Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 5, с. 330 – 335

Атомы щелочных металлов в сильных магнитных полях: "направляющие" атомные переходы задают характеристики всех переходов D_1-линии[1)]

А. Саргсян[2)]*, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян*

Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак, Армения

Поступила в редакцию 22 декабря 2014 г.

После переработки 20 января 2015 г.

Показано, что в спектре D_1-линии атомарных паров щелочных металлов при возбуждении π-поляризованным излучением в сильном поперечном магнитном поле имеются особые "направляющие" (указывающие) атомные переходы между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры. Зависимость частотного сдвига направляющих переходов от магнитного поля, равно как и их дипольных моментов, является асимптотической для всех остальных переходов. Эксперимент, проведенный с использованием наноячейки с парами Rb толщиной, равной половине длины волны ($\lambda/2$-метод) для обеспечения субдоплеровского спектрального разрешения, полностью подтвердил наличие направляющих переходов. В спектре пропускания в магнитных полях > 4 кГс регистрируются две группы по 6 переходов для ^{85}Rb и две группы по 4 перехода для ^{87}Rb. В каждой из четырех групп выявлен направляющий переход. Также зарегистрированы четыре перехода, запрещенные при $B = 0$, вероятности которых с увеличением магнитного поля тоже стремятся к вероятностям направляющих переходов.

DOI: 10.7868/S0370274X15050045

Появление новых методик субдоплеровской спектроскопии атомарных паров на основе сверхтонких ячеек и сильных постоянных магнитов позволило исследовать поведение сверхтонкой структуры атомов щелочных металлов в сильных магнитных полях вплоть до наблюдения режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС). При этом высокое спектральное разрешение дает возможность выделять и идентифицировать многочисленные отдельные переходы между магнитными подуровнями [1–5], а предельно малая толщина зоны взаимодействия обеспечивает высокую однородность магнитного поля при использовании очень сильных постоянных магнитов, поле которых является сильноградиентным. Было продемонстрировано гигантское возрастание вероятности запрещенных в нулевом магнитном поле переходов $6S_{1/2}$, $F_g = 3 \rightarrow 6P_{3/2}$, $F_e = 5$ D_2-линии Cs, которые становятся доминирующими в спектре поглощения при $B = (200{-}3200)$ Гс [6]. В [7] обнаружена группировка 16 переходов между магнитными подуровнями в 2 системы по 8 переходов в случае круговой поляризации (σ^+ или σ^-) лазерного излучения в магнитном поле $B > 5$ кГс.

Помимо фундаментального интереса, эти работы имеют практический потенциал. В качестве применений можно указать: 1) формирование частотного репера, перестраиваемого вплоть до ± 15 ГГц относительно исходных атомных уровней Rb и Cs, а также привязку частоты лазера к сильно смещенным переходам (активная стабилизация) [8]; 2) разработку магнитометра для картографирования сильно неоднородных магнитных полей с субмикронным пространственным разрешением [9]; 3) оптический изолятор на на эффекте Фарадея в парах Rb в сильных магнитных полях [4, 10].

В настоящем письме впервые сообщается о наличии так называемых направляющих атомных переходов ("*guiding*" *atomic transitions*, GAT) в системе переходов между магнитными подуровнями D_1-линий атомов всех щелочных металлов в случае линейной (π) поляризации. Они позволяют априори предсказать вероятности всех атомных переходов в своей группе в сильных поперечных магнитных полях, а также величину производной s их частотных сдвигов по магнитному полю. В случае D_2-линий GAT-переходы отсутствуют. Экспериментальное подтверждение этого эффекта получено в парах рубидия с использованием ячейки полуволновой толщины ($\lambda/2$-метод).

---

1) См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.as.ru том 101, вып. 5.

