

УДК 539.18

ДИНАМИКА ПРОЦЕССА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМАРНЫХ ПАРОВ Cs ПРИ СКАНИРОВАНИИ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Э.А. ГАЗАЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 20 сентября 2007 г.)

Исследована динамика взаимодействия лазерного излучения резонансных D_2 переходов в атоме Cs^{133} при наличии внешнего магнитного поля. Изучены динамика населённостей уровней и резонансная флуоресценция при сканировании частоты лазерного излучения с линейной и циркулярной поляризацией.

1. Введение

Исследование населенностей уровней и резонансной флуоресценции атомов в газовой среде является одним из основных направлений оптики. Появление перестраиваемых лазеров с малой спектральной шириной излучения (~ 50 МГц) стимулировало дальнейшее развитие лазерной спектроскопии разреженных атомарных паров, позволяя исследовать процессы с участием уровней сверхтонкой структуры атомов.

Внешнее магнитное поле существенным образом видоизменяет дисперсионные и абсорбционные свойства атомной системы, что вызывает разнообразные магнитооптические эффекты при резонансном взаимодействии лазерного излучения с атомами. Наиболее интересными магнитооптическими эффектами являются наведенный магнитным полем поворот плоскости поляризации в среде (эффект Фарадея), расщепление спектральных линий в магнитном поле (эффект Зеемана), а также изменение диаграммы направленности и уменьшение степени поляризации света резонансной частоты в слабом магнитном поле (эффект Ханле).

Важное фундаментальное и практическое значение упомянутых процессов стимулировало теоретические и экспериментальные исследования в области взаимодействия лазерного излучения с атомами и магнитооптических явлений [1]. Эти исследования имеют большое значение в лазерной физике, квантовой оптике и могут иметь применение при создании чувствительных магнитометров [2,3].

Основные исследования проводятся с помощью ячеек с атомарными парами щелочных металлов. В работе [4] исследован спектр флуоресценции при резонансном возбуждении D_2 линий Cs в субмикронной кювете при наличии внешнего магнитного поля. В

работе [5] экспериментально изучено нелинейное магнитооптическое вращение на сверхтонких переходах $F_g=3 \rightarrow F_e=2,3,4$ D₂ линии атома Cs в ячейке без буферного газа. Эксперимент выполнен в конфигурации рассеяния вперед с одновременным линейным сканированием частоты лазера и магнитного поля. Работы [6,7] посвящены использованию техники двойного сканирования для исследования эффекта Ханле в парах Rb. Исследованы резонансная флуоресценция в парах Rb при комнатной температуре с возбуждением состояния $5P_{3/2}$ (D₂ линия) при наличии магнитного поля. В работе [7] приведены уравнения матрицы плотности для основного и возбуждённого состояний с учётом зеемановского расщепления. Эти уравнения решены в приближении квазистационарного возбуждения. С помощью полученных выражений для элементов матрицы плотности возбужденных подуровней вычислена интенсивность резонансной флуоресценции. Результаты, полученные для стационарного режима, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В настоящей работе численным решением уравнений баланса исследуется сверхтонкая структура резонансной флуоресценции на линии D₂ атома Cs¹³³ под действием лазерного излучения с перестраиваемой частотой в случае линейной и круговой поляризации. Сканирование частоты лазера осуществляется линейно по времени. Рассмотрена зависимость от интенсивности лазерного излучения и времени сканирования частоты лазера. Введением дополнительного некогерентного взаимодействия, перемешивающего подуровни основного состояния, показано, что оно существенно меняет полученные результаты. Подробно изучена динамика процесса при учете зеемановского расщепления уровней при наличии внешнего магнитного поля.

2. Основные уравнения

Рассмотрим лазерное излучение с линейной либо циркулярной поляризацией и частотой, меняющейся по закону

$$v(t) = v_0(1 + \alpha t), \quad (1)$$

где v_0 – начальная частота перестраиваемого лазера при $t = 0$, а параметр α определяется скоростью сканирования частоты лазера.

Энергетическая схема уровней сверхтонкой структуры D₂ линии атома Cs¹³³ приведена на рис.1. В расчетах рассматриваются обе группы разрешенных линий Cs¹³³: $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,3,4$ и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4,5$.

Исходя из схемы рис.1, сканирование частоты осуществляется от v_0 до значения $v_{scan} = v_{f,i} + \Delta_0$, где Δ_0 – начальная расстройка, $v_{f,i}$ – частота перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$.

