

УДК 535.343

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В НАНОСЛОЯХ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ

А.О. АМИРЯН^{1,2}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Université Bourgogne – Franche-Comté, Dijon, France

e-mail: arevamiryan@gmail.com

(Поступила в редакцию 30 мая 2018 г.)

Приведены результаты теоретических исследований эффекта фарадеевского вращения (ФВ) в парах атомов щелочных металлов, заключенных в сверхтонкую ячейку. Продемонстрировано, что спектр сигнала ФВ, несмотря на большое количество атомных переходов, спектрально разрешен. Это позволяет проследить поведение отдельных атомных переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ на сверхтонкой структуре D_1 ($\lambda = 895$ нм) линии Cs в магнитных полях. Приведенная теоретическая модель позволяет предсказать эффект сужения Дикке и его восстановление с периодичностью $\Delta_L = \lambda$. Отмечены практические применения эффекта ФВ.

1. Введение

Исследования влияния внешнего магнитного поля на свойства атомов исторически играли важную роль для понимания структуры атомов. Поскольку атомы щелочных металлов имеют простую электронную структуру (после водорода) и сильные атомные переходы в удобной области длин волн (видимая и ближняя инфракрасная область), они широко используются в различных областях физики, таких как метрология, магнитометрия, телекоммуникации и во многих других [1]. Для этих целей используются стеклянные спектроскопические ячейки сантиметровой длины, заполненные парами атомов щелочных металлов [2]. В спектре пропускания таких ячеек при комнатной температуре регистрируется большое количество доплеровских уширенных атомных линий, профиль которых описывается гауссовой функцией и которые спектрально перекрыты. Это затрудняет изучение поведения индивидуальных переходов.

Ранее было продемонстрировано, что ячейки, имеющие нанометровую толщину в направлении распространения лазерного излучения, так называемые наноячейки (НЯ), являются очень удобным спектроскопическим инструментом,

позволяющим регистрировать атомные переходы со спектральной шириной в 4–5 раз уже, чем доплеровская ширина [3–11].

Другим путем исследования оптических переходов является формирование узких оптических резонансов с использованием линейных и нелинейных процессов. К числу таких процессов следует отнести формирование резонанса N-типа, резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности и электромагнитно-индуцированного поглощения [8, 9]. Для реализации таких процессов необходимо наличие двух когерентных лазерных излучений, что создает технические неудобства. Поэтому продолжают исследования по созданию простых методов формирования узких оптических резонансов. В 2015 г. было экспериментально продемонстрировано, что используя сигнал ФВ, формируемый при прохождении через НЯ, возможно образование узкого оптического резонанса при использовании только одного лазерного излучения, что технически легко реализуемо [10]. Эффект ФВ может быть резюмирован следующим образом: когда световое излучение проходит через резонансную газовую среду длиной L , помещенную в продольное магнитное поле, происходит вращение плоскости поляризации света. Угол вращения α пропорционален величине разности показателей преломления $\Delta n = n_+ - n_-$ для циркулярного лево- (σ^+) и право- (σ^-) поляризованных излучений [12–14].

В настоящей работе приведены результаты теоретических исследований эффекта ФВ в НЯ для переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ атомов ^{133}Cs для D_1 линии. В частности, продемонстрировано, что спектральная ширина сигнала ФВ чувствительна к толщине ячейки и демонстрирует сильное сужение при определенных толщинах L , что является проявлением когерентного эффекта Дикке.

2. Теоретическая модель

2.1. Форма линии

Теоретическая модель, описывающая ФВ для щелочных атомов, содержащихся в наноячейке, разработана по представленному в работах [15–17] подходу, который обобщен в работе [11]. Напомним, что для описания прохождения электромагнитной волны в атомной среде необходимо знать его уравнения распространения и индуцированную в среде поляризацию P_0 . Мы рассматриваем разреженную газовую среду как ансамбль, состоящий из одинаковых двухуровневых атомов, ограниченных в НЯ толщиной L и возбуждаемых линейно-поляризованным лазерным полем, направленным перпендикулярно к окнам наноячейки, с угловой частотой $\omega = 2\pi\nu$, волновым числом $k = \omega/c$ и распространяющимся вдоль оси z излучением

$$E_{\text{in}}(z, t) = \frac{1}{2} E_{\text{in}} e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с. с.} \quad (1)$$

Нас интересует поле ФВ, которое распространяется через ячейку. Как первый шаг опишем амплитуду прошедшего поля E_t

$$E_t(z, t) = \frac{1}{2} E_t e^{-i(\omega t - kz + \Phi)} + \text{с. с.} \quad (2)$$

