УДК 539.184.28

ЭФФЕКТ ЗЕЕМАНОВСКОЙ ОПУСТОШАЮЩЕЙ НАКАЧКИ НА ЦИКЛИЧЕСКИХ АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ

А.В. ПАПОЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

e-mail: papoyan@ipr.sci.am

(Поступила в редакцию 6 декабря 2017 г.)

Представлены результаты исследования зависимости сигнала флуоресценции на переходе $6S_{1/2}$ ($F_g = 4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F_e = 5$) D₂-линии атомарных паров Cs от напряженности магнитного поля (до 90 Гс), направленного вдоль линейной поляризации возбуждающего света. Зарегистрированный спад флуоресценции в магнитном поле, особенно сильный при высокой интенсивности лазерного излучения, объясняется конверсией зеемановской оптической накачки (выстраивания) в опустошающую накачку в условиях, когда зеемановский сдвиг частот отдельных переходов между магнитными подуровнями превышает однородную ширину перехода. Как следствие, циклический сверхтонкий переход $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ преобразуется в открытый.

1. Введение

Приложение внешнего магнитного поля изменяет энергетическую структуру атомов, снимая вырождение по магнитным подуровням, что обусловлено ларморовской прецессией магнитного момента электрона относительно магнитного поля (эффект Зеемана). При одновременном резонансном возбуждении атома оптическим излучением характер взаимодействия может измениться вследствие наведенной оптической поляризации, обуславливая дисперсионные (наведенное двулучепреломление) и абсорбционные (наведенный дихроизм) явления [1]. Наиболее оптимальной конфигурацией для исследования эффекта Зеемана в оптическом эксперименте является схема, в которой магнитное поле приложено вдоль направления линейно-поляризованного оптического излучения, резонансно возбуждающего атомы. В такой конфигурации исключается влияние других магнитооптических явлений, связанных с взаимодействием наведенной оптическим возбуждением поляризации атомов с магнитным полем, таким как эффекты Фарадея, Фойгта и Ханле.

Одним из ключевых процессов резонансного взаимодействия излучения с многоуровневой атомной системой является оптическая накачка – процесс, при котором атом, переведенный излучением на возбужденный уровень с заданного начального уровня основного состояния, переводится спонтанным испусканием на другой уровень основного состояния [2]. В атомах со сверхтонким расщеплением основного состояния, таких как атомы щелочных металлов, оптическая накачка на так называемых «нециклических» или «открытых» переходах приводит к перераспределению населенности основного состояния на неактивные уровни, не взаимодействующие с лазерным излучением (опустошающая оптическая накачка). Иную роль играет оптическая накачка на «циклических» или «закрытых» переходах, для которых перевод на неактивное состояние запрещен по правилам отбора. В этом случае оптическая накачка приводит к перераспределению населенности основного уровня между магнитными подуровнями (зеемановская накачка). С такой накачкой ассоциируются, в частности, процессы ориентации и выстраивания, происходящие при возбуждении атомной системы излучением с круговой и линейной поляризацией, соответственно [3].

Исследованию магнитооптических процессов в условиях оптической накачки в последние годы был посвящен ряд работ. В большинстве из них в качестве атомной среды использовались пары щелочных металлов, являющиеся классическим объектом исследования в атомной физике и спектроскопии. Интерес к этим исследованиям, в частности, обусловлен возможным применением полученных результатов при создании чувствительных оптических магнитометров [4].

Целью настоящей работы являлось исследование влияния эффекта Зеемана на процесс оптической накачки при возбуждении циклического перехода $6S_{1/2}$ ($F_g = 4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F_e = 5$) D₂-линии атома цезия линейно-поляризованным лазерным излучением в случае приложения внешнего магнитного поля вдоль направления световой поляризации (**B** || **E**) с напряженностью до 100 Гс, недостаточной для спектрального разрешения отдельных допплеровски-уширенных переходов между магнитными подуровнями.

2. Экспериментальная установка и методика измерений

Схематическое представление оптической части экспериментальной установки приведено на рис.1. Непрерывное излучение титан-сапфирового лазера Coherent 899 ($\lambda \approx 852$ нм), накачиваемого аргоновым ионным лазером Innova Sabre, направлялось несфокусированным пучком на сапфировую оптическую отпаянную ячейку длиной 16.5 мм и диаметром 15 мм, отросток которой был заполнен цезием (без буферного газа). Плоскопараллельные окна ячейки были срезаны поперек *с*-оси кристалла во избежание двулучепреломления (измеренное остаточное поглощение в конфигурации скрещенных поляризаторов при комнатной температуре ~10⁻⁵). Контроль температуры отростка ячейки



Рис.1. Схема экспериментальной установки.