2) e-mail: sarmeno@mail.ru

На рис. 1 приведена диаграмма переходов для изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb в умеренных поперечных маг-

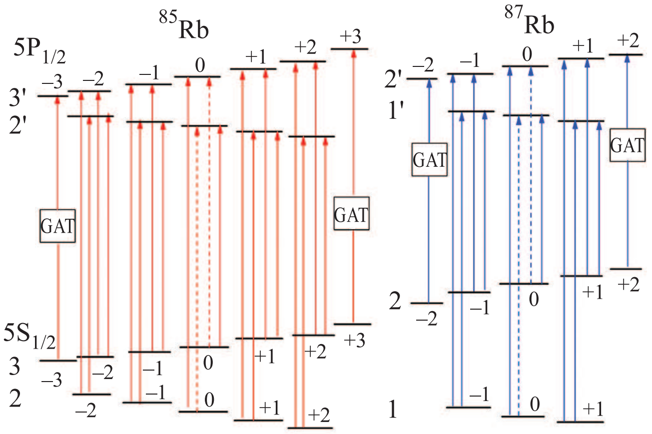

Рис. 1. Диаграмма атомных переходов D$_1$-линии ^{85}Rb (22 компоненты) и ^{87}Rb (14 компонент) в магнитном поле $B < B_0$ в случае π-поляризованного излучения (ΔF $= 0, \pm1$, $\Delta m_{\rm F} = 0$, заштрихованные переходы запрещены). Квадратами выделены GAT-переходы

нитных полях (штрихами отмечены верхние уровни атома). При $B < B_0$ расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией $m_{\rm F}$, где $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ – полный угловой момент электрона, а $\mathbf{I}$ – магнитный момент ядра ($I = 5/2$ и $3/2$ для ^{85}Rb и ^{87}Rb соответственно). В сильном магнитном поле имеет место значительное изменение вероятности атомного перехода между магнитными подуровнями $m_{\rm F}$ (см., например, [11]). Для этого достаточно, чтобы возмущение, индуцированное внешним магнитным полем, вызвало “перемешивание” хотя бы одного подуровня $m_{\rm F}$ нижнего или верхнего уровня F с магнитным подуровнем уровня F±1 при неизменных значениях квантовых чисел L, J и $m_{\rm F}$ [1, 12–14]. Как видно из рис. 1, для двух боковых переходов ^{85}Rb (F = 3, $m_{\rm F} = \pm3 \to$ F$' = 3$, $m_{\rm F'} = \pm3$) и ^{87}Rb (F = 2, $m_{\rm F} = \pm2 \to$ F$' = 2$, $m_{\rm F'} = \pm2$), отмеченных буквами GAT, как для нижнего ($m_{\rm F}$), так и для верхнего ($m_{\rm F'}$) магнитного подуровня не имеется соседних магнитных подуровней, с которыми может происходить перемешивание. Вероятности этих переходов не зависят от магнитного поля. Вероятности остальных переходов подвержены модификации.

По мере усиления магнитного поля происходит разрыв связи между $\mathbf{J}$ и $\mathbf{I}$ (режим ПБС). В таком случае расщепление атомных уровней описывается проекциями $m_{\rm J}$ и $m_{\rm I}$ (см. рис. 2). Для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb режим ПБС устанавливается при полях $B \gg B_0 = A_{\rm hfs}/\mu_{\rm B} \sim 0.7$ и ~ 2 кГс соответственно,

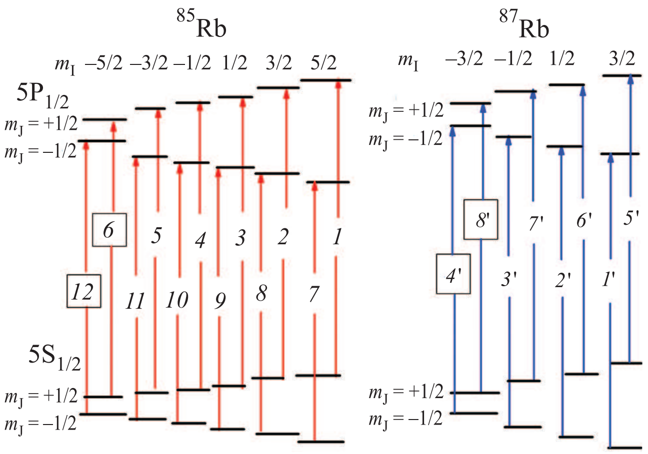

Рис. 2. Диаграмма атомных переходов D$_1$-линии ^{85}Rb (12 компонент) и ^{87}Rb (8 компонент) в магнитном поле $B \gg B_0$ (режим ПБС) в случае π-поляризованного излучения ($\Delta m_{\rm J} = 0$ и $\Delta m_{\rm I} = 0$). Квадратами выделены GAT-переходы