и его интенсивность S_t для того, чтобы получить интенсивность сигнала ФВ S_{FR} . Ячейка состоит из двух сапфировых пластин, внутренние поверхности которых параллельны друг другу, и представляет собою низкодобротный эталон Фабри–Перо с коэффициентом преломления $n = 1.77$ для $\lambda = 895$ нм. Рассматриваемая геометрия схематически изображена на рис.1. Решение задачи можно представить как сумму резонансного вклада среды E_t' и вклада от пустой ячейки для ФВ E_t'' :

$$E_t = E_t' + E_t'' \quad (3)$$

Запишем поле E_0 и поляризацию P_0 внутри ячейки в виде

$$E_0(z, t) = \frac{1}{2} E_0 e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с. с.}, \quad (4)$$

$$P_0(z, t) = \frac{1}{2} P_0 e^{-i(\omega t - kz)} + \text{с. с.}$$

Внутри ячейки поле должно удовлетворять уравнениям Максвелла

$$\frac{d^2 E_0(z)}{dz^2} + 2ik \frac{dE_0(z)}{dz} = \frac{-k^2}{\varepsilon_0} P_0(z). \quad (5)$$

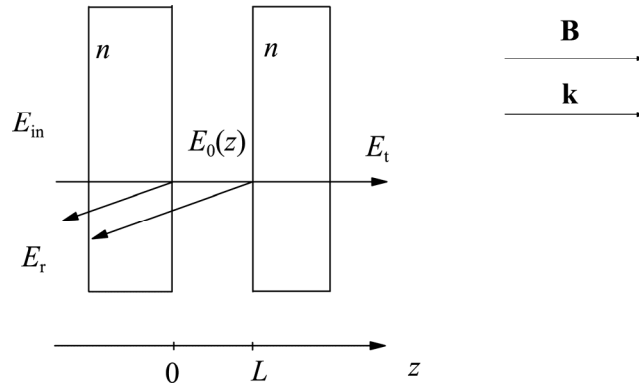


Рис.1. Геометрия рассматриваемой задачи: линейно-поляризованное лазерное поле E_{in} проходит через горячие пары щелочного металла, ограниченного между двумя сапфировыми пластинами с коэффициентом преломления n .

Решая это уравнение и используя принцип непрерывности для электрического поля на границах $z = 0$ и $z = L$ [16], получаем амплитуду прошедшего сигнала

$$E_t = E_t' + E_t'' = \frac{t_{02}(I_f - 2rI_b)}{F} + \frac{t_{02}t_{10}E_{in}}{F}. \quad (6)$$

Здесь фактор $F = 1 - r^2 e^{2ikL}$ учитывает, что ячейка имеет характер интерферометра Фабри–Перо, $r = (n-1)/(n+1)$, $t_{10} = 2n/(n+1)$ и $t_{02} = 2/(n+1)$ – коэффициенты отражения и пропускания, соответственно, с

$$I_f = \frac{ik}{2\varepsilon_0} \int_0^L dz P_0(z, \omega), \quad (7)$$

$$I_b = \frac{ik}{2\varepsilon_0} \int_0^L dz P_0(z, \omega) e^{2ikz},$$

где I_f и I_b являются интегралами индуцированной поляризации P_0 в направлении вперед и назад, соответственно. Тогда интенсивность прошедшего излучения имеет вид

$$I_T = |E_t'|^2 + |E_t''|^2 + 2\Re(E_t'E_t''), \quad (8)$$

где $I_T = I_f - rI_b$. Разреженный и резонансный характер газа подразумевает $E_t' \ll E_t''$, что позволяет опустить первый член в выражении (8). Следовательно, интенсивность прошедшего излучения, в основном, зависит от $2\Re(E_t'E_t'')$, и тогда имеем

$$S_t \propto \frac{2t_{02}^2 t_{10} E_{in}}{F} \Re(I_T). \quad (9)$$

Далее, в соответствии с подходом, описанным в работе [14], находим интенсивность пучка ФВ

$$S_{FR} \approx \frac{2t_{02}^2 t_{10} E_{in}}{F} \Im\left(\frac{\partial I_T}{\partial \omega}\right). \quad (10)$$

Второй шаг состоит в нахождении поляризации среды, которая определяется путем усреднения когерентности приведенной матрицы плотности σ по распределению по скоростям $W(v)$, которое предполагается максвеловским (см. [15]):

$$P(z, \omega) = N\mu_{eg} \int dv W(v) \sigma_{eg}(z, v, \Delta). \quad (11)$$

Здесь N – плотность атомов и μ_{eg} дипольный момент между состояниями $|e\rangle$ и $|g\rangle$, а $\sigma_{eg}(z, v, \Delta)$ – оптическая когерентность. Поскольку атомы двигаются как вдоль увеличения, так и уменьшения z , интеграл (11) должен выполняться как

