## Атомы щелочных металлов в сильных магнитных полях: "направляющие" атомные переходы задают характеристики всех переходов D<sub>1</sub>-линии<sup>1)</sup>

А. Саргсян<sup>2)</sup>, 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<sub>1</sub>-линии атомарных паров щелочных металлов при возбуждении  $\pi$ 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 <sup>85</sup>Rb и две группы по 4 перехода для <sup>87</sup>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<sub>2</sub>-линии Cs, которые становятся доминирующими в спектре поглощения при  $B = (200-3200) \, \Gamma c$  [6]. В [7] обнаружена группировка 16 переходов между магнитными подуровнями в 2 системы по 8 переходов в случае круговой поляризации ( $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ ) лазерного излучения в магнитном поле  $B > 5 \, \mathrm{k\Gamma c}$ .

Помимо фундаментального интереса, эти работы имеют практический потенциал. В качестве применений можно указать: 1) формирование частотного репера, перестраиваемого вплоть до  $\pm 15$  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<sub>1</sub>-линий атомов всех щелочных металлов в случае линейной ( $\pi$ ) 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<sub>2</sub>-линий GAT-переходы отсутствуют. Экспериментальное подтверждение этого эффекта получено в парах рубидия с использованием ячейки полуволновой толщины  $(\lambda/2$ -метод).

 $<sup>^{(1)}</sup>$ См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.as.ru том 101, вып. 5.

<sup>&</sup>lt;sup>2)</sup>e-mail: sarmeno@mail.ru

На рис. 1 приведена диаграмма переходов для изотопов <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>Rb в умеренных поперечных маг-



Рис. 1. Диаграмма атомных переходов D<sub>1</sub>-линии <sup>85</sup>Rb (22 компоненты) и <sup>87</sup>Rb (14 компонент) в магнитном поле  $B < B_0$  в случае *п*-поляризованного излучения  $(\Delta F = 0, \pm 1, \Delta m_F = 0,$ 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  ${f J}={f L}+{f S}$  – полный угловой момент электрона, а I - магнитный момент ядра (I = 5/2 и 3/2 для <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>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  $F \pm 1$  при неизменных значениях квантовых чисел L, J и  $m_{\rm F}$  [1, 12–14]. Как видно из рис. 1, для двух боковых переходов <sup>85</sup>Rb (F = 3,  $m_{\rm F} = \pm 3 \rightarrow {\rm F}' = 3$ ,  $m_{\rm F'} = \pm 3$ ) и <sup>87</sup>Rb (F = 2,  $m_{\rm F} = \pm 2 \rightarrow {\rm F'} = 2$ ,  $m_{\rm F'} = \pm 2$ ), 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 J и I (режим ПБС). В таком случае расщепление атомных уровней описывается проекциями  $m_{\rm J}$  и  $m_{\rm I}$  (см. рис. 2). Для атомов <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>Rb режим ПБС устанавливается при полях  $B \gg B_0 = A_{\rm hfs}/\mu_{\rm B} \sim 0.7$  и  $\sim 2\,{\rm \kappa}\Gamma{\rm c}$  соответственно,





Рис. 2. Диаграмма атомных переходов  $D_1$ -линии <sup>85</sup>Rb (12 компонент) и <sup>87</sup>Rb (8 компонент) в магнитном поле  $B \gg B_0$  (режим ПБС) в случае  $\pi$ -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 <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>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  $(^{85}\text{Rb})$  и 1'-8'  $(^{87}\text{Rb})$  в зависимости от *B*. При  $B \gg B_0$ переходы перегруппировываются в две группы по 6 для <sup>85</sup>Rb, и в две группы по 4 для <sup>87</sup>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 <sup>85</sup>Rb и две по 4 перехода для <sup>87</sup>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 <sup>85</sup>Rb это переходы 6 ( $s = 0.93 \,\mathrm{M}\Gamma \mathrm{u}/\Gamma \mathrm{c}$ ) и 12 ( $s = -0.93 \,\mathrm{M}\Gamma \mathrm{u}/\Gamma \mathrm{c}$ ), а для <sup>87</sup>Rb – переходы 4' ( $s = 0.94 \,\mathrm{M}\Gamma \mathrm{u}/\Gamma \mathrm{c}$ ) и 8' ( $s = -0.94 \,\mathrm{M}\Gamma \mathrm{u}/\Gamma \mathrm{c}$ ). 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]

$$E_{|\mathbf{J},m_{\mathbf{J}},\mathbf{I},m_{\mathbf{I}}\rangle} = A_{\mathrm{hfs}}m_{\mathrm{J}}m_{\mathrm{I}} + \mu_{\mathrm{B}}(g_{\mathrm{J}}m_{\mathrm{J}} + g_{\mathrm{I}}m_{\mathrm{I}})B \qquad (1)$$

