

«НЕПОДВИЖНЫЕ» ВО ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ АТОМНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Д. Саркисян, Г. Ахумян*, А. Саргсян**

Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения

Поступила в редакцию 17 марта 2020 г.,
после переработки 25 мая 2020 г.
Принята к публикации 27 мая 2020 г.

Эффект «перемешивания» магнитных подуровней нижнего и верхнего уровней атомного перехода с магнитными подуровнями близлежащего перехода (на сверхтонкой структуре атомов щелочных металлов) обуславливает сильную модификацию его вероятности. Ярким проявлением этого эффекта является гигантское возрастание вероятности атомного перехода в магнитных полях, который запрещен правилами отбора в нулевом магнитном поле $B = 0$; последний назван магнито-индуцированным (MI) переходом. Исследованы два MI-перехода с разными зависимостями от величины B . Приведено и другое яркое проявление эффекта «перемешивания», которое заключается в том, что имеются атомные переходы, частота которых практически фиксирована в широком диапазоне магнитных полей, т. е. величина производной S [МГц/Гс] частотных сдвигов в зависимости от B практически нулевая, при этом вероятность перехода значительна. Такие переходы нами названы «неподвижные» (UT — unmoved transition). Исследованы UT-переходы атомов ^{87}Rb , D_2 -линии, $|1, +1\rangle \rightarrow |1', +1'\rangle$ и Cs , D_2 -линии, $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -4'\rangle$, где штрихами и без них отмечены квантовые числа F , m_F верхнего и нижнего уровней соответственно. Показано, что в интервале $B = 180\text{--}705$ Гс для ^{87}Rb , D_2 -линии, $|S| \leq 0.03$ МГц/Гс; для сравнения величина $S \approx 3.6$ МГц/Гс для ^{87}Rb в том же интервале B для MI-перехода $|1, +1\rangle \rightarrow |3', +2'\rangle$ в 120 раз больше. Для управления амплитудой UT-перехода был использован второй лазер. Теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

DOI: 10.31857/S0044451020110012

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых методик субдоплеровской спектроскопии атомарных паров щелочных металлов (Rb, Cs, K и др.) с применением субмикронных ячеек, содержащих пары атомов, и сильных постоянных магнитов позволяет успешно исследовать в оптическом диапазоне поведение атомных переходов сверхтонкой структуры в широком диапазоне магнитных полей. Высокое спектральное разрешение позволяет выделять и идентифицировать многочисленные отдельные переходы между магнитными подуровнями [1–5], в то время как субмикронная толщина зоны взаимодействия обеспечивает высокую однородность магнитного поля при использовании сильных постоянных магни-

тов, у которых поле сильно градиентное. Хорошо известно, что во внешних магнитных полях вследствие снятия вырождения происходит расщепление уровней на $2F + 1$ новых компонент, где $F = J + I$ — полный момент атома, J — полный угловой момента электрона, I — магнитный момент ядра. При этом также происходит сильное частотное смещение атомных переходов. Введем согласно работе [6] характеристическую величину магнитного поля $B_0 = A_{hfs}/\mu_B$, где A_{hfs} — магнитная дипольная константа для основного уровня атома, μ_B — магнетон Бора [7]. Для атомов ^{87}Rb и Cs величины $B_0(^{87}\text{Rb}) \approx 2.4$ кГц и $B_0(\text{Cs}) \approx 1.7$ кГц. При $B \ll B_0$ зависимость смещения частоты атомного перехода от величины B , как правило, носит линейный характер (линейный эффект Зеемана), а производная S [МГц/Гс] (в англоязычной литературе Slope) частотных сдвигов по магнитному полю постоянна. При $B \gg B_0$ реализуется режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС) и происходит разрыв

* E-mail: grant181@gmail.com

** E-mail: sarmeno@mail.ru

связи между J и I . Для атомов Rb и Cs режим ПБС имеет место при полях $B \gg B_0$, при этом остается строго фиксированное количество атомных переходов (поскольку вероятность большого количества переходов стремится к нулю) и смещение частоты атомного перехода линейно зависит от магнитного поля. В этом случае расщепленные атомные уровни описываются проекциями m_J и m_I [3, 6, 8–11]. Величина S в режиме ПБС для D_1 -линии Rb определяется простым выражением (при условии, что $g_J \gg g_I$) [3]:

$$S \approx [g_J(6P_{1/2})m_J - g_J(6S_{1/2})m_J]\mu_B, \quad (1)$$

где g_J и g_I — факторы Ланде для J : $g_J(6^2S_{1/2}) = 2.002$, $g_J(6^2P_{1/2}) = 0.666$, $g_J(6^2P_{3/2}) = 1.334$, и магнитного момента ядра I ($g_I = -0.0004$), здесь μ_B равно 1.399 МГц/Гс [7, 8]. Для D_2 -линии в выражение (1) вносятся соответствующие константы для уровня $6^2P_{3/2}$. Интересно отметить, что несмотря на то, что у атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb разные величины сверхтонкого расщепления нижних и верхних атомных уровней, как видно из выражения (1), величина S для D_1 -линии в режиме ПБС для обоих атомов одинакова и составляет $S \approx 1.86$ МГц/Гс, что подтверждается экспериментально [3]. Для величин B , расположенных в интервале между $B \ll B_0$ и $B \gg B_0$, зависимость смещения частоты атомного перехода становится сложной функцией от B . Причиной этого является влияние эффекта «перемешивания» магнитных подуровней для нижнего F_g или верхнего F_e уровня [2, 9, 12]. В работе [13] показано, что для тех атомных переходов для которых эффект перемешивания отсутствует, величина наклона S остается константой в широкой области величин магнитного поля B (1 Гс–10 кГц); такие необычные атомные переходы были названы «направляющими» (GT — guiding transitions). В случае круговой поляризации σ^+ (левый круг) или σ^- (правый круг) лазерного излучения величина S для D_2 -линии атомов Cs по модулю равна 1.4 МГц/Гс. Такую же величину S имеют GT-переходы для D_2 -линии атомов ^{85}Rb , ^{87}Rb и калия ^{39}K в области величин магнитного поля $B = 1$ Гс–10 кГц.