для положительных, так и отрицательных скоростей. Эволюция матрицы плотности σ во времени описывается уравнением движения Лиувилля

$$\frac{d}{dt}\sigma = \frac{1}{i\hbar}[H, \sigma] + \Gamma\sigma, \quad (12)$$

где H является гамильтонианом системы, а Γ – матрица релаксации. В линейном режиме взаимодействия для I_T можно получить [16]

$$I_T = I_f - rI_b = [1 + r^2 e^{2ikL}]I_T^{\text{lin}} - 2rI_{\text{SR}}^{\text{lin}}, \quad (13)$$

где интегралы I_T^{lin} и $I_{\text{SR}}^{\text{lin}}$ соответственно имеют вид:

$$I_{\text{SR}}^{\text{lin}} = C \int_{-\infty}^0 dv W(v) h_{-}(\Delta, \gamma, L, v) + C \int_0^{+\infty} dv W(v) h_{+}(\Delta, \gamma, L, v), \quad (14)$$

$$I_T^{\text{lin}} = C \int_{-\infty}^{+} dv W(v) g(\Delta, \gamma, L, v),$$

$$h_{\pm}(\Delta, \gamma, L, v) = \frac{1}{2i} \left[\frac{1}{\Lambda_{\mp}} - \frac{e^{2ikL}}{\Lambda_{\pm}} \right] - \frac{k|v|}{\Lambda_{-}\Lambda_{+}} \exp\left(-\frac{\Lambda_{\mp}L}{|v|}\right), \quad (15)$$

$$g(\Delta, \gamma, L, v) = \frac{-k}{\Lambda_{+}} \left(L - \frac{|v|}{\Lambda_{+}} \times \left[1 - \exp\left(-\frac{\Lambda_{+}L}{|v|}\right) \right] \right).$$

Здесь $\Lambda_{\pm} = \gamma/2 - i\Delta \mp ikv$, γ – однородное уширение (полная ширина на полувысоте), а $\Delta = \omega - \omega_{eg}$ – доплеровский сдвиг частоты лазерного поля. Знак плюс (минус) соответствует атомам, имеющим положительную (отрицательную) скорость по оси z . В формуле (14) C является константой, пропорциональной квадрату дипольного момента перехода из состояния $|g\rangle$ в состояние $|e\rangle$ и имеющей вид

$$C = \frac{Nt_{10}E_m}{4\hbar\epsilon_0 F} |\langle e|D_q|g\rangle|^2. \quad (16)$$

2.2. Взаимодействие со статическим магнитным полем

При наличии статического магнитного поля происходит изменение частоты атомных переходов и их вероятностей (амплитуд). Такое взаимодействие описывается гамильтонианом H системы, который включает в себя гамильтониан невозмущенного атома H_0 и гамильтониан H_B , описывающий взаимодействие с магнитным полем B , и может быть выражен как

$$H = H_0 + H_B, \quad (17)$$

$$H_B = \frac{\mu_B B_z}{\hbar} (g_L L_z + g_S S_z + g_I I_z), \quad (18)$$

где $\mu_B = 1.399624$ МГц/Г – магнетон Бора, а L , S , I являются орбитальным, спиновым и ядерным моментами с соответствующими Ланде-факторами $g_L \approx 1$, $g_S \approx 2.002319$ и $g_I \approx -0.000399$ [18]. В случае слабого магнитного поля наиболее удобной основой, описывающей состояние атома, является вектор невозмущенного атомного состояния $|F, m_F\rangle$. В этом базисе диагональные элементы гамильтониана имеют вид [17]

$$\langle F, m_F | H | F, m_F \rangle = E_0(F) + \mu_B g_F m_F B, \quad (19)$$

где $E_0(F)$ – энергия (вырожденная) подуровней сверхтонкой структуры, имеющих квантовое число F в отсутствии магнитного поля, и g_F – соответствующий Ланде-фактор. Недиагональные элементы отличны от нуля только для тех переходов, которые удовлетворяют условиям $\Delta F = \pm 1$ и $\Delta m_F = 0$, и могут быть представлены как