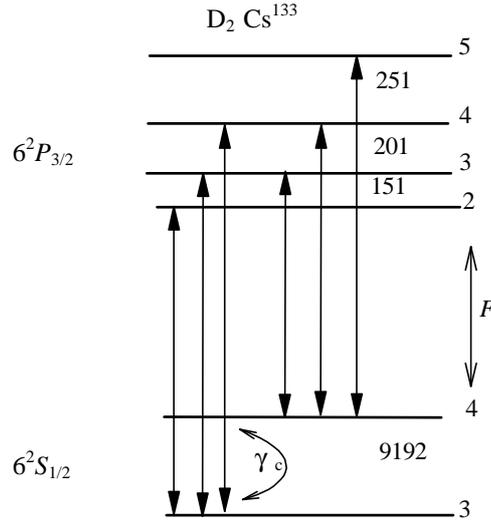


Рис.1. Схема энергетических уровней сверхтонкой структуры D₂ линии атома Cs¹³³. Частотное расстояние между уровнями дано в МГц.

Выражение (1) для Cs имеет следующий вид:

$$v(t) = v_{e3,g4} - \Delta_0 + (v_{e5,g3} + v_{g4,g3} + 2\Delta_0)t/t_{\text{scan}}. \quad (2)$$

Вероятности переходов между уровнями i и k выражаются формулой

$$W_{ik}(t) = \frac{2\Omega_{ik}^2 \Gamma_{ik}}{\Delta_{ik}^2(t) + \Gamma_{ik}^2}, \quad (3)$$

где $\Omega_{ik} = d_{ik} E / \hbar$ – частота Раби соответствующего перехода с дипольным моментом d_{ik} , $(\gamma_{\text{sp}} + \gamma_{\text{laser}})/2$ – полная ширина соответствующих уровней, а $\Delta_{ik}(t)$ – расстройка резонанса лазерного излучения от частоты перехода $i \rightarrow k$:

$$\Delta_{ik}(t) = v_{ik} - v(t). \quad (4)$$

При наличии магнитного поля расщепление уровней определяется выражением [5]

$$\Delta v_{eg} = v_{eg} + \frac{1}{h} \mu_0 B [g_e m_e - g_g m_g], \quad (5)$$

где $\mu_0 = e\hbar / 2mc$ – магнетон Бора, $m_{g,e}$ – магнитные квантовые числа сверхтонких уровней $F_{g,e}$, а g – фактор Ланде сверхтонкой структуры [8]:

$$g = \left[1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \right] \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I-1)}{2F(F+1)}. \quad (6)$$

Для переходов $m_g, F_g \rightarrow m_e, F_e$ спектральной линии D₂ матричные элементы дипольного момента (по теореме Вигнера–Эккарта) выражаются через

3J-символы [9]:

$$\langle J_e, I, F_e, m_e \parallel d_e \parallel J_g, I, F_g, m_g \rangle = \langle J_e, I, F_e, \parallel d_e \parallel J_g, I, F_g \rangle (-1)^{F_e - m_e} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & g & m_g \end{pmatrix}. \quad (7)$$

С учетом того, что угловые моменты сверхтонких уровней основного и возбуждённого состояний равны

$$F_{e,g} = J_{e,g} + I,$$

где $J_{e,g}$ – соответственно, полные электронные угловые моменты (включая спиновые моменты электронов) основного и возбужденного состояний, а I – спиновый момент ядра, приведенный матричный элемент дипольного момента в выражении (7) факторизируется и выражается через 6J-символы Вигнера:

$$\langle J_e, I, F_e \parallel d \parallel J_g, I, F_g \rangle = \langle J_e \parallel d \parallel J_g \rangle (-1)^{F_e - J_g + I + 1} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & 1 & J_e \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Система уравнений баланса для населенностей, соответствующая схеме рис.1, имеет следующий вид для s -состояний (Cs^{133} , $F_g = 3,4$):

$$\frac{dn_g^i}{dt} = \sum_j W_{g,e}^{ij}(t)(n_e^j - n_g^i) + \sum_j \gamma_{e,g}^{ji} n_e^j, \quad (9)$$

и для p -состояний (Cs^{133} , $F_e = 2,3,4,5$):

$$\frac{dn_e^i}{dt} = -\sum_j W_{g,e}^{ij}(t)(n_e^j - n_g^i) - \sum_j \gamma_{e,g}^{ji} n_e^j. \quad (10)$$

В уравнениях (9) и (10) $\gamma_{e,g}^{ji}$ – ширины спонтанных переходов из p -состояний в s -состояния. Некогерентные эффекты с константой распада γ_e , перемешивающие уровни основного состояния, будут учтены в уравнениях (9) дополнительно.