осуществлялся с помощью элемента Пельтье с системой активной обратной связи, позволяющей стабилизировать заданную температуру (в представленных измерениях 20°C с точностью 0.05°C), что соответствует плотности атомарных паров цезия $N = 2.8 \times 10^{10}$ см⁻³. В этих условиях однородное уширение сверхтонких спектральных переходов определяется естественной шириной $\gamma_{nat} \approx 5.22$ МГц, заметно превышающей столкновительное самоуширение.

Фотодиод, установленный под углом 40° к направлению распространения лазерного излучения, регистрировал резонансную флуоресценцию паров. Второй фотодиод использовался для регистрации излучения, прошедшего через ячейку. Сигналы с фотодиодов, после усиления операционными усилителями, подавались на цифровой осциллограф Tektronix TDS 340A, работающий в режиме усреднения.

Для получения спектров флуоресценции и пропускания частота лазерного излучения линейно сканировалась в области до 20 ГГц, покрывающей сверхтонкие переходы D₂-линии Cs ($\lambda = 852.3$ нм). Типичный период сканирования составлял 0.25 с, гарантируя установление стационарного режима взаимодействия с учетом процессов возбуждения и релаксации. Спектральный анализ регистрируемого излучения не проводился. Мощность одномодового лазерного излучения со спектральной шириной $\gamma_L = 1$ МГц составляла $P_L = 300$ мВт, диаметр пучка d = 2 мм, что позволяло получать максимальную интенсивность излучения на входе в ячейку $I_L = 9.6$ Вт/см². Для повышения степени линейной поляризации лазерного излучения использовалась призма Глана–Томсона.

Лабораторное магнитное поле компенсировалось системой колец Гельмгольца (3 взаимно-перпендикулярные пары катушек). Те же катушки использовались также для приложения магнитного поля напряженностью до B = 90 Гс в любом направлении. Напряженность магнитного поля в области ячейки контролировалась с точностью 0.05 Гс цифровым магнитометром DTM130.



Рис.2. Уровни энергии и переходы сверхтонкой структуры на D₂-линии атома цезия. Справа приведены Ланде-факторы *g* отдельных подуровней. Числа на переходах показывают их относительную вероятность.

На рис.2 приведена схема энергетических уровней и переходов атома Cs. Так как сверхтонкое расщепление уровня 6Р_{3/2} меньше допплеровского (неоднородного) уширения при комнатной температуре (~380 МГц), в эксперименте регистрируются только две спектрально-разрешенные линии, каждая из которых включает 3 перекрывающихся перехода: $6S_{1/2}$ ($F_g = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F_e = 2,3,4$) и $6S_{1/2}$ $(F_{\rm g} = 4) \rightarrow 6P_{3/2} \ (F_{\rm e} = 3, 4, 5)$. Частотное расстояние между ними составляет около 9.2 ГГц, что задается срерхтонким расщеплением основного уровня $6S_{1/2}$ ($F_{\rm g}$ = 3,4). Следует отметить, что вследствие процесса «опустошающей» оптической накачки, устанавливающейся по мере увеличения IL, в регистрируемых спектрах доминируют циклические переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ (Л-типа) и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ (V-типа) [5]. При возбуждении линейно-поляризованным излучением перехода $F_{\rm g} = 3 \rightarrow F_{\rm e} = 2$ вследствие зеемановской накачки заселяются крайние непоглощающие магнитные подуровни основного состояния $m_F = \pm 3$, что приводит к подавлению поглощения и флуоресценции. В связи с этим в настоящем эксперименте исследовался только резонансный спектр на переходе $F_{\rm g} = 4 \rightarrow$ $F_{\rm e} = 5$, который к тому же самый сильный из всех сверхтонких переходов D₂линии атома цезия.

Для формирования реперного спектра сравнения в области D₂-линии Cs часть лазерного излучения ответвлялась на вспомогательную установку насыщенного поглощения с использованием второй ячейки с парами цезия при комнатной температуре. Спектральная ширина отдельных сверхтонких переходов и перекрестных резонансов составляла < 10 МГц. Сигнал насыщенного поглощения регистрировался одновременно с основным сигналом флуоресценции и (или) пропускания.