$$\begin{aligned} \langle F-1, m_F | H | F, m_F \rangle &= \langle F, m_F | H | F-1, m_F \rangle = \frac{\mu_B B}{2} (g_J - g_I) \\ &\times \left(\frac{[(J+I+1)^2 - F^2][F^2 - (J-I)^2]}{F} \right)^{1/2} \left(\frac{F^2 - m_F^2}{F(2F+1)(2F-1)} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Матрица гамильтониана имеет блок-диагональную структуру, где каждый блок соответствует определенному m_F . Диагонализация матрицы позволяет определить собственные векторы и собственные значения гамильтониана, которые соответствуют коэффициентам перемешивания и значениям энергии зеемановских подуровней. Новые векторные состояния могут быть выражены с помощью начальных невозмущенных атомных векторных состояний как

$$\begin{aligned} |\Psi(F_g, m_{Fg})\rangle &= \sum_{F'_g} c_{F_g F'_g} |F'_g, m_{Fg}\rangle, \\ |\Psi(F_e, m_{Fe})\rangle &= \sum_{F'_e} c_{F_e F'_e} |F'_e, m_{Fe}\rangle. \end{aligned} \quad (21)$$

Векторные состояния $|F'_g, m_{Fg}\rangle$ и $|F'_e, m_{Fe}\rangle$ являются основным $|g\rangle$ и верхними $|e\rangle$ (возбужденными) векторными состояниями. Коэффициенты $c_{F_g F'_g}$ и $c_{F_e F'_e}$ являются коэффициентами перемешивания нижних и верхних состояний и зависят от величины магнитного поля B и квантовых чисел m_{Fg} и m_{Fe} . Вероятность атомного перехода W_{eg} , пропорциональна спонтанному распаду соответствующего перехода A_{eg} , которая, в свою очередь, пропорциональна квадрату модифицированного (из-за влияния магнитного поля) дипольного момента:

$$W_{eg} \propto A_{eg} \propto a^2 [\Psi(F_e, m_{F_e}); \Psi(F_g, m_{F_g}); q]. \quad (22)$$

Коэффициенты перехода выражаются в виде

$$\begin{aligned} & a^2 [\Psi(F_e, m_{F_e}); \Psi(F_g, m_{F_g}); q] \\ &= \sum_{F_e', F_g'} c_{F_e F_e'} a(F_e, m_{F_e}; F_g, m_{F_g}; q) c_{F_g F_g'}, \end{aligned} \quad (23)$$

где невозмущенные коэффициенты перехода $a(F_e, m_{F_e}; F_g, m_{F_g}; q)$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} & a(F_e, m_{F_e}; F_g, m_{F_g}; q) = (-1)^{(1+I+J_e+F_e+F_g-m_{F_e})} \sqrt{2J_e+1} \sqrt{2F_e+1} \sqrt{2F_g+1} \\ & \times \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_{F_e} & q & m_{F_g} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & 1 & J_e \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь круглые и фигурные скобки представляют собою 3- j и 6- j символы, соответственно. Для атомной среды в продольном магнитном поле дипольный момент имеет вид

$$\langle e | D_q | g \rangle \propto \sum_{F_e, F_g} c_{F_e F_e'} a(F_e, m_{F_e}; F_g, m_{F_g}; q) c_{F_g F_g'}, \quad (25)$$

где $q = 0, \pm 1$ определяется поляризацией возбуждающего электрического поля.

3. Обсуждение полученных результатов

3.1. Зависимость сигнала ФВ от толщины

В работах [5, 19] показано, что спектральная ширина поглощения и амплитуда сигнала ФВ демонстрируют осциллирующее поведение при изменении толщины НЯ. В частности, спектральная ширина имеет минимальное значение при толщинах $L = (2m + 1)\lambda/2$ (где m – целое число) и возрастает при толщинах $L = m\lambda$. Это явление известно как эффект сужения Дикке и его восстановление. Приведенная теоретическая модель предсказывает такую зависимость поведения ФВ на атомных переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ для линии D_1 Cs в зависимости от толщины ячейки. Исследования проведены для толщин от $L = \lambda/2$ до $L = 2\lambda$ с шагом $\lambda/2$ и при наличии внешнего магнитного поля $B = 10$ Гс. На рис.2 кривая 1 показывает теоретический спектр сигнала ФВ при толщине $L = \lambda/2 = 447.5$ нм, кривая 2 – спектр сигнала ФВ при толщине $L = \lambda = 895$ нм, кривая 3 – спектр сигнала ФВ при толщине $L = 3\lambda/2 = 1342.5$ нм и кривая 4 – при толщине $L = 2\lambda = 1790$ нм. Экспериментальная техника, которая позволяет получить спектр сигнала ФВ и его последующее сравнение с расчетными спектрами, приведена в работах [5, 10].