3. Резонансная флуоресценция атомов без внешнего магнитного поля

Рассмотрим резонансную флуоресценцию на линии D₂ атомов Cs¹³³ без внешнего магнитного поля. С этой целью численно решается система дифференциальных уравнений баланса (9) и (10) с учетом сканирования по времени частоты лазера (2).

Для исследования динамики флуоресценции будем вычислять временную зависимость полной населённости возбужденного состояния от начального момента времени, когда частота лазерного излучения близка к резонансу с переходом $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, до момента времени, когда частота лазерного излучения близка к резонансу с переходом $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. С помощью сканирования лазерной частоты получаем группу линий сначала для переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4,5$, а потом для $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,3,4$. В случае линейного сканирования частоты лазерного излучения и при выполнении определенных соотношений для ширин спонтанных процессов и времени сканирования, указанная зависимость эквивалентна спектру

резонансной флуоресценции.

Численное решение системы уравнений (9) и (10), в случаях линейной (π) и круговой (σ) поляризации приведем для значения частоты Раби $\Omega = 3\gamma$, $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^3 \gamma^{-1}$. Результаты показаны соответственно на рис.2a,b, без учета некогерентного перемешивающего взаимодействия.

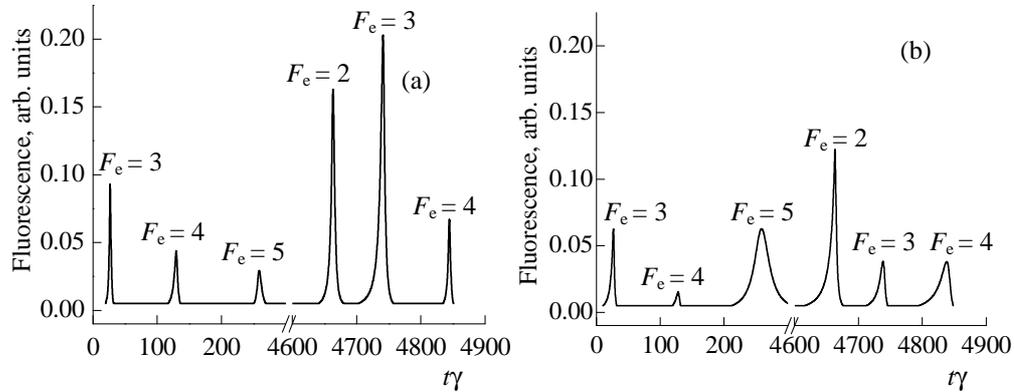


Рис.2. Резонансная флуоресценция в случае линейной (a) и круговой (b) поляризации лазерного поля при $\Omega = 3\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\gamma_{\text{laser}} = 0.5\gamma$, $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^3 \gamma^{-1}$, $\gamma = 5,2$ МГц.

При сканировании частоты с увеличением времени увеличивается частота лазера и поле последовательно будет находиться в резонансе сначала с первой, а потом со второй группой переходов (см. рис.1).

Как видно из рис.2a, в случае линейной поляризации лазерного поля интенсивность резонансной флуоресценции падает, когда лазерное поле последовательно в резонансе с переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ первой группы. Это обусловлено наличием дополнительного канала спонтанного распада на уровень $F_g = 3$ для первой группы, что приводит к уменьшению населенности на уровне $F_g = 4$. В случае переходов второй группы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ интенсивность резонансной флуоресценции увеличивается, так как населенность на $F_g = 3$ увеличивается за счёт спонтанного распада, а последний переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ падает из-за наличия дополнительного канала спонтанного распада на уровень $F_g = 4$.

В случае круговой поляризации (рис.2b), с течением времени происходит перекачка населенностей на один из крайних магнитных подуровней, что приводит к увеличению интенсивности флуоресценции на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (следует отметить, что последний переход открытый) и к уменьшению интенсивности флуоресценции на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$. Такая ситуация обычно имеет место в экспериментах с атомными пучками, а также с холодными атомами.