где $A_{\rm hfs}$ – постоянная сверхтонкой структуры уровня $6S_{1/2}$, а $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора [15]. Из рисунка видно, что в режиме ПБС число переходов для ^{85}Rb и ^{87}Rb составляет 12 и 8 соответственно, т.е. в сильных магнитных полях происходит уменьшение числа переходов с 36 до 20 [7].

Для количественного определения частот и вероятностей атомных переходов была использована известная модель на основе матрицы гамильтониана в магнитном поле с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры [1, 12–14]. На рис. 3 приведены расчетные зависимости частоты перехо-

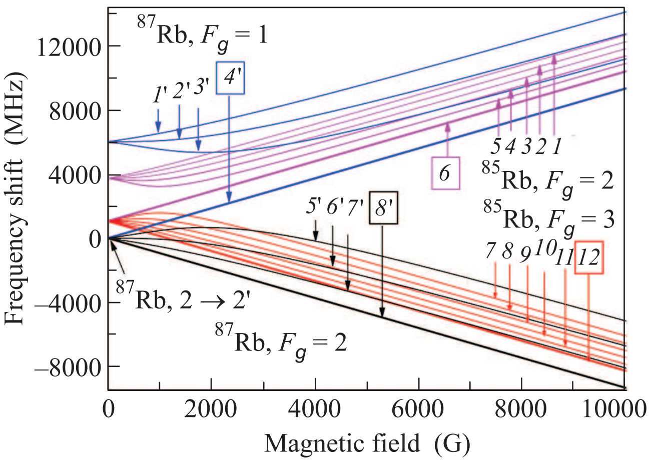

Рис. 3. Расчетные величины частот переходов *1–12* (^{85}Rb) и *1′–8′* (^{87}Rb) в зависимости от B. При $B \gg B_0$ переходы перегруппировываются в две группы по 6 для ^{85}Rb, и в две группы по 4 для ^{87}Rb. Наклоны s групп задаются GAT-переходами (выделены квадратами)

дов от напряженности магнитного поля. При $B \gg B_0$ переходы перегруппировываются, образуя четыре группы: две по 6 переходов для ^{85}Rb и две по 4 перехода для ^{87}Rb. Для удобства восприятия на рисунке отмечены начальные (нижние) уровни.

Показательны значения s наклона зависимости частотного сдвига от B для GAT-переходов (их номера заключены в квадраты), которые при $B \gg B_0$ являются асимпотами для переходов в своей группе. Для ^{85}Rb это переходы *6* ($s = 0.93$ МГц/Гс) и *12* ($s = -0.93$ МГц/Гс), а для ^{87}Rb – переходы *4′* ($s = 0.94$ МГц/Гс) и *8′* ($s = -0.94$ МГц/Гс). Эти величины легко получить, зная факторы Ланде, определяемые квантовыми числами нижнего и верхнего состояний [15]. При $B \gg B_0$ частотные сдвиги уровней становятся линейными по B и описываются простой формулой [15]

$$E_{|J,m_J,I,m_I\rangle} = A_{hfs} m_J m_I + \mu_B (g_J m_J + g_I m_I) B \qquad (1)$$

со следующими значениями: константа сверхтонкой структуры $A_{hfs} = h \cdot 3.417$ ГГц (^{87}Rb $5^2S_{1/2}$), $h \times 1.011$ ГГц (^{85}Rb $5^2S_{1/2}$), $h \cdot 408$ МГц (^{87}Rb $5^2P_{1/2}$) и $h \cdot 120.5$ МГц (^{85}Rb $5^2P_{1/2}$); факторы Ланде для полного момента электрона $g_J = 2.002$ ($5^2S_{1/2}$), 0.666 ($5^2P_{1/2}$) и момента ядра $g_I = -0.0009$ (^{87}Rb), -0.00029 (^{85}Rb) [15]. Таким образом, в режиме ПБС легко определить частотный сдвиг любого перехода D_1-линии щелочного металла в магнитном поле.