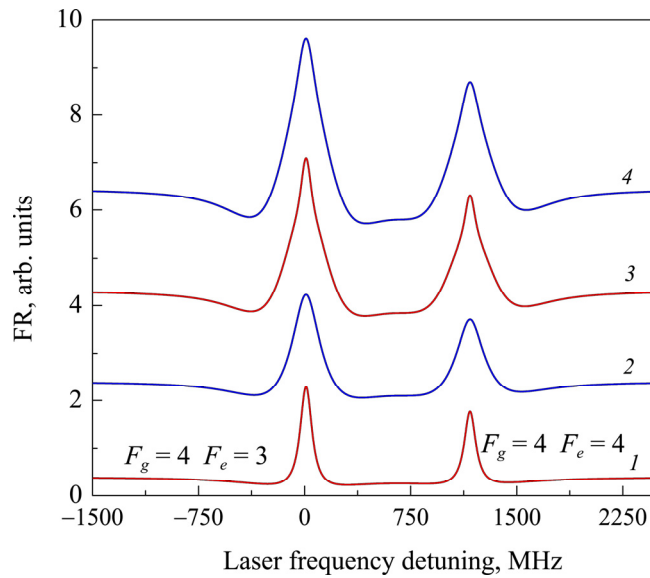


Рис.2. Спектры сигнала ФВ для линии D_1 атома Cs: переходы $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$, магнитное поле $B = 10$ Гс, для толщин $L = \lambda/2 = 447.5$ нм (1), $L = \lambda = 895$ нм (2), $L = 3\lambda/2 = 1342.5$ нм (3) и $L = 2\lambda = 1790$ нм (4). Для удобства спектры смещены по вертикали.

3.2. Интенсивность переходов и частотные сдвиги в зависимости от магнитного поля

Далее мы исследовали эволюцию переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ от величины магнитного поля в интервале от 0 до 0.4 Т. В случае относительно слабых магнитных полей ($B \ll B_0$) расщепление атомных уровней описывается полным угловым моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ – полный угловой момент электрона. Для определения взаимодействия с магнитным полем (сильное или слабое) используется характеристическая величина $B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B \approx 1.7$ кГц, где A_{hfs} – магнитная дипольная константа для основного уровня атома Cs [18]. Диаграмма атомных переходов для случая (а) σ^- и (б) σ^+ круговых поляризацій приведена на рис.3. Нетрудно видеть, что при малых магнитных полях имеются 30 переходов. Переходы, отмеченные 1'–14', являются переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, а переходы, отмеченные 1–16, являются переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$.

Для полной информации поведения атомных переходов в статическом магнитном поле приводим наши расчетные данные частотных сдвигов и вероятностей переходов в зависимости от магнитного поля B , которые показаны на рис.4 и 5.

