парах Cs сложной формы — узкий центральный провал на фоне широкого пика. Причинами появления узкого провала являются эллиптичность поляризации излучения и наличие небольшого магнитного поля, ортогонального направлению распространения излучения. Величину контраста этого провала удалось воспроизвести в расчётах при использовании оптической накачки по сверхтонким компонентам и при наличии остаточной атмосферы благородного газа в вакуумной ячейке. Ожидается, что данный эффект будет усиливаться в ячейках с антирелаксирующим покрытием.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **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.
2. **Milner V., Chernobrod B. M., Prior Y.** Arbitrary orientation of atoms and molecules via coherent population trapping by elliptically polarized light // Phys. Rev. A. 1999. **60**, N 2. P. 1293–1304.
3. **Rochester S. M., Hsiung D. S., Budker D. et al.** Self-rotation of resonant elliptically polarized light in collision-free rubidium vapor // Phys. Rev. A. 2001. **63**, N 4. 043814.
4. **Taichenachev A. V., Tumaikin A. M., Yudin V. I., Nienhuis G.** Steady state of atoms in a resonant field with elliptical polarization // Phys. Rev. A. 2004. **69**, N 3. 033410.
5. **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.
6. **Dimitrijevic J., Krmpot A., Mijailovic M. et al.** Role of transverse magnetic fields in electromagnetically induced absorption for elliptically polarized light // Phys. Rev. A. 2008. **77**, N 1. 013814.
7. **Dancheva Y., Alzetta G., Cartaleva S. et al.** Coherent effects on the Zeeman sublevels of hyperfine states in optical pumping of Rb by monomode diode laser // Opt. Commun. 2000. **178**, N 1–3. P. 103–111.



- 
8. **Xiao Y., Novikova I., Phillips D. F., Walsworth R. L.** Diffusion-induced Ramsey narrowing // Phys. Rev. Lett. 2006. **96**, N 4. 043601.
  9. **Насыров К. А.** О методах моделирования взаимодействия атомов с поляризованным излучением // Автометрия. 2010. **46**, № 3. С. 54–63.
  10. **Andreeva С., Cartaleva S., Dancheva Y. et al.** Coherent spectroscopy of degenerate two-level systems in Cs // Phys. Rev. A. 2002. **66**, N 1. 012502.

*Поступила в редакцию 16 марта 2012 г.*

---