Расчетные величины дипольных моментов переходов в зависимости от B приведены на рис. 4. Как

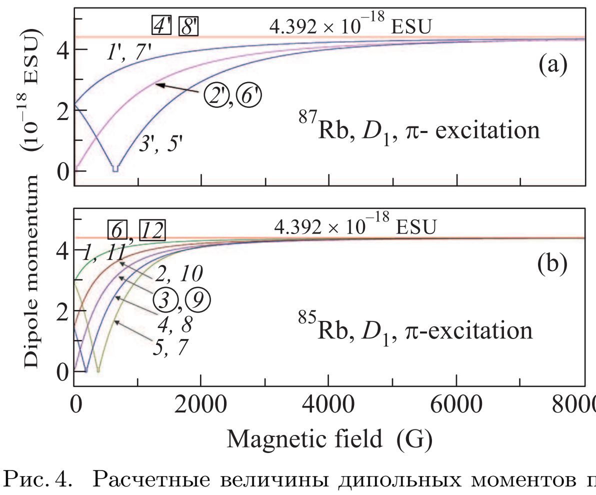

Рис. 4. Расчетные величины дипольных моментов переходов в зависимости от B. При $B \gg B_0$ дипольные моменты всех переходов стремятся к неизменному значению для GAT-переходов (номера в квадратах). Номера переходов, запрещенных при $B = 0$, отмечены кружками

видно, при $B \gg B_0$ дипольные моменты всех переходов асимптотически стремятся к значениям для направляющих GAT-переходов (по модулю $4.4 \cdot 10^{-18}$ ESU) [15], причем в силу малости A_{hfs} выравнивание устанавливается быстрее для ^{85}Rb. Заметим, что при $B = 0$ переходы под номерами *2′* и *6′* (^{87}Rb), а также *3* и *9* (^{85}Rb) имеют нулевые значения дипольных моментов. Однако с ростом B их величины быстро возрастают и также стремятся к асимптотам.

Эксперимент проводился по схеме, приведенной на рис. 5. Для регистрации спектра поглощения с

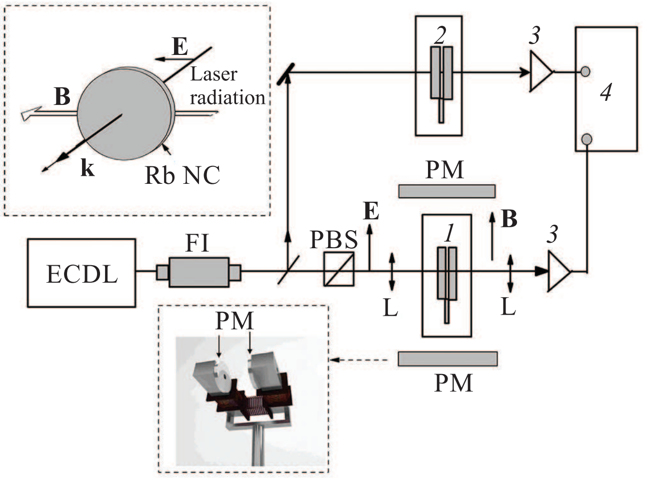

Рис. 5. Схема экспериментальной установки: ECDL – диодный лазер, FI – фарадеевский изолятор, PBS – поляризационная призма, *1* – основная наноячейка с Rb, L – линза, PM – постоянные магниты на магнитопроводе (см. вставку), *2* – реперная наноячейка с Rb, *3* – фотоприемник, *4* – цифровой осциллограф

субдоплеровским разрешением использовалась наноячейка с парами Rb толщиной в полдлины волны: $L = \lambda/2 = 397.5$ нм (так называемый $\lambda/2$-метод). Достаточная плотность паров, $N \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ достигалась нагревом наноячейки до 120 °C (детали конструкции см. в [16, 17]). Наноячейка помещалась между сильными постоянными магнитами, соединенными магнитопроводом (см. нижнюю вставку к рис. 5), что обеспечивало величину $B \sim 6$ кГс. Катушка с регулируемым током, намотанная на магнитопровод, позволяла изменять магнитное поле примерно на ± 1 кГс.