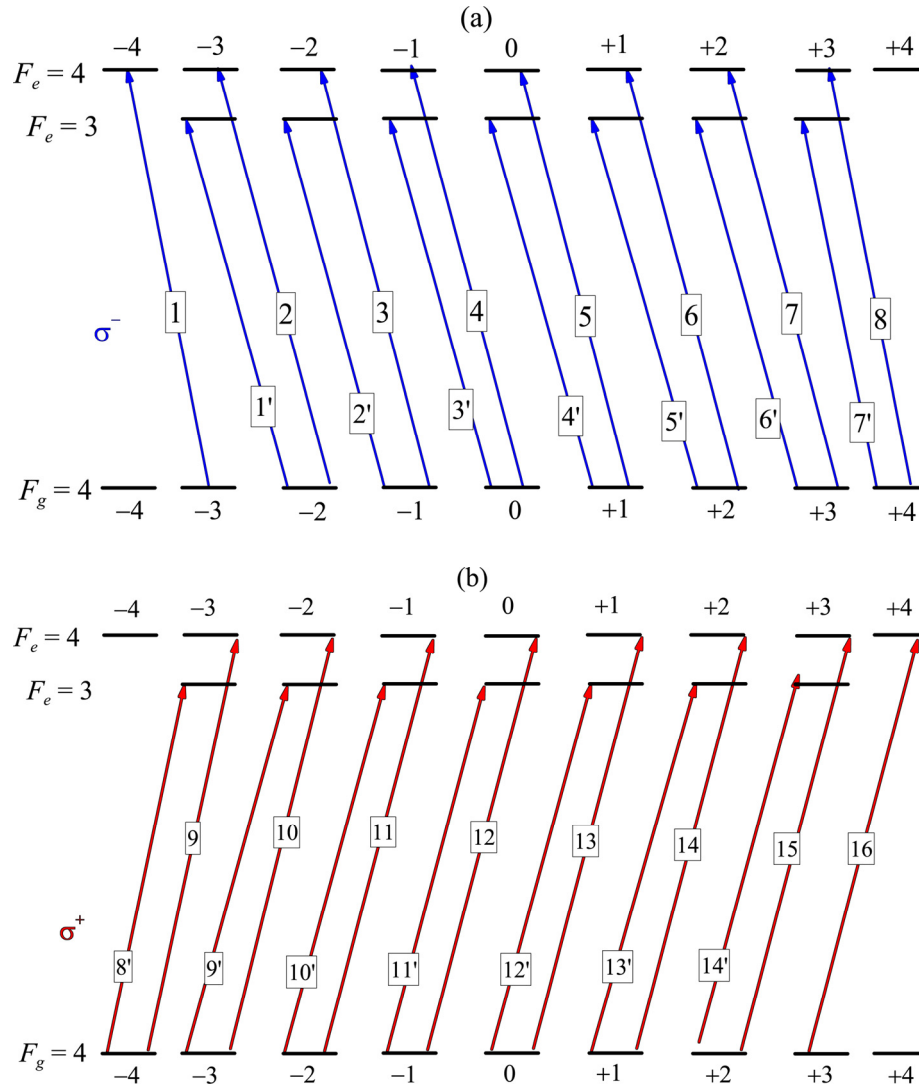


Рис.3. Диаграмма переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ для линии D_1 атома Cs в случаях (a) σ^- и (b) σ^+ круговых поляризаций. Правила отбора для переходов (a) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = -1$ и (b) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = +1$.

Интенсивности (вероятности) переходов сильно отличаются при малых магнитных полях, однако с увеличением поля B асимптотически стремятся к двум величинам. Вероятности переходов, обозначенные 2–8, 10–16, 8'–15', стремятся к нулю, в то время как вероятности переходов 1, 9 и 1'–7' стремятся к величине 0.16. Таким образом, из начального количества переходов 30 остаются только 9. Важно отметить, что, как показано в работе [11], в случае сильных магнитных полей для переходов $F_g = 3, 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ и круговых поляризаций σ^- и σ^+ в спектре остаются по восемь атомных переходов.

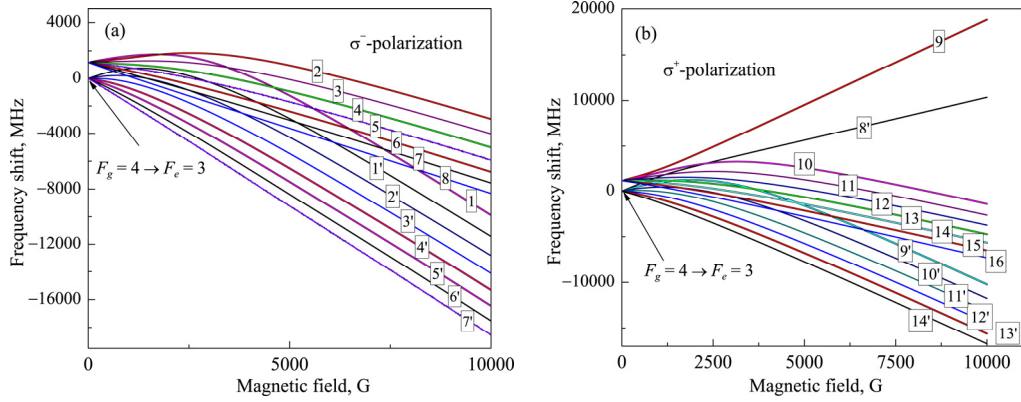


Рис.4. Зависимость частотных сдвигов атомных переходов линии D_1 атома Cs от магнитного поля в случаях (a) σ^- и (b) σ^+ круговых поляризации. Правила отбора для переходов (a) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = -1$ и (b) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = +1$.