Наибольшее значение S имеют так называемые магнито-индуцированные (МИ) переходы [14, 15]. МИ-переходы наблюдаются между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ атомов рубидия, цезия, калия и др., для D_2 -линий при наличии внешнего магнитного поля. По правилам отбора эти переходы запрещены в нулевом магнитном поле, но при наличии магнитного поля происходит гигантское возраста-

ние их вероятностей, поэтому они названы магнито-индуцированными переходами. Причиной возникновения таких МИ-переходов также является отмеченный выше эффект «перемешивания». В случае круговой поляризации σ^+ (левый круг) лазерного излучения для D_2 -линии атомов Cs (переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$) [16], ^{85}Rb (переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$), ^{87}Rb (переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$) [14], ^{39}K (переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$) [15] и Na (переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$) выполняется условие $F_e - F_g = +2$ и при $B \gg B_0$ величина $S = 4.2$ МГц/Гс (см. рис. 6). В случае круговой поляризации σ^- (правый круг) лазерного излучения для D_2 -линии атомов Cs (переходы $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$), ^{85}Rb (переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 1$), ^{87}Rb (переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$), ^{39}K (переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$) и Na (переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$), для которых $F_e - F_g = -2$, величина $S = -4.2$ МГц/Гс [14–16]. Эти значения S определяются дифференцированием кривых зависимости частоты перехода от магнитного поля [13–16].

В настоящей работе исследованы атомные переходы, имеющие скорости перестройки частоты S от величины магнитного поля B , на два порядка меньшие величин S для обычных атомных переходов, которые мы назвали «неподвижные» УТ-переходы (unmoved transition), поскольку в широком диапазоне магнитных полей частотное смещение практически отсутствует. Заметим, что такие необычные УТ-переходы составляют очень малую долю среди сотен атомных переходов щелочных металлов, формируемых в магнитном поле излучениями с поляризациями σ^+ , σ^- и π .

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Использовалось излучение плавно перестраиваемого непрерывного диодного лазера с внешним резонатором (ECDL, выпускаемый под торговой маркой VitaWave), спектральная ширина линии ~ 1 МГц. Частота лазера сканировалась вблизи резонансных переходов атомов ^{87}Rb , D_2 -линии, длина волны сканировалась вблизи $\lambda = 780$ нм. Для формирования спектра поглощения с субдоплеровским разрешением использовалась наноячейка с парами Rb толщиной $L = \lambda = 780$ нм (так называемый λ -метод [1]). Необходимая плотность паров $N \sim 10^{13}$ см $^{-3}$ достигалась нагревом наноячейки до 120 °С (детали конструкции наноячеек см. в [9, 17]). Наноячейка находилась в нагреватель-

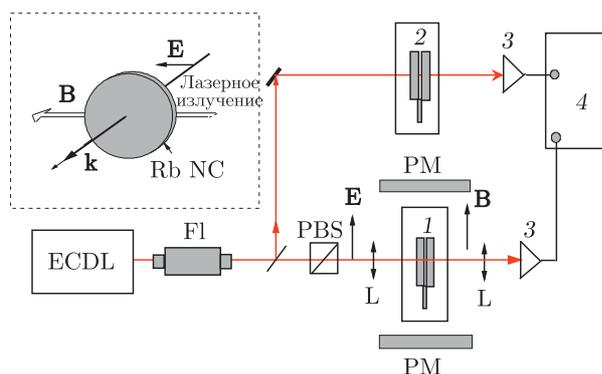


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. ECDL — перестраиваемый по частоте диодный лазер; FI — фарадеевский изолятор; PBS — поляризационная призма; 1 — основная наночейка, заполненная Rb, в нагревательной печи; L — линза, PM — постоянные сильные магниты; 2 — реперная наночейка, заполненная Rb, в нагревательной печи; 3 — фотоприемники; 4 — цифровой осциллограф. На вставке показана взаимная ориентация магнитного поля B , напряженности лазерного поля E и направления лазерного излучения k

ной печи, которая помещалась между сильными постоянными магнитами, изготовленными из сплава неодим–железо–бор. Нагревательный провод для печи намотан бифилярно, что уменьшает создаваемое магнитное поле до величины в несколько мГс. Плавное изменение поперечного магнитного поля B , величина которого определялась с помощью магнитометра Teslameter HT201, достигалось варьированием расстояния между постоянными магнитами. Взаимная ориентация магнитного поля B , напряженности лазерного поля E и направления лазерного излучения k приведена на вставке к рис. 1, т. е. $B \parallel E$. В этом случае имеют место атомные переходы между уровнями сверхтонкой структуры с выполнением условия $\Delta m_F = 0$, показанные на диаграмме уровней ^{87}Rb , D_2 -линии, на рис. 2 (т. е. атомные переходы осуществляются π -поляризованным излучением). Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались и подавались на четырехканальный цифровой осциллограф Tektronix TDS2014В. Для селекции сигналов пропускания (поглощения) использовался интерференционный фильтр IF со спектральной шириной пропускания 10 нм на длине волны 780 нм. Для формирования частотного репера небольшая часть лазерного излучения направлялась на дополнительную наночейку толщиной в полдлины волны $L = \lambda/2 = 390$ нм, спектр которой являлся реперным при $B = 0$.