Излучение перестраиваемого узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (ECDL) с длиной волны 795 нм и шириной ~ 1 МГц, резонансное с D_1-линией атомов Rb, фокусировалось линзой в наноячейку (размер перетяжки около 0.4 мм) и коллимировалось на выходе второй линзой. Взаимная ориентация магнитной индукции **B**, напряженности лазерного поля **E** и направления лазерного излучения

k приведена на вставке в верхнем углу рис. 5. Для формирования частотного репера, от которого отсчитываются частотные сдвиги, часть лазерного излучения направляла на вспомогательную наноячейку с $L = \lambda/2$ при $B = 0$ [18].

Спектр поглощения на $\mathrm{D_1}$-линии Rb $5\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow 5\mathrm{P}_{1/2}$, зарегистрированный при возбуждении π-поляризованным лазерным излучением мощностью $\sim$10 мкВт в случае $B = 6.05$ кГс, приведен на рис. 6. Компоненты *1–12* и *1′–8′* соответствуют спектрально разрешенным переходам между магнитными подуровнями ^{85}Rb и ^{87}Rb соответственно (см. нумерацию на рис. 2). Нижний спектр отвечает случаю $B = 0$ (частотный репер). По реперному спектру проводилась также проверка линейности сканирования лазерной частоты. Заметим, что частотные интервалы между атомными переходами в низкочастотной области меньше. Поэтому спектральное разрешение в ней хуже, чем в высокочастотной области (это подтверждается также и теоретической кривой на рис. 3).

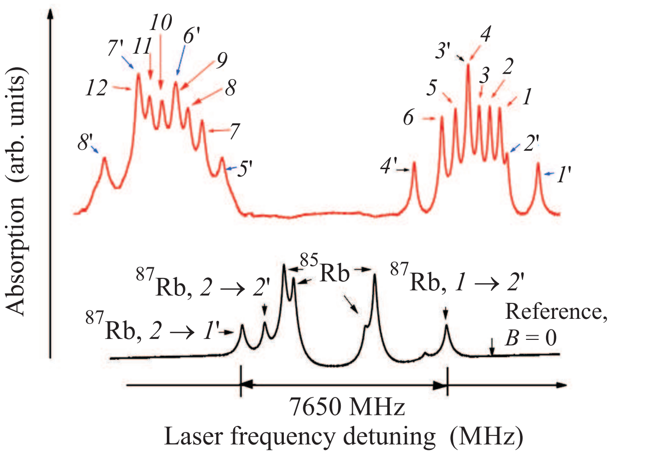

Рис. 6. Спектр поглощения π-поляризованного излучения на $\mathrm{D_1}$-линии Rb, зарегистрированный $\lambda/2$-методом при $B = 6.05$ кГс. Спектрально разрешены все 20 переходов между магнитными подуровнями: 1–12 для ^{85}Rb) и *1′–8′* для ^{87}Rb. Внизу приведен спектр сравнения при $B = 0$

Абсолютная величина поглощения A в случае $\lambda/2$-метода составляет 1–2 % и может быть записана как $A = \sigma N L$, где сечение поглощения $\sigma \sim d^2$, d – матричный элемент дипольного момента перехода, N – плотность атомов, L – толщина наноячейки. Следовательно, амплитуды спектральных компонент в спектре пропорциональны вероятностям атомных переходов. Тем не менее при сравнении амплитуд переходов ^{87}Rb и ^{85}Rb необходимо учитывать следующее: в естественном Rb соотношение изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb составляет 72 к 28 %. Кроме того, отношение числа подуровней нижних состояний ^{85}Rb и ^{87}Rb равно 12 к 8 (см. рис. 2). Поэтому при равенстве вероятностей (см. рис. 4) амплитуда переходов ^{85}Rb в спектре будет в $\sim$1.7 раза больше амплитуд ^{87}Rb. Результаты аппроксимации представленного на рис. 6 спектра поглощения функцией псевдо-Войгта [19] приведены на рис. 7. Как видно, GAT-переходы с номерами *4′*