Картина существенно меняется, когда ставится эксперимент с парами щелочных металлов. Из-за наличия некогерентных процессов внутри ячейки (столкновения между атомами и т.п.) происходит перемешивание основных состояний. Чтобы получить правильную картину, наблюдаемую на эксперименте, введем дополнительную константу

распада $\gamma_c \sim \gamma$ из-за некогерентных процессов между основными состояниями (рис.1). С учетом γ_c решения системы уравнений (9) и (10) представлены на рис.3.

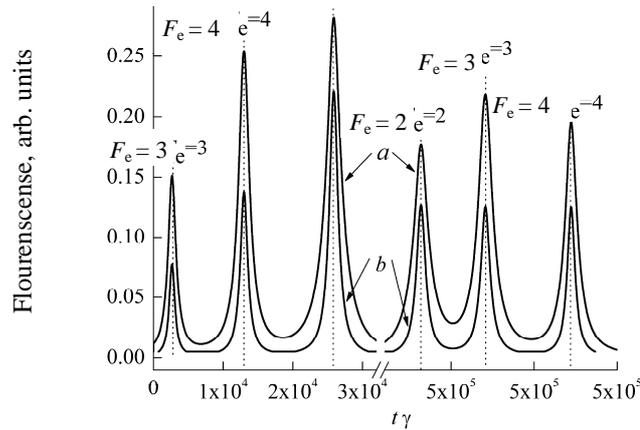


Рис.3. Резонансная флуоресценция в случае круговой (a) и линейной (b) поляризации лазерного поля при $\Omega = 3\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\rightarrow_{\text{laser}} = 3\gamma$, $t = 5_{\text{scan}} \rightarrow 10^5 \gamma^{-1}$, $\gamma_c = \gamma$, $\gamma = 5,2$ МГц.

Величина пиков резонансной флуоресценции в случае циркулярной поляризации (a) больше (на $\approx 40\%$), чем в случае линейной поляризации (b), что отчетливо наблюдается для переходов Cs^{133} $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ и $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ и количественно согласуется с экспериментальными результатами для цезия [6,10].

4. Резонансная флуоресценция для изотопа Cs^{133} при наличии внешнего магнитного поля

Наблюдение резонансной флуоресценции с учетом зеемановского расщепления сверхтонкой структуры изотопа Rb^{85} проблематично из-за пересечения уровней при сравнительно малых значениях магнитного поля (~ 4 Гс). Ситуация существенно отличается в случае изотопа Cs^{133} , для которого можно рассматривать сравнительно большие магнитные поля, которые дают возможность наблюдения зеемановского расщепления сверхтонкой структуры D_2 линии.

Нами проведены численные расчеты уравнений (9) и (10) с учётом магнитного поля (5) и (6). Для краткости приведем графики только для одного значения величины магнитного поля $\Omega_{\text{Larmor}} = 5\gamma$, частоты Раби $\Omega = 3\gamma$ и времени сканирования лазерного поля $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^5 \gamma^{-1}$ ($\gamma = 5.2$ МГц). Рассмотрим графики для резонансной флуоресценции в зависимости от времени сканирования лазерной частоты. На рис.4 показан случай сканирования частоты лазерного поля с линейной поляризацией. Как видно, пики зеемановского расщепления расположены симметрично для каждого перехода. Выполнены также расчеты резонансной флуоресценции для каждого подуровня с целью идентификации зеемановских расщеплений.

Рис.4. Резонансная флуоресценция в магнитном поле для линейной поляризации лазерного поля для переходов $F_g=4 \rightarrow F_e=3$ (a), $F_g=4 \rightarrow F_e=4$ (b), $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ (c), $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ (d), $F_g=3 \rightarrow F_e=3$ (e), $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ (f), при $\Omega = 3\gamma$, $\Omega_{\text{Larmor}} = 5\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\gamma_{\text{laser}} = 0$, $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^5 \gamma^{-1}$, $\gamma_c = \gamma$, $\gamma = 5,2$ МГц.

Аналогичные графики численных расчетов для левой круговой поляризации (σ^-) приведены на рис.5. В отличие от линейной поляризации лазерного поля, пики зеемановского расщепления не симметричны, расположены на правом крыле графиков для подуровней и имеют различные ширины. Как и в случае линейной поляризации, для идентификации зеемановских расщеплений выполнены также расчеты резонансной флуоресценции для каждого подуровня. Уменьшение ширины пиков на рис.5 обусловлено уменьшением величин соответствующих дипольных моментов переходов.