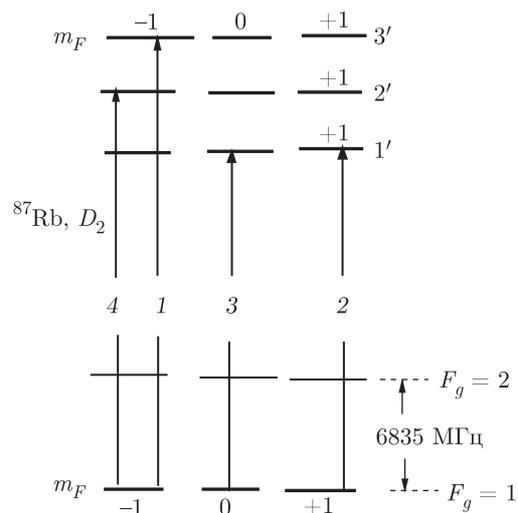


Рис. 2. Диаграмма уровней ^{87}Rb , D_2 -линии и переходов под номерами 1, 2, 3, 4. Верхние уровни отмечены штрихами. Переходы 1 и 3 при π -поляризации лазерного излучения запрещены при $B = 0$, а во внешнем магнитном поле происходит гигантское возрастание их вероятностей (MI-переходы). Переход под номером 2 назван «неподвижным» (UT-переход): в широком диапазоне магнитных полей не смещается по частоте. Показаны только те уровни, которые задействованы в рассматриваемых процессах

2.2. Обсуждение

Диаграмма атомных уровней ^{87}Rb , D_2 -линии, и исследуемые переходы под номерами 1, 2, 3 и 4 показаны на рис. 2. Переходы $|1, -1\rangle \rightarrow |3', -1'\rangle$ с номером 1 (штрихами отмечены квантовые числа F , m_F верхнего уровня) и $|1, 0\rangle \rightarrow |1', 0'\rangle$ с номером 3 запрещены в нулевом магнитном поле, однако во внешнем магнитном поле происходит гигантское возрастание их вероятностей (MI-переходы). Переход $|1, +1\rangle \rightarrow |1', +1'\rangle$ под номером 2 назван «неподвижным» (UT), поскольку в широком диапазоне магнитных полей практически не смещается по частоте.

На рис. 3 приведены расчетные значения величины частотного смещения переходов 1–4 от магнитного поля B для ^{87}Rb , D_2 -линии (для расчета теоретических кривых, приведенных в работе, использовалась теоретическая модель, изложенная в работе [18]), черные квадратики, кружки, звездочки и треугольники — экспериментальные результаты, которые приведены на рис. 5. В то время как поведение величин частотных смещений переходов 1, 3, 4 в зависимости от магнитного поля обычное, поведение величины частотного смещения перехода 2 — необычное. На вставке приведена зависимость S от магнитного поля, которая есть производная кри-

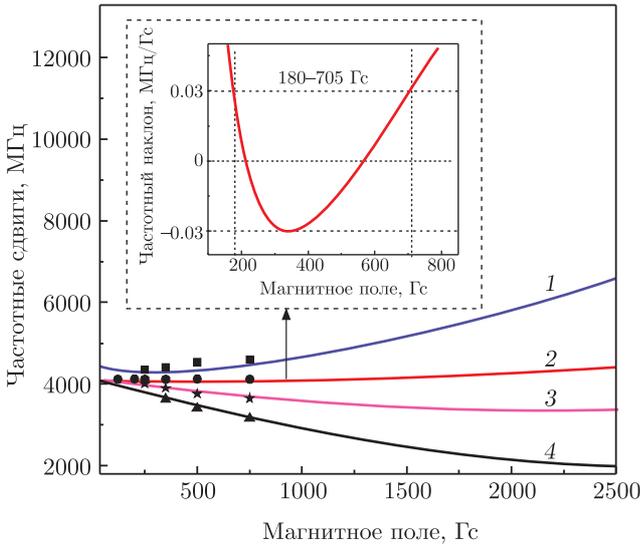


Рис. 3. ^{87}Rb , D_2 -линия, сплошные кривые — зависимости расчетных значений частотных смещений переходов 1–4 от магнитного поля B ; черные квадратики, треугольники, кружки и звездочки — экспериментальные результаты. Для кривых 1–4 величины $S_{1,2,3,4}$ при малых магнитных полях $-1.6, 1.5, 0.1, -1.6$ МГц/Гс соответственно; для $B \gg B_0$ эти величины: 2.28, 0.43, 0.43, 0.43 МГц/Гс соответственно. Поведение частотного смещения перехода 2 необычное: на вставке приведена величина S в интервале $B = 180\text{--}705$ Гс, где S очень мало и $|S| \leq 0.03$ МГц/Гс (линия $S = 0$ показана горизонтальной пунктирной линией)

вой 2. Как видно, во всем интервале величин поперечного магнитного поля $B = 180\text{--}705$ Гс величина S очень мала и $|S| \leq 0.03$ МГц/Гс: в этом интервале B интервал между максимальным и минимальным значениями частоты УТ-перехода составляет 6.6 МГц, в то время как эта же величина для кривой 4 составляет 718 МГц, что в 109 раз больше.

На рис. 4 приведены расчетные величины вероятностей переходов 1–4 в зависимости от магнитного поля. Как видно, вероятности МП-переходов начинаются с нуля при $B = 0$, а затем быстро возрастают. При этом вероятность МП-перехода с номером 3 с дальнейшим увеличением магнитного поля, возрастая, стремится к асимптоте, а вероятность МП-перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ ($F_e - F_g = \Delta F = 2$) с номером 1 стремится к нулю. Такое поведение вероятности перехода характерно для всех МП-переходов с $\Delta F = \pm 2$ в случае круговой поляризации σ^+ или σ^- лазерного излучения [14–16]. МП-переход $|1, 0\rangle \rightarrow |1', 0'\rangle$ с номером 3 имеет нулевую вероятность при $B = 0$, однако во внешнем магнитном поле происходит ее гигантское возрастание, в результате