Эксперимент проводился по следующей схеме. Были выбраны 7 значений интенсивности падающего лазерного излучения I_L в области от 0.5 до 3000 мВт/см². При каждом значении I_L спектры флуоресценции и пропускания регистрировались при 12 значениях напряженности магнитного поля *B*, приложенного параллельно линейной поляризации возбуждающего излучения (**B** || **E**). Для каждой пары значений I_L и *B* измерялась амплитуда спектрального сигнала флуоресценции и пропускания на переходе $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$.

3. Результаты измерений и обсуждение

Зависимости амплитуды A_f флуоресценции в спектральной области перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ D₂-линии Cs от магнитного поля **B** || **E**, полученные при разных значениях интенсивности падающего лазерного излучения, представлены на рис.3. Как ожидалось из симметрии конфигурации и подтвердилось экспериментом, регистрированный сигнал не зависел от знака магнитного поля: $A_f(-B) = A_f(B)$, поэтому зависимости приведены для модуля напряженности магнитного поля. Были также получены такие же зависимости для пропускания, однако их графическое отображение в широком диапазоне изменения интенсивности излучения затруднено вследствие сильного изменения фонового значения спектра нерезонансного пропускания, от которого отсчитывается резонансный вклад.



Рис.3. Зависимость амплитуды сигнала флуоресценции от напряженности магнитного поля (**B** || **E**) и интенсивности лазерного излучения.

Как видно из рисунка, с увеличением приложенного магнитного поля наблюдается спад флуоресценции. В конфигурации данного эксперимента (магнитное поле направлено вдоль направления электрического поля световой волны) этот спад должен быть связан с зеемановским расщеплением сверхтонких подуровней атома цезия (см. рис.4).



Рис.4. (а) Зеемановский сдвиг магнитных подуровней сверхтонких состояний $F_g = 4$ и $F_e = 5$ (Ланде-факторы $g_F = +1/4$ и +2/5, соответственно) в магнитном поле. Стрелками показаны переходы в случае линейно-поляризованного излучения с указанием относительной вероятности. (b) Установление режима опустошающей накачки в магнитном поле (см. текст).

При отсутствии магнитного поля в стационарном режиме взаимодействия с линейно-поляризованным полем излучения устанавливается перераспределение населенностей отдельных подуровней (выстраивание). Установление выстраивания реализуется в каждом атоме в течение времени резонансного взаимодействия последовательностью циклов поглощения и испускания в соответствии с правилами отбора $\Delta m_F = 0$ для поглощения и $\Delta m_F = 0,\pm 1$ для испускания, с вовлечением всех магнитных подуровней, за исключением подуровней возбужденного состояния $m_F = \pm 5$, не возбуждаемых линейно-поляризованным излучением. В результате выстраивания населенность, изначально равномерно распределенная между магнитными подуровнями основного состояния, стягивается к центральному подуровню $m_F = 0$ [5]. В условиях настоящего эксперимента время резонансного взаимодействия излучения с атомом определялось временем

пролета атома через лазерный пучок (~5 мкс), что допускало осуществление до сотен циклов поглощения и испускания.

Приложение магнитного поля *B* приводит к снятию вырождения и сдвигу магнитных подуровней. По мере увеличения *B* величина смещения частоты соседних переходов δ становится больше эффективной спектральной ширины перехода $\Gamma = \gamma_{nat} + \gamma_L \approx 6.25$ МГц. При этом в случае спонтанного перехода атома в состояние с $\Delta m_F = \pm 1$ с испусканием циркулярно-поляризованного (σ) фотона он перейдет в непоглощающее состояние (см. рис.4b). В результате цикл поглощений и испусканий прервется, что приведет к уменьшению сигнала флуоресценции. Минимальное оценочное значение B_{min} , при котором будет зарегистрирован спад сигнала флуоресценции, определяется смещением переходов с крайних магнитных подуровней основного состояния $m_F = \pm 4$ на величину Γ :

$$B_{\min} = \frac{\Gamma}{2(2F_{\rm g}+1)|g_{F_{\rm g}} - g_{F_{\rm e}}|\mu_{\rm B}} \approx 1.5 \,\Gamma \rm c, \qquad (1)$$