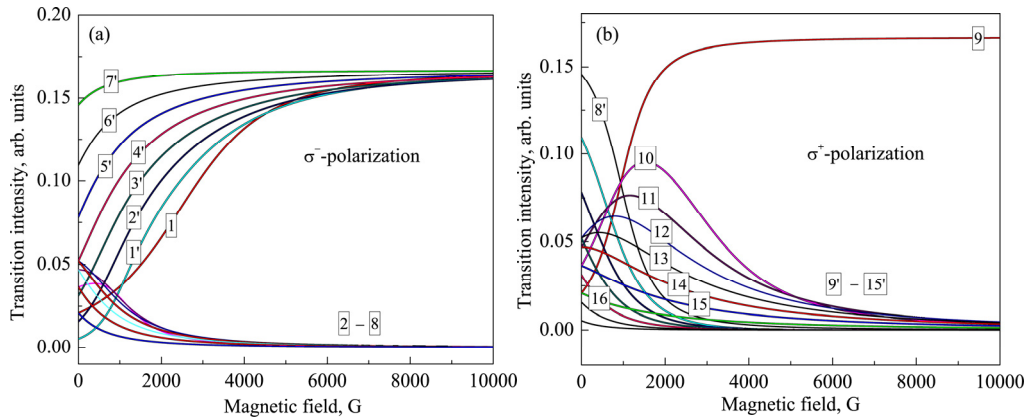


Рис.5. Зависимость вероятностей атомных переходов линии D_1 атома Cs от магнитного поля в случаях (a) σ^- и (b) σ^+ круговых поляризации. Правила отбора для переходов (a) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = -1$ и (b) $\Delta F = \pm 1; 0, \Delta m_F = +1$.

3.3. Эволюция переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ в магнитном поле

В этом разделе мы исследуем эволюцию переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ в магнитном поле в случае линейно-поляризованного лазерного излучения. Результаты численных расчетов приведены на рис.6. Кривая 1 показывает спектр сигнала ФВ при $B = 500$ Гс. Видно, что частотные интервалы между атомными переходами малы, поэтому имеет место их частичное частотное перекрытие. Кривая 2 показывает спектр сигнала ФВ при $B = 1500$ Гс. Спектр, отмеченный цифрой 3, показывает спектр сигнала ФВ при $B = 2400$ Гс и кривая 4 показывает спектр сигнала ФВ при $B = 4000$ Гс.

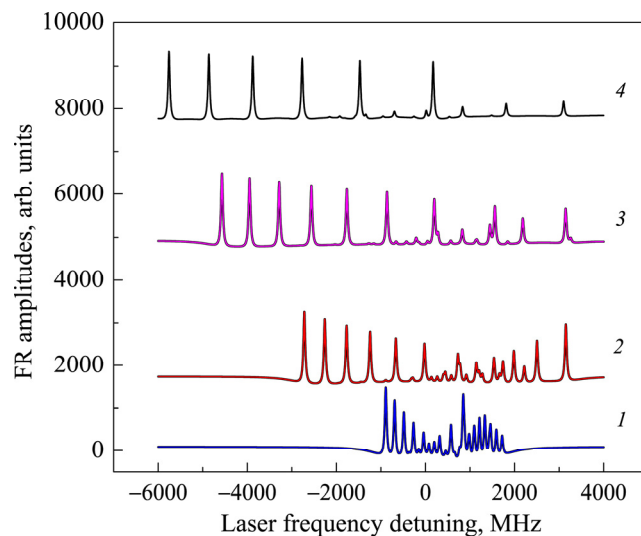


Рис.6. Спектры сигнала ФВ для переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ линии D_1 атома Cs в магнитных полях $B = 500$ Гс (1), $B = 1500$ Гс (2), $B = 2400$ Гс (3) и $B = 4000$ Гс (4).

Важно отметить, что с нарастанием магнитного поля атомные переходы становятся эквидистантными (режим Пашена-Бака) и стремятся к высокочастотной части спектра. Режим Пашена-Бака для атома Cs начинается с полей $B \gg 1700$ Г. Поэтому в наших теоретических исследованиях мы ограничились магнитным полем $B = 4000$ Г.

4. Заключение

Теоретически исследовано поведение переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ линии D_1 атомов Cs, используя явление ФВ. Продемонстрировано, что спектры сигнала ФВ очень чувствительны к толщине НЯ, в частности, продемонстрирован эффект сужения Дикке и его восстановление. Исследована также зависимость частотных сдвигов и изменение вероятностей атомных переходов от магнитного поля. Отметим, что аналогичные вычисления можно провести для атомов других щелочных металлов и других D линий, т. к. расчеты реализованы для группы атомных переходов с нижнего уровня $F_g = 4$. Результаты настоящей работы могут быть использованы для оптимизации фарадеевских фильтров на основе паров Cs. Узкие спектральные характеристики сигнала ФВ делают его удобным инструментом для исследования взаимодействия атом–поверхность при толщинах $L < 100$ нм. В частности, более точное определение коэффициента C_3 , характеризующего ван-дер-ваальсовское взаимодействие, может быть реализовано с использованием сигнала ФВ.