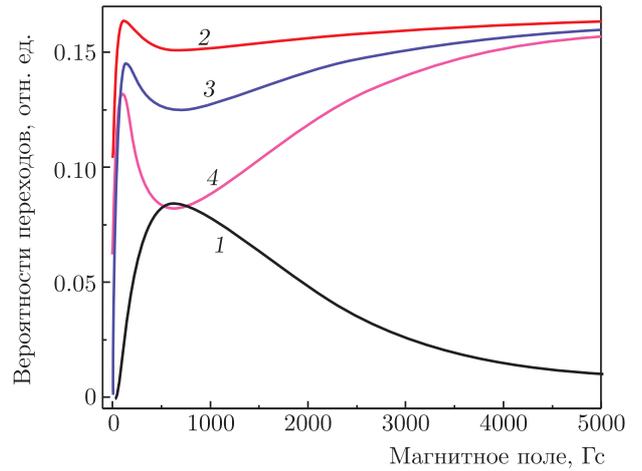


Рис. 4. ^{87}Rb , D_2 -линия, вероятности атомных переходов с номерами 1–4 в зависимости от величины поперечного магнитного поля. Вероятности МП-переходов (с номерами 1 и 3) равны нулю при $B = 0$, а затем быстро возрастают; вероятность МП-перехода с номером 3 с увеличением магнитного поля, возрастая, стремится к асимптоте, а вероятность МП-перехода с номером 1 при $B \gg B_0$ стремится к нулю

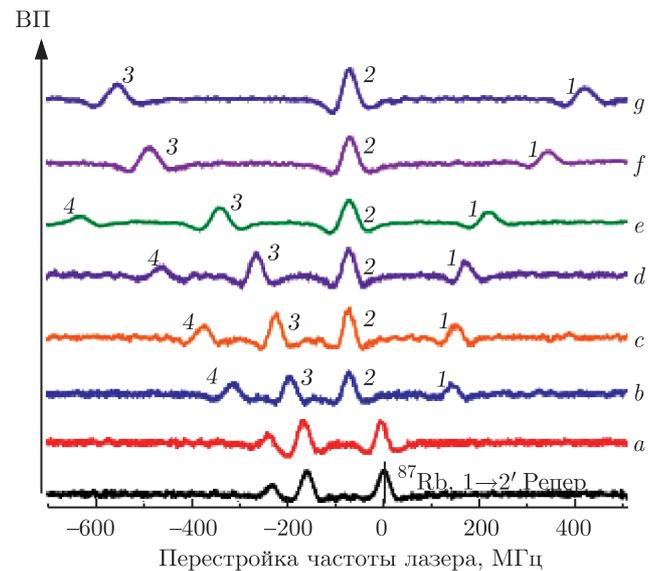


Рис. 5. ^{87}Rb , спектры ВП пропускания наночаечки, $L = \lambda = 780$ нм; формируются VSOP-резонансы на атомных переходах. Спектры ВП для удобства инвертированы. Для спектров a, b, c, d, e, f, g магнитное поле $B = 0, 120, 200, 250, 350, 500, 750$ Гс соответственно. Нижняя кривая реперная, частота перехода ^{87}Rb , $1 \rightarrow 2'$, принята за отсчетную (нулевую)

которого она стремится к асимптоте [2, 19]. Из рис. 4 видно, что вероятность УТ-перехода быстро растет с увеличением B , а затем практически не меняется.

В работах [1–3] было продемонстрировано, что при прохождении перестраиваемого по частоте лазерного излучения интенсивностью 10 мВт/см^2 через столб паров атомов Rb, заключенных в наночастицу с толщиной $L = \lambda$ (λ — резонансная длина волны атомного перехода), на точном атомном переходе формируется узкополосный оптический резонанс, селективный по атомным скоростям (ОРСС) (в англоязычной литературе — velocity selective optical pumping resonance, VSOP), демонстрирующий уменьшение поглощения. VSOP возникает вследствие процесса «оптической накачки» и имеет узкую спектральную ширину.

В работе [5] было продемонстрировано, что процедура двойного дифференцирования спектра пропускания в наночастицах (метод второй производной, ВП) позволяет выделить однородную ширину, замаскированную доплеровским уширением. Кроме того, было показано, что при процедуре ВП сохраняются частотные положения и амплитуды спектральных переходов (при равных исходных спектральных ширинах), поэтому этот метод применим для количественной спектроскопии. Заметим, что хотя метод ВП был известен ранее [20, 21], однако он не применялся в атомной спектроскопии при использовании обычных сантиметровых ячеек, так как не обеспечивал спектрального сужения и разрешения атомных переходов на сверхтонкой структуре.

На рис. 5 показан экспериментальный спектр пропускания паров атомов ^{87}Rb , D_2 -линии, в наночастице толщиной $L = \lambda = 780 \text{ нм}$ в поперечных магнитных полях при мощности лазера $P = 0.1 \text{ мВт}$ и диаметре пучка 1 мм . В этом случае в спектре пропускания формируются VSOP-резонансы на атомных переходах, смещенных в магнитном поле [1, 2]. Далее проводится обработка полученных кривых пропускания методом ВП. Спектральная ширина VSOP-резонанса составляет 30 МГц (полная ширина на полувысоте), что позволяет спектрально легко разделить атомные переходы. Для эксперимента был выбран интервал магнитных полей B , в котором частота УТ практически не смещается. Величины приложенных магнитных полей B возрастают снизу вверх.