со следующими значениями: константа сверхтонкой структуры  $A_{\rm hfs} = h \cdot 3.417 \, \Gamma \Gamma \mu \, (^{87} {\rm Rb} \, 5^2 {\rm S}_{1/2}), h \times 1.011 \, \Gamma \Gamma \mu \, (^{85} {\rm Rb} \, 5^2 {\rm S}_{1/2}), h \cdot 408 \, {\rm M} \Gamma \mu \, (^{87} {\rm Rb} \, 5^2 {\rm P}_{1/2})$  и  $h \cdot 120.5 \, {\rm M} \Gamma \mu \, (^{85} {\rm Rb} \, 5^2 {\rm P}_{1/2});$  факторы Ланде для полного момента электрона  $g_{\rm J} = 2.002 \, (5^2 {\rm S}_{1/2}), 0.666 \, (5^2 {\rm P}_{1/2})$  и момента ядра  $g_{\rm I} = -0.0009 \, (^{87} {\rm Rb}), -0.00029 \, (^{85} {\rm Rb}) \, [15].$  Таким образом, в режиме ПБС легко определить частотный сдвиг любого перехода D<sub>1</sub>-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  $A_{\rm hfs}$  выравнивание устанавливается быстрее для <sup>85</sup>Rb. Заметим, что при B = 0 переходы под номерами 2' и 6' (<sup>87</sup>Rb), а также 3 и 9 (<sup>85</sup>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<sup>-3</sup> 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  $\pm 1$  кГс.

Излучение перестраиваемого узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (ECDL) с длиной волны 795 нм и шириной  $\sim 1 \,\mathrm{MFu}$ , резонансное с D<sub>1</sub>-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

Письма в ЖЭТФ том 101 вып. 5-6 2015

**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 D<sub>1</sub>-линии Rb  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ , зарегистрированный при возбуждении  $\pi$ -поляризованным лазерным излучением мощностью ~10 мкВт в случае  $B = 6.05 \, \mathrm{kFc}$ , приведен на рис. 6. Компоненты 1–12 и 1'-8' со-



Рис. 6. Спектр поглощения  $\pi$ -поляризованного излучения на D<sub>1</sub>-линии Rb, зарегистрированный  $\lambda/2$ -методом при B = 6.05 кГс. Спектрально разрешены все 20 переходов между магнитными подуровнями: 1–12 для <sup>85</sup> Rb) и 1'-8' для <sup>87</sup> Rb. Внизу приведен спектр сравнения при B = 0

ответствуют спектрально разрешенным переходам между магнитными подуровнями <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>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).

Абсолютная величина поглощения A в случае  $\lambda/2$ -метода составляет 1–2% и может быть записана как  $A = \sigma NL$ , 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 <sup>87</sup>Rb и <sup>85</sup>Rb необходимо учитывать следующее: в естественном Rb соотношение изотопов <sup>85</sup>Rb и <sup>87</sup>Rb

Письма в ЖЭТФ том 101 вып. 5-6 2015

составляет 72 к 28%. Кроме того, отношение числа подуровней нижних состояний  $^{85}\mathrm{Rb}$  и  $^{87}\mathrm{Rb}$  равно 12 к 8 (см. рис. 2). Поэтому при равенстве вероятностей (см. рис. 4) амплитуда переходов  $^{85}\mathrm{Rb}$  в спектре будет в  $\sim 1.7$  раза больше амплитуд  $^{87}\mathrm{Rb}$ . 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. (а) – Высокочастотная область, компоненты 1'-4' (<sup>87</sup>Rb) и 1-6 (<sup>85</sup>Rb), направляющие GAT для <sup>87</sup>Rb и <sup>85</sup>Rb – 4' и 6 соответственно (номера в квадратах). (b) – Низкочастотная область, компоненты 5'-8' (<sup>87</sup>Rb) и 7-12 (<sup>85</sup>Rb), направляющие GAT для <sup>87</sup>Rb и <sup>85</sup>Rb – 8' и 12 соответственно. Кружками выделены номера переходов, запрещенных при B = 0

и 8' (<sup>87</sup>Rb) и 6 и 12 (<sup>85</sup>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 количествен-

ным сравнением. Так, на рис. 7 отношения амплитуд  $A_{2'}/A_{\rm GAT} \approx 0.83$  и  $A_{6'}/A_{\rm GAT} \approx 0.79$ , что согласуется с расчетной величиной отношения квадратов дипольных моментов при  $B = 6.05 \,\mathrm{k\Gammac}: (d_{2'}/d_{\rm GAT})^2 \approx$  $\approx 0.8$  и  $(d_{6'}/d_{\rm GAT})^2 \approx 0.8$ . Заметим, что отношение квадратов дипольных моментов переходов для атомов <sup>85</sup>Rb к соответствующей величине для GAT практически равно единице, в то время как для переходов <sup>87</sup>Rb оно < 1. Это несоответствие обусловлено меньшей величиной  $B_0$  для <sup>85</sup>Rb по сравнению с <sup>87</sup>Rb (700 и 2000 Гс соответственно), вследствие чего режим ПБС для атомов <sup>85</sup>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' (<sup>87</sup>Rb) и 1-12 (<sup>85</sup>Rb) при изменении магнитного поля в интервале ~ 4.5-7 кГс приведены на рис. 8. Точность совпадения здесь составляет 2%.



Рис. 8. Сдвиг частот переходов 1-12 (<sup>85</sup>Rb) и 1'-8' (<sup>87</sup>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  $B = 4.5 \,\mathrm{k\Gamma c}$  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<sub>1</sub>-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<sub>2</sub>-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.

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

Письма в ЖЭТФ том 101 вып. 5-6 2015

- D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, and M. Ducloy, Opt. Commun. 200, 201 (2001).
- J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I.G. Hughes, D. Sarkisyan, and C.S. Adams, Phys. Rev. Lett. 108, 173601 (2012).
- 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.