где $g_{F_g} = 0.25$ и $g_{F_e} = 0.40$ – Ланде-факторы основного ($F_g = 4$) и возбужденного ($F_e = 5$) состояний, $\mu_B = 1.4$ МГц/Гс – магнетон Бора. Уменьшение сигнала флуоресценции от магнитного поля продолжается до полного снятия перекрытия крыльев соседних γ -уширенных π -переходов $m_g = m \rightarrow m_e = m$ и $m_g = m \pm 1 \rightarrow m_e = m \pm 1$. Простая оценка величины напряженности такого насыщающего поля B_{sat} может быть проведена в предположении линейного режима эффекта Зеемана по формуле

$$B_{\text{sat}} = \frac{k_{0.05}\Gamma}{\left|g_{F_{\text{g}}} - g_{F_{\text{c}}}\right|\mu_{\text{B}}} \approx 130 \,\Gamma\text{c},\tag{2}$$

где коэффициент $k_{0.05} \approx 4.36$ определяет частоту отстройки от резонанса в единицах γ , при которой амплитуда лоренцевского контура сигнала составляет 5% от пикового значения.

Как заметно из рис.3, спад флуоресценции с увеличением магнитного поля происходит быстрее при увеличении интенсивности возбуждающего излучения. Этот результат отчетливо проявляется при нормировании сигнала флуоресценции на интенсивность света, падающего на ячейку. Соответствующие зависимости $A_{\text{f-norm}}(B)$ представлены на рис.5, из которого видно, что крутизна зависимости растет с ростом I_{L} вплоть до стабилизации при $I_{\text{L}} \sim 500 \text{ MBT/cm}^2$. При этом величина нормированного сигнала флуоресценции в пределе больших полей асимптотически приближается к 1/9 части от сигнала в нулевом поле: $A_{\text{f-norm}}(\infty) \approx 0.111 \times A_{\text{f-norm}}(0)$. Последнее объясняется тем, что при полном снятии



Рис.5. Зависимость нормированного сигнала флуоресценции от напряженности магнитного поля при 7 значениях интенсивности лазерного излучения. Пунктиром показано асимптотическое значение сигнала в пределе сильных полей.

частотного перекрытия соседних π -переходов в результате зеемановского сдвига из 9 изначально равнонаселенных подуровней основного состояния $m_F = -4 \dots +4$ при любой заданной частоте лазерного излучения в резонансном взаимодействии участвует только один.

Можно утверждать, что при приложении магнитного поля, достаточно сильного для снятия частотного перекрытия зеемановских π -переходов, нарушается цикличность (замкнутость) перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$, приводя, с одной стороны, к уменьшению числа магнитных подуровней основного состояния, резонансно взаимодействующих с излучением, с другой стороны, к истощению населенности подуровня, взаимодействующего с лазерным полем. Иными словами, приложение магнитного поля приводит к конверсии зеемановской накачки из «перераспределяющей» в «опустошающую». Этому способствует повышение интенсивности излучения, которое приводит к повышению эффективности оптической накачки. В пределе низкой интенсивности ($I_L \ll I_{sat}$), где I_{sat} – интенсивность насыщения, определяемая как

$$I_{\rm L}/I_{\rm sat} = 2\Omega_{\rm R}^2/\Gamma^2\,,\tag{3}$$

где $\Omega_{\rm R}$ – частота Раби; поглощение фотона отдельным атомом приводит к единичному акту флуоресценции независимо от *B* (зеемановского смещения). С увеличением *I*_L развивается эффект опустошающей оптической накачки, и сигнал флуоресценции уменьшается с магнитным полем. Следует отметить, что интенсивность, при которой начинает наблюдаться оптическая накачка, заметно меньше *I*_{sat} [6]. В пределе высокой интенсивности (*I*_L >> *I*_{sat}) помимо эффективной оптической накачки имеет место также насыщение перехода по эффективной двухуровневой системе, реализуемой в сильном магнитном поле. При этом полного опустошения активного уровня оптической накачкой в ячейке без антирелаксационного покрытия не происходит из-за постоянного влета в лазерный пучок атомов, подвергшихся спиновой релаксации при столкновении со стенками ячейки [7].