Из рис. 5 видно, что «неподвижный» УТ-переход под номером 2 практически не смещается в приведенном интервале магнитных полей, в то время как переходы под номерами 1, 3 и 4 сильно смещаются по частоте. Поскольку ширина VSOP-резонанса

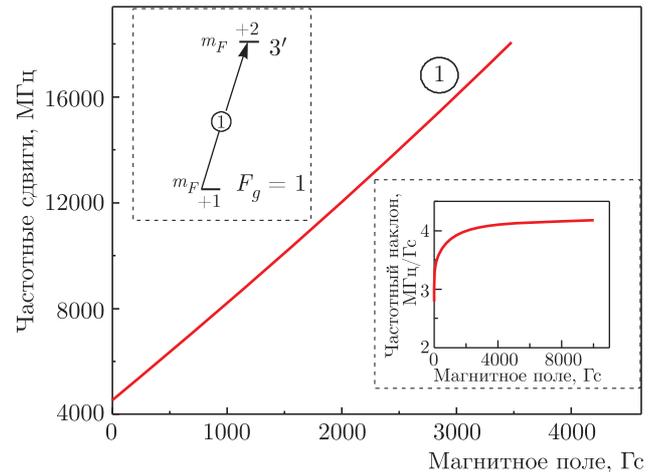


Рис. 6. Расчетная зависимость от B частотного сдвига для МІ-перехода $|1, +1\rangle \rightarrow |3', +2'\rangle$ ^{87}Rb , D_2 -линии, (переход показан на верхней вставке) при σ^+ -возбуждении. На нижней вставке показана зависимость S от магнитного поля. Для магнитных полей $B \gg B_0$ величина $S \approx 4.2 \text{ МГц/Гс}$

30 МГц , расчетное отклонение частоты УТ между максимальным и минимальным значениями 6.6 МГц в эксперименте маскируется этим уширением. Амплитуды (вероятности) МІ-переходов с номерами 1 и 3 уже при $B = 120 \text{ Гс}$ достаточно велики и уверенно регистрируются в спектре, а амплитуда (вероятность) УТ-перехода немного превышает вероятности переходов 1, 3 и 4, что согласуется с расчетными вероятностями переходов, приведенных на рис. 4.

Для сравнения величины S для УТ-перехода с максимально возможной величиной S (которая достигается для МІ-переходов) на рис. 6 показана расчетная зависимость частотного сдвига для МІ-перехода $|1, +1\rangle \rightarrow |3', +2'\rangle$ ^{87}Rb , D_2 -линии, (переход показан на верхней вставке) при σ^+ -возбуждении от магнитного поля (экспериментальные результаты, которые хорошо согласуются с расчетными, приведены в работе [14]).

На нижней вставке рис. 6 показана зависимость S от магнитного поля. Для магнитных полей $B \gg B_0$ величина $S \approx 4.2 \text{ МГц/Гс}$. В интервале магнитных полей, приведенных для УТ-перехода ^{87}Rb на рис. 5, величина $S \approx 3.6 \text{ МГц/Гс}$ для МІ-перехода, что в 120 раз больше величины S для УТ-перехода. Заметим, что такие УТ-переходы могут присутствовать в спектрах атомов и других щелочных металлов. На рис. 7 приведены расчетные зависимости частотного сдвига атомного перехода Cs, D_2 -линии, для МІ-переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ (для двух из семи возможных переходов между нижним m_F и

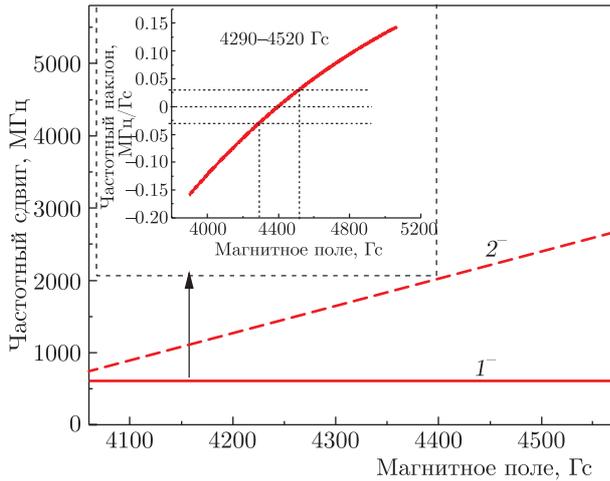


Рис. 7. Кривые 1^- и 2^- — расчетные зависимости частотных сдвигов Cs , D_2 -линии, атомных МІ-переходов $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -4'\rangle$ и $|3, -1\rangle \rightarrow |5', -2'\rangle$ при круговой поляризации излучения σ^- от величины магнитного поля. На вставке приведена зависимость S для УТ-перехода-1 от B в интервале $B = 4290\text{--}4520$ Гс; $|S| \leq 0.03$ МГц/Гс (линия $S = 0$ показана горизонтальной пунктирной линией), для кривой 2 величина $S = 3.8$ МГц/Гс в том же интервале магнитных полей

верхним $m_{F'}$ магнитными подуровнями $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -4'\rangle$ (кривая 1^-) и $|3, -1\rangle \rightarrow |5', -2'\rangle$ (кривая 2^-) в продольном магнитном поле, при круговой поляризации излучения σ^- . На вставке рис. 7 приведена зависимость величины S для кривой 1^- от магнитного поля. Как видно, во всем интервале $B = 4290\text{--}4520$ Гс величина S для УТ-перехода очень мала $|S| \leq 0.03$ МГц/Гс. Для кривой 2^- величина S в том же интервале магнитных полей $4290\text{--}4520$ Гс составляет 3.8 МГц/Гс. Для кривой 1^- в интервале магнитных полей $4290\text{--}4520$ Гс частотный интервал между максимальным и минимальным значениями частоты УТ-перехода составляет 1.9 МГц. Эта же величина для кривой 2^- составляет 886 МГц, что в 466 раз больше. При $B \gg B_0$ величины S_1 и S_2 стремятся к 0.4 и 4.1 МГц/Гс соответственно.