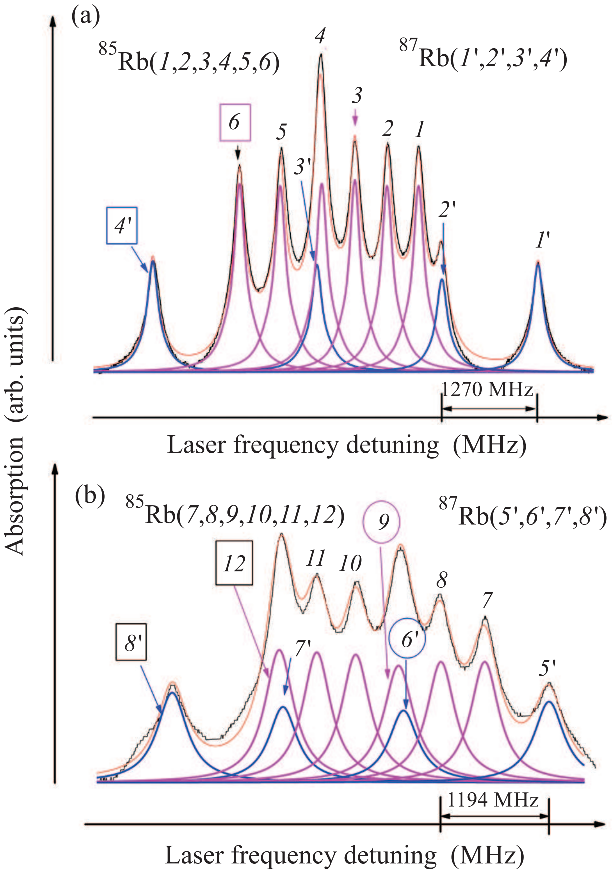

Рис. 7. Аппроксимированные фрагменты спектра, приведенного на рис. 6. (a) – Высокочастотная область, компоненты *1′–4′* (^{87}Rb) и *1–6* (^{85}Rb), направляющие GAT для ^{87}Rb и ^{85}Rb – *4′* и *6* соответственно (номера в квадратах). (b) – Низкочастотная область, компоненты *5′–8′* (^{87}Rb) и *7–12* (^{85}Rb), направляющие GAT для ^{87}Rb и ^{85}Rb – *8′* и 12 соответственно. Кружками выделены номера переходов, запрещенных при $B = 0$

и *8′* (^{87}Rb) и *6* и *12* (^{85}Rb) имеют наибольшие амплитуды в своих группах, что согласуется с теорией (рис. 4). В кружки заключены номера переходов, которые запрещены при $B = 0$. Вместе с тем с увеличением B их вероятности быстро растут, что также согласуется с теорией.

Согласие теории и эксперимента, а также точность аппроксимации подтверждаются количественным сравнением. Так, на рис. 7 отношения амплитуд $A_{2'}/A_{\text{GAT}} \approx 0.83$ и $A_{6'}/A_{\text{GAT}} \approx 0.79$, что согласуется с расчетной величиной отношения квадратов дипольных моментов при $B = 6.05$ кГс: $(d_{2'}/d_{\text{GAT}})^2 \approx \approx 0.8$ и $(d_{6'}/d_{\text{GAT}})^2 \approx 0.8$. Заметим, что отношение квадратов дипольных моментов переходов для атомов ^{85}Rb к соответствующей величине для GAT практически равно единице, в то время как для переходов ^{87}Rb оно < 1. Это несоответствие обусловлено меньшей величиной B_0 для ^{85}Rb по сравнению с ^{87}Rb (700 и 2000 Гс соответственно), вследствие чего режим ПБС для атомов ^{85}Rb достигается при меньших магнитных полях. Количественное согласие эксперимента с теорией в зависимости от перехода составляет 1–7 %.

Кроме того, сдвиги частот компонент в магнитном поле, зарегистрированные в эксперименте, соответствуют предсказанным теорией. Эти зависимости для переходов *1′–8′* (^{87}Rb) и *1–12* (^{85}Rb) при изменении магнитного поля в интервале $\sim 4.5-7$ кГс приведены на рис. 8. Точность совпадения здесь составляет 2 %.