В системе невзаимодействующих атомов (разреженные пары) рассматриваемый процесс развивается на отдельных атомах. Эффект Допплера играет косвенную роль. По мере сканирования частоты лазерного излучения в пределах допплеровского профиля ($\Gamma_D \approx 380 \text{ M}\Gamma_{\text{U}}$) с излучением последовательно взаимодействуют группы атомов с различными скоростями. Отметим также, что с дальнейшим увеличением *B* до ~1000 Гс возможно спектральное разделение отдельных зеемановских π -переходов; в этих же условиях начинает нарушаться линейный режим эффекта Зеемана [8]. Спектрально разрешить отдельные переходы можно и при существенно меньших магнитных полях с использованием наноячеек с атомарными парами, обеспечивающих субдопплеровское спектральное разрешение [8, 9].

4. Заключение

Анализ результатов эксперимента позволяет заключить, что приложение магнитного поля к атомной системе, резонансно взаимодействующей с линейнополяризованным излучением на циклическом переходе, приводит к изменению режима взаимодействия на нециклический. Результатом такой конверсии является сильное (в 9 раз) ослабление сигналов поглощения и флуоресценции вследствие опустошающей оптической накачки. Еще большее ослабление ожидается в случае использования ячейки с антирелаксационным покрытием.

Эффект преобразования перераспределяющей накачки в опустошающую может быть использован для управления населенностями атомных уровней магнитным полем (в частности, в оптических системах связи), оптической визуализации распределения градиентного магнитного поля и т. д.

Автор выражает благодарность К. Бергманну за содействие в реализации эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

- D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball, S.M. Rochester, V.V. Yashchuk, A. Weis. Rev. Mod. Phys., 74, 1153 (2002).
- 2. W. Happer. Rev. Mod. Phys., 44, 169 (1972).
- 3. M. Auzinsh, D. Budker, S. Rochester. Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions. Oxford University Press, 2010.
- 4. Optical Magnetometry. D. Budker, D.F.J. Kimball (Eds.), Cambridge University Press, 2013.
- 5. H. Ravi, M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan. EPL (Europhys. Lett.), 117, 63002 (2017).
- 6. P. Siddons, Ch.S. Adams, Ch. Ge, I.G. Hughes. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 41, 155004 (2008).
- 7. H.N. de Freitas, M. Oria, M. Chevrollier. Appl. Phys. B, 75, 703 (2002).
- 8. А.Д. Саргсян, Г.Т. Ахумян, А.О. Амирян, К. Леруа, А.С. Саркисян, Д.Г. Саркисян. Изв. НАН Армении, Физика, 50, 428 (2015).
- 9. A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. J. Opt. Soc. Am. B, 34, 776 (2017).

ՉԵԵՄԱՆՅԱՆ ԱՊԱԲՆԱԿԵՑՆՈՂ ՄՂՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ՏԻԿԼԱՅԻՆ ԱՏՈՄԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ

Ա.Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ

Ներկայացված են Cs ատոմական գոլորշու D₂ գծի 6 $S_{1/2}(F_g = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F_e = 5)$ անցման ֆլուորեսցենցի ազդանշանի վրա գրգոող լույսի գծային բևեռացման ուղղությամբ կիրառված մագնիսական դաշտի լարվածությունից (մինչև 90 Գս) կախման հետազոտության արդյունքները։ Գրանցված ֆլուորեսցենցի անկումը մագնիսական դաշտում, որն առավել ակնառու է լազերային ձառագայթման բարձր ինտենսիվության դեպքում, բացատրված է զեեմանյան օպտիկական մղման (դասավորվածության) փոխակերպումով ապաբնակեցնող մղման՝ այն պայմանում, երբ մագնիսական ենթամակարդակների միջև առանձին անցումների զեեմանյան շեղումը գերազանցում է անցման համասեռ լայնացումը։ Արդյունքում $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ ցիկլային գերնուրբ անցումը ձևափոխվում է բաց անցման։

ZEEMAN DEPOPULATION PUMPING EFFECT ON CYCLING ATOMIC TRANSITIONS

A.V. PAPOYAN

The results of the studies of Cs atomic vapor fluorescence signal on $6S_{1/2}$ ($F_g = 4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F_e = 5$) transition of D₂ line depending on magnetic field (up to 90 G) applied along the linear polarization of the exciting light are presented. The recorded fluorescence decline in a magnetic field, especially pronounced for the high laser radiation intensity, is attributed to the conversion of a Zeeman optical pumping (alignment) into a depopulation pumping, becoming effective when the Zeeman shift of individual transitions between the magnetic sublevels exceeds the homogeneous broadening of the transition. As a result, the cycling hyperfine transition $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ transforms to an open one.