Отметим еще одну интересную особенность УТ-перехода: при $B < 4440$ Гс частота УТ слабо уменьшается на $1\text{--}2$ МГц ($S < 0$), далее при $B = 4440$ Гс частота «останавливается» ($S = 0$), а при $B > 4440$ Гс меняется направление перестройки частоты на противоположное и частота начинает слабо расти. Такое необычное поведение является следствием опять-таки отмеченного выше эффекта «перемешивания».

3. УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ МІ- И УТ-ПЕРЕХОДОВ

Нами была исследована возможность применения МІ- и УТ-переходов в процессе электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) для формирования темного резонанса (в англоязычной литературе DR — dark resonance) в парах Rb, D_2 -линии. Схема эксперимента аналогична той, что применялась в работе [22]. Использовалось излучение двух непрерывных узкополосных (с шириной ~ 1 МГц) диодных лазеров с внешним резонатором, один из которых (связывающий лазер) имел фиксированную частоту ν_C (мощность $P_C = 15$ мВт), а второй (с перестраиваемой частотой) являлся пробным лазером с частотой ν_P (мощность $P_P = 0.1$ мВт). С помощью двух призм Глана поляризации связывающего и пробного лазеров формировались линейными, так чтобы выполнялось условие $B \parallel E$, т. е. излучение обоих лазеров было π -поляризованным. Для того чтобы на фотоприемник попадало только пробное излучение, излучение обоих лазеров направлялось на наночастицу под небольшим углом (≈ 20 мрад) друг к другу; после прохождения через наночастицу излучение ν_C пространственно разделялось и блокировалось от излучения ν_P , таким образом регистрировалось только пробное излучение ν_P . Толщина наночастицы выбиралась равной $L = 2\lambda = 1560$ нм. Как показано в работе [22], эта толщина наночастицы достаточна для формирования темного резонанса.

На рис. 8 верхняя кривая *a* показывает ВП спектр пропускания, когда на ячейку с Rb толщиной $L = 2\lambda = 1560$ нм направляются под малым углом друг к другу пробное ν_P и связывающее ν_C излучения для формирования DR-резонанса. Температура резервуара наночастицы 110°C , $B = 660$ Гс. На вставке рис. 8 показана конфигурация переходов для частот пробного и связывающего излучений, которые образуют Λ -системы: для переходов 2, 3, 4 соответствующие переходы для связывающего излучения имеют частоты ν_{2C} , ν_{3C} , ν_{4C} . Кривая *b* показывает ВП спектра пропускания только пробного излучения через ячейку. Пики под номерами 2, 3 и 4 являются VSOP-резонансами, демонстрирующими увеличение пропускания. Применение метода ВП позволяет формировать VSOP-резонансы и DR на горизонтальной линии и дополнительно сузить ширины резонансов. В первую очередь интерес представляло формирование DR-резонанса с использованием УТ-перехода, который исследуется в настоящей работе. Как видно из верхней кривой,

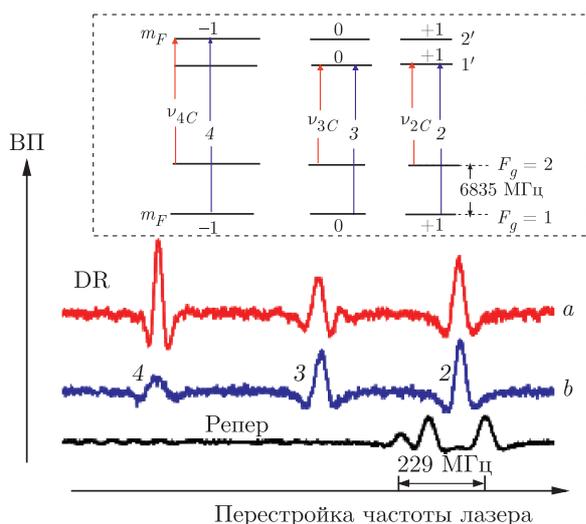


Рис. 8. Кривая *a* — спектр ВП кривой пропускания наночапки с $L = 1560$ нм, $B = 660$ Гс; связывающее и пробное излучения направляются на ячейку под малым углом друг к другу. DR формируется, только когда частота ν_{4C} настроена на переход $|2, -1\rangle \rightarrow |2', -1'\rangle$ (показано на вставке), а частота ν_P настроена на переход с номером 4; кривая *b* — спектр ВП пропускания только пробного излучения через наночапку. Пики с номерами 2, 3 и 4 — VSOP-резонансы, демонстрирующие увеличение пропускания; нижняя кривая — реперный спектр, переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$

при настройке частоты связывающего излучения на соответствующий переход, только для атомного перехода под номером 4 формировался DR при частоте ν_{4C} , настроенной на частоту перехода $|2, -1\rangle \rightarrow |2', -1'\rangle$.

При этом амплитуда VSOP-резонанса с номером 4 сильно возрастала и происходило его спектральное сужение. Для переходов под номерами 2 (UT) и 3 формирование DR не происходило по следующей причине. Увеличение пропускания атомарной системы, или, что то же, увеличение амплитуды DR, при малой мощности пробного излучения пропорционально квадрату частоты Раби связывающего поля Ω_C [23]. Последняя, в свою очередь, пропорциональна произведению напряженности электрического поля E_C и матричного элемента дипольного момента перехода на частоте ν_C . Квадрат матричного элемента дипольного момента перехода на частоте ν_C определяет вероятность перехода на частоте ν_C . Вероятности атомных переходов для разных частот связывающего лазера ν_{4C} , ν_{3C} и ν_{2C} в зависимости от поперечного магнитного поля приведены на рис. 9 (эти переходы отмечены на вставке рис. 8). Как видно, вероятность на переходе $|2, -1\rangle \rightarrow |2', -1'\rangle$ (обозначенная ν_{4C}) во всем интер-