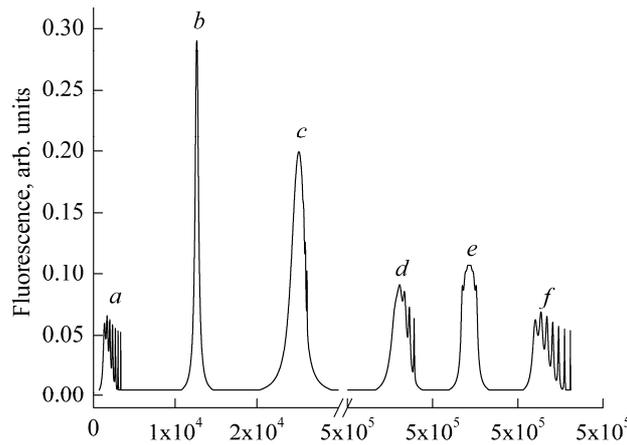


Рис.5. Резонансная флуоресценция в магнитном поле для круговой поляризации (σ^-) лазерного поля для переходов $F_g=4 \rightarrow F_e=3$ (a), $F_g=4 \rightarrow F_e=4$ (b), $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ (c), $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ (d), $F_g=3 \rightarrow F_e=3$ (e), $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ (f), при $\Omega = 3\gamma$, $\Omega_{\text{Larmor}} = 5\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\gamma_{\text{laser}} = 0$, $t_{\text{scan}} = 5 \rightarrow 10^5 \gamma^{-1}$, $\gamma_c = \gamma$, $\gamma = 5,2$ МГц.

В случае же правой поляризации (σ^+) лазерного поля пики зеемановского расщепления расположены, соответственно, на левом крыле на графиках для подуровней.

5. Заключение

В работе приведены результаты численных расчетов по балансным уравнениям для

резонансной флуоресценции D₂ линии атома Cs со сканированием частоты лазерного поля как с линейной, так и с круговой поляризацией при наличии внешнего магнитного поля. Получены графики для спектров флуоресценции, проведена идентификация пиков зеемановского расщепления и исследована динамика процесса.

В заключение выражаю благодарность А.В.Папояну и В.О.Чалтыкяну за предоставление темы, а также Д.Г.Саркисяну и Г.Г.Григорян за полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках грантов GRSP 25/06 и INTAS No 06-1000017-9234, а также Государственного тематического финансирования РА (тема No 0049).

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Budker, W.Gawlik, D.F.Kimball**, et al. Rev. Mod. Phys., **74**, 1153 (2002).
2. **M.Scully, M.Fleischhauer**. Phys. Rev. Lett., **69**, 1360 (1992).
3. **D.Budker**. Nature (London), **422**, 574 (2003).
4. **A.V.Папоян, D.H.Sarkisyan, K.Blush, M.Auzinsh, D.Bloch, M.Ducloy**. Laser Physics, **13**, 1467 (2003).
5. **A.V.Папоян, E.A.Gazazyan**. Applied Spectroscopy, **60**, 1085 (2006).
6. **E.A.Gazazyan, S.V.Shmavonyan, A.V.Папоян**. Сборник трудов конференции «Лазерная Физика–2005», Аштарак, Армения, 2006, с.81.
7. **A.Atvars, M.Auzinsh, E.A.Gazazyan, A.V.Папоян, S.V.Shmavonyan**. Eur. Phys. J. D, **44**, 411 (2007).
8. **И.И.Собельман**. Введение в теорию атомных спектров. М., Наука, 1977.
9. **Д.А.Варшалович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский**. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.
10. **Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка**. Интерференция атомных состояний. М., Наука, 1991.

DYNAMICS OF RESONANT FLUORESCENCE FROM ATOMIC Cs VAPOR AT SCANNING THE FREQUENCY OF LASER RADIATION IN THE PRESENCE OF A CONSTANT MAGNETIC FIELD

E.A. GAZAZYAN

The dynamics of interaction of laser radiation resonant with the transitions of D₂ line in atomic Cs¹³³ in the presence of an external magnetic field is studied. Populations of levels and dynamics of resonant fluorescence at scanning frequency of the laser radiation with linear and circular polarizations are considered.