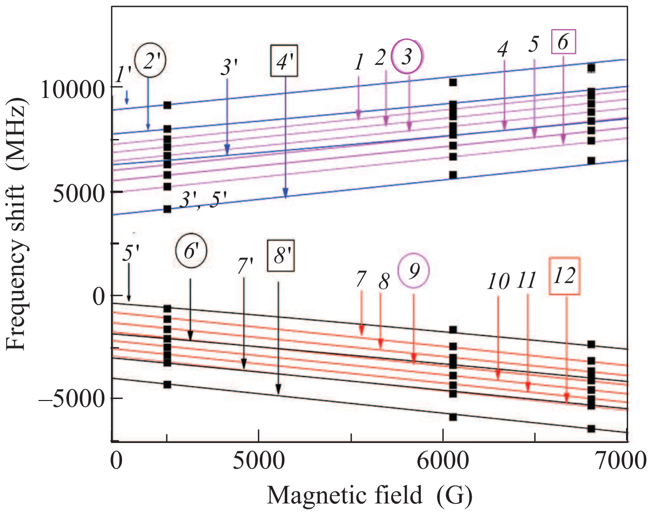

Рис. 8. Сдвиг частот переходов *1–12* (^{85}Rb) и *1′–8′* (^{87}Rb) в зависимости от B в интервале 4–7 кГс. Сплошные линии – расчет (см. рис. 3), черные квадраты – эксперимент (неточность 2 %). Номера GAT-переходов заключены в квадраты, номера переходов, запрещенных при $B = 0$, – в кружки

Таким образом, применение $\lambda/2$-метода позволяет количественно проследить поведение каждого индивидуального атомного перехода в магнитном поле. Уже при $B = 4.5$ кГс все 10 переходов в высокочастотной области спектрально разрешаются [19]. Можно утверждать, что по простоте реализации и функциональным возможностям $\lambda/2$-метод безальтернативен.

В заключение отметим, что как видно из рис. 1, GAT-переходы должны иметься для D_1-линий всех атомов щелочных металлов (например, для Na, K и Cs, см. [19]). Это позволяет легко предсказывать вероятности всех переходов, а также зависимости частоты переходов от магнитного поля с использованием выражения (1). В то же время, как видно из рис. 2 из [19], среди 64 атомных переходов D_2-линии Rb нет ни одного GAT-перехода.

Авторы благодарят ГКН МОН РА за финансовую поддержку по проектам # SCS 13-1C029, 13-1C089, а также Марциса Аузинша за полезные обсуждения. А. Саргсян благодарит проект ANSEF Opt 3700.

1. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford University Press (2010).
2. B. A. Olsen, B. Patton, Y.-Y. Jau, and W. Happer, Phys. Rev. A **84**, 063410 (2011).
3. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. **37**, 1379 (2012).
4. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Opt. Lett. **37**, 3405 (2012).
5. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **96**, 333 (2012).
6. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, E. Mariotti, and D. Sarkisyan, Las. Phys. Lett. **11**, 055701 (2014).
7. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **98**, 499 (2013).
8. A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. M. Wojciechowski, A. Stabrawa, and W. Gawlik, Opt. Lett. **39**, 2270 (2014).
9. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, Appl. Phys. Lett. **93**, 021119 (2008).
10. M. A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, C. S. Adams, and I. G. Hughes, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **47**, 075005 (2014).
11. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, Phys. Rev. A **42**, 2766 (1990).
12. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, М. (1991).
13. G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan, and M. Auzinsh, Opt. Commun. **284**, 4007 (2011).
14. G. Hakhumyan, C. Leroy, R. Mirzoyan, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, Eur. Phys. J. D **66**, 119 (2012).
15. D. A. Steck, steck.us/alkalidata/ (2011).

16. D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, and M. Ducloy, Opt. Commun. **200**, 201 (2001).
17. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
18. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov, S. M. Saltiel, D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. A **76**, 013837 (2007).
19. См. Дополнительный материал по адресу: www.jetpletters.as.ru.