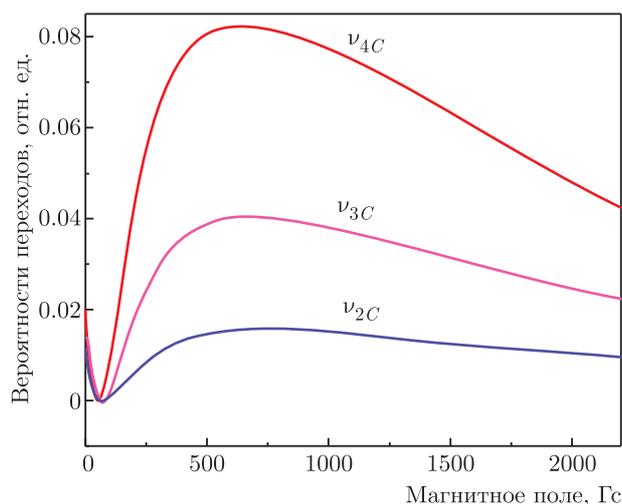


Рис. 9. Вероятности атомных переходов для частот связывающего лазера ν_{4C} , ν_{3C} и ν_{2C} в зависимости от величины поперечного магнитного поля; переходы отмечены на вставке рис. 8

вале магнитных полей значительно больше, чем для переходов на частотах ν_{3C} и ν_{2C} , а при $B = 660$ Гс вероятность ν_{4C} больше вероятности переходов ν_{3C} и ν_{2C} в 2 раза и 5.3 раза соответственно. Заметим, что использование связывающего излучения большей мощности (в 2–3 раза) позволит формирование DR на частоте UT.

Для управления параметрами UT-перехода другим путем использовалось дополнительное излучение накачки с фиксированной частотой ν_F ; конфигурация частот ν_F и ν_P показана на вставке к рис. 10. Мощности пробного и накачивающего излучений 0.1 мВт и 15 мВт соответственно. На рис. 10 кривая *b* показывает спектр ВП пропускания пробного излучения через ячейку с Rb с толщиной $L = 2\lambda = 1560$ нм, $B = 570$ Гс.

Спектр содержит VSOP-резонансы под номерами 1, 2, 3 и 4, демонстрирующие увеличение пропускания. Кривая *a* показывает вторую производную спектра пропускания, который содержит А-VSOP_{UT}-резонанс (Amplified — усиленное), когда на ячейку под малым углом один к другому направляются пробное ν_P и накачивающее ν_F излучения (частоты накачивающего и пробного лазеров равны $\nu_F = \nu_P$). Вследствие процесса «оптической накачки», накачивающее излучение переводит часть атомной населенности с конкретного уровня $|1, +1\rangle$ на уровень $F_g = 2$. Это обуславливает уменьшение поглощения с уровня $|1, +1\rangle$ и увеличение амплитуды VSOP_{UT}. Можно говорить и о просветлении среды на переходе $|1, +1\rangle \rightarrow |1', +1'\rangle$ сильным излу-

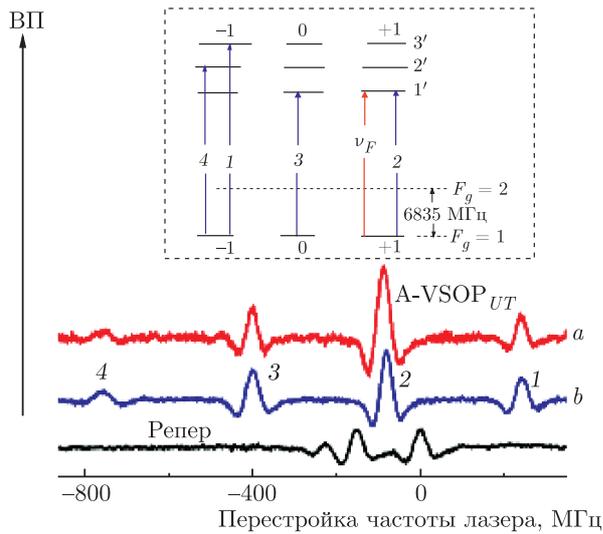


Рис. 10. Кривая *a* — спектр ВП пропускания наноячейки с Rb с $L = 1560$ нм, $B = 570$ Гс; накачивающее и пробное излучения направляются на наноячейку под малым углом один к другому, A-VSOP_{UT} формируется, только когда частоты ν_P и ν_F равны (конфигурация частот ν_P и ν_F показана на вставке); кривая *b* — ВП спектра пропускания только пробного излучения; нижняя кривая — реперный спектр, переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$

чением накачки, что также приводит к увеличению амплитуды VSOP_{UT}. Заметим, что использование накачивающего излучения ν_F с фиксированной частотой позволяет селективно воздействовать на населенность выбранного подуровня и таким образом увеличивать амплитуду выбранного VSOP-резонанса, в то время как простое увеличение мощности перестраиваемого по частоте пробного излучения ν_P приведет к уменьшению поглощения со всех подуровней, с которых формируются VSOP-резонансы, и, как следствие, одновременному увеличению амплитуд всех VSOP-резонансов в спектре; заметим, что при уменьшении мощности пробного излучения и увеличении мощности накачивающего излучения ν_F в спектре возможно формирование только A-VSOP_{UT}, что может быть удобно в ряде случаев.