Автор выражает благодарность Д. Саркисяну и К. Леруа за руководство работой, а также Э. Клиндеру и А. Саргсяну за полезные обсуждения. Автор благодарит за финансовую поддержку фонды AGBU France и Philiprossian & Pilossian Foundation в Женеве, а также Армянский национальный фонд науки и образования (грант ANSEF Opt 4732) и AUF & SCS (Bourse pour la mobilité scientifiques et universitaires conjoints AUF – Ministère de l'Education et des Sciences de la République d'Arménie, Comité National des sciences).

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Budker, D. F. Kimball, D. P. DeMille.** Atomic Physics: an Exploration through Problems and Solutions. Oxford University Press, 2004.
2. **W. Demtroder.** Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer-Verlag, Berlin, 2004.
3. **M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.P. Gorza, D. Bloch, M. Ducloy.** Europhys. Lett., **77**, 54001 (2007).
4. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Амирян, К. Леруа, Д. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **50**, 428 (2015).
5. **А. Саргсян, А. Амирян, С. Каргалева, Д. Саркисян.** ЖЭТФ, **125**, 43 (2017).
6. **А. Саргсян, А. Амирян, К. Леруа, Т. Варганиян, П. Петров, Д. Саркисян.** Оптический журнал, **83**, 11 (2016).
7. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Амирян, А. Саркисян, Д. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **51**, 424 (2016).
8. **А. Саргсян, А. Амирян, К. Леруа, Т. Варганиян, Д. Саркисян.** Оптика и спектроскопия, **123**, 113 (2017).
9. **А. Саргсян, Р. Мирзоян, А. Саркисян, А. Амирян, Д. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **49**, 31 (2014).
10. **А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян.** Письма в ЖЭТФ, **102**, 549 (2015).
11. **A. Sargsyan, E. Klinger, G. Nakhumyan, A. Topoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan.** JOSA B, **34**, 776 (2017).
12. **А. Саргсян, А. Амирян, Т. Варганиян, Д. Саркисян.** Оптика и спектроскопия, **121**, 790 (2016).
13. **K. McDonald.** Physics Examples and Other Pedagogic Diversions. Faraday Rotation, <http://www.physics.princeton.edu/mcdonald/examples/>
14. **D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, A. Weis.** Rev. Mod. Phys., **74**, 1153 (2002).
15. **B. Zambon, G. Neinhuis.** Opt. Commun., **143**, 308 (1997).
16. **G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy.** JOSA B, **20**, 793 (2003).
17. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
18. **D. A Steck.** Cesium D Line Data, <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>
19. **A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, D. Sarkisyan.** J. Phys. B: Atom., Mol. Opt. Phys., **49**, 075001 (2016).

ԱԼԿԱԼԻԱԿԱՆ ՆԱՆՈ-ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ ՖԱՐԱԴԵՅՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ
ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՏԵՄԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Հ. ԱՄԻՐՅԱՆ

Այս աշխատանքը ներկայացնում է գերբարակ բջջում պարփակված ալկալի ատոմների ֆարադեյյան պտույտի (ՖՊ) տեսական ուսումնասիրությունը: Աշխատանքում ցույց է տրված, որ ՖՊ սպեկտրը, չնայած ատոմական անցումների մեծ թվին, լավ տարալուծված է: Վերը նշվածը՝ մագնիսական դաշտում թույլ է տալիս ուսումնասիրել Cs D_1 գծի ($\lambda = 895$ նմ) գերնուրբ կառուցվածքի $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ ատոմական անցումների վարքը: Ներկայացված է տեսական մոդել, որը հաստատության փոփոխության $\Delta_L = \lambda$ պարբերությամբ կանխագուշակում է Դիկեի կոհերենտ նեղացումը և, համապատասխան լայնացումը: ՖՊ կիրառությունները նշված են:

THEORETICAL INVESTIGATION OF THE FARADAY-ROTATION EFFECT
IN ATOMIC ALKALI NANO-LAYERS

A.H. AMIRYAN

Theoretical studies of the Faraday-rotation (FR) effect in alkali vapors contained in extremely thin cells, are presented. It is shown that the spectra of the FR signal are well frequency resolved despite the huge number of atomic transitions. This allows one to study the evolution of the Cs D_1 ($\lambda = 895$ nm) line hyperfine structure of $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4$ atomic transitions in magnetic fields. The presented theoretical model predicts the coherent Dicke narrowing effect and its revival with a periodicity $\Delta_L = \lambda$. The practical applications of the FR are noted.