Амплитуда A-VSOP_{UT} (рис. 10) больше амплитуды VSOP_{UT} всего в 1.5 раза, однако в исходном спектре (до обработки кривых пропускания методом ВП) амплитуда A-VSOP_{UT} больше амплитуды VSOP_{UT} в 3 раза; это происходит по причине того, что спектральная ширина A-VSOP_{UT}-резонанса почти в 2 раза больше спектральной ширины VSOP_{UT}, и при использовании процедуры ВП соотношение амплитуд меняется (соотношение амплитуд сохраняется при равенстве ширин). Тем не менее спект-

ры ВП формируются на горизонтальной линии, что удобно для наглядности, так как исходные спектры находятся на кривой, уширенной доплеровским поглощением. Таким образом, использование накачивающего излучения, имеющего фиксированную частоту, позволяет селективно влиять на выбранный переход (в данном случае на УТ-переход).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано поведение необычного атомного перехода $|1, +1\rangle \rightarrow |1', +1'\rangle$ ^{87}Rb , D_2 -линии, «неподвижного» (УТ) по частоте, т. е. имеющего практически фиксированную частоту в широком интервале поперечных магнитных полей. Также был исследован УТ-переход $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -4'\rangle$ и МП-переход $|3, -1\rangle \rightarrow |5', -2'\rangle$ Cs, D_2 -линии, при круговой поляризации излучения σ^- в зависимости от магнитного поля. Такие УТ-переходы образуются вследствие эффекта «перемешивания» магнитных подуровней нижнего и верхнего уровней атомного перехода (на сверхтонкой структуре атома) с магнитными подуровнями близлежащего перехода. Другое, яркое проявление эффекта «перемешивания» магнитных подуровней, обуславливающее сильную модификацию вероятности, было продемонстрировано недавно в работах [14–16, 22]: наблюдалось гигантское возрастание вероятности атомного перехода в магнитных полях, который запрещен правилами отбора в нулевом магнитном поле (названы МП-переходами). Важной характеристикой атомного перехода является величина производной S [МГц/Гс] частотного сдвига по магнитному полю. Показано, что $|S|$ для большинства атомных переходов находится в интервале 0.4–2 МГц/Гс и достигает максимальных значений ≈ 4.2 МГц/Гс для некоторых МП-переходов при $B \gg B_0$, в частности, для МП-перехода $|1, +1\rangle \rightarrow |3', +2'\rangle$ ^{87}Rb , D_2 -линии. Отмечены также «направляющие» атомные переходы, которые имеют фиксированную величину S во всей области величин магнитного поля $B = 1$ Гс–10 кГс.

С помощью узкополосного перестраиваемого диодного лазера экспериментально исследовано поведение спектра группы атомных переходов, включая магнитно-индуцированные переходы и УТ-переход, в интервале поперечных магнитных полей 120–750 Гс. В спектре пропускания лазерного излучения через наноячейку формировались субдоплеровские VSOP-резонансы на частоте атомных переходов. Далее проводилась обработка полученных

кривых пропускания методом ВП, при этом спектральная ширина VSOP-резонанса уменьшалась до 30 МГц, что позволяло спектрально разделить атомные переходы в магнитных полях. Показано, что в отмеченном интервале магнитных полей величина S составляет ± 0.03 МГц/Гс вокруг нуля, что примерно в 120 раз меньше величины S для некоторых МП-переходов в том же интервале магнитных полей. Также экспериментально продемонстрировано, что вероятности двух МП-переходов равны нулю при $B = 0$, а затем быстро возрастают с увеличением B . При этом вероятность одного из МП-переходов с дальнейшим увеличением магнитного поля, возрастая, стремится к асимптоте, а вероятность второго МП-перехода при $B \gg B_0$ стремится к нулю.

Для увеличения амплитуды УТ-перехода использовалось излучение дополнительного (накачивающего) лазера и формировался А-VSOP_{УТ}, имеющий большую амплитуду, чем амплитуда VSOP_{УТ}-резонанса, который образовывался при использовании только пробного излучения.

Отметим, что такие необычные УТ-переходы составляют очень малую долю среди сотен обычных атомных переходов атомов Cs, Rb, K, Na и др.

Расчетные теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные результаты.

Недавно продемонстрированная возможность изготовления стеклянной наночейки (более проста в изготовлении, чем сапфировая наночейка) может сделать отмеченную выше спектроскопию доступной для широкого круга исследователей [24].

Благодарности. Авторы благодарят А. Тоноян за полезные обсуждения.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения в рамках научных проектов №№ 18T-1CO18 и 19YR-1CO17.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
2. G. Hakhumyan, C. Leroy, R. Mirzoyan, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, *Europhys. J. D* **66**, 119 (2012).
3. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
4. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Т. Вартамян, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **145**, 414 (2014).
5. A. Sargsyan, A. Amiryan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **44**, 5533 (2019).
6. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
7. M. A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *Comput. Phys. Commun.* **189**, 162 (2015).
8. D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, revision 2.1.5, <http://steck.us/alkalidata>.
9. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **147**, 668 (2015).
10. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *J. Phys. B* **45**, 215005 (2012).
11. M. A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *J. Phys. B* **47**, 075005 (2014).
12. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Univ. Press, Oxford (2010).
13. А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян, Письма в *ЖЭТФ* **101**, 330 (2015).
14. E. Klinger, A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *Europhys. J. D* **71**, 216 (2017).
15. А. Саргсян, Э. Клиндер, К. Леруа, Т. А. Вартамян, Д. Саркисян, *Опт. и спектр.* **127**, 389 (2019).
16. А. Саргсян, А. Тоноян, Г. Ахумян, Д. Саркисян, Письма в *ЖЭТФ* **106**, 669 (2017).
17. T. Peyrot, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, J. Keaveney, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 243401 (2018).
18. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Theriault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, *Phys. Rev. A* **42**, 2766 (1990).
19. S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **92**, 063810 (2015).
20. A. Savitzky and M. J. E. Golay, *Anal. Chem.* **36**, 1627 (1964).

21. G. Talsky, *Derivative Spectrophotometry*, Wiley-VCH (1994).
22. A. Sargsyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **44**, 1391 (2019).
23. J. Gea-Banacloche, Y. Li, S. Jin, and M. Xiao, *Phys. Rev. A* **51**, 576 (1995).
24. T. Peyrot, Ch. Beurthe, S. Coumar, M. Roulliy, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, and Y. R. P. Sortais, *Opt. Lett.* **44**, 1940 (2019).