

**Магнитоиндуцированные атомные переходы D<sub>2</sub>-линии калия**© А. Саргсян<sup>1</sup>, Е. Klinger<sup>1,2</sup>, С. Leroy<sup>2</sup>, Т.А. Вартанян<sup>3,¶</sup>, Д. Саркисян<sup>1</sup><sup>1</sup> Институт физических исследований НАН Армении,  
0203 Аштарак, Армения<sup>2</sup> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303,  
Université Bourgogne — Franche-Comté,  
BP 47870, 21078 Dijon Cedex, France<sup>3</sup> Университет ИТМО,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: tigran@vartanyan.com

Поступила в редакцию 06.02.2019 г.

В окончательной редакции 06.02.2019 г.

Принята к публикации 15.03.2019 г.

Впервые экспериментально и теоретически исследованы магнитоиндуцированные (МИ) переходы D<sub>2</sub>-линии атома <sup>39</sup>K во внешнем магнитном поле 10–600 G с использованием циркулярно поляризованных излучений  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . По правилам отбора в нулевом магнитном поле переходы между подуровнями нижних и верхних уровней сверхтонкой структуры с  $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$  запрещены, в то время как в магнитном поле происходит гигантское возрастание их вероятностей. Для МИ-переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  ( $\Delta F = +2$ ) наибольшая вероятность достигается при использовании  $\sigma^+$ -излучения, а для  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$  наибольшая вероятность достигается при использовании  $\sigma^-$ -излучения. Для спектрального разделения атомных переходов использовался процесс селективного отражения лазерного излучения от наноячейки, заполненной парами атомов калия, что позволило исследовать поведение МИ-переходов. Эксперимент хорошо согласуется с теорией.

**Ключевые слова:** магнитоиндуцированные переходы, сверхтонкая структура, D<sub>2</sub>-линия <sup>39</sup>K, наноячейка.

DOI: 10.21883/OS.2019.09.48189.98-19

**1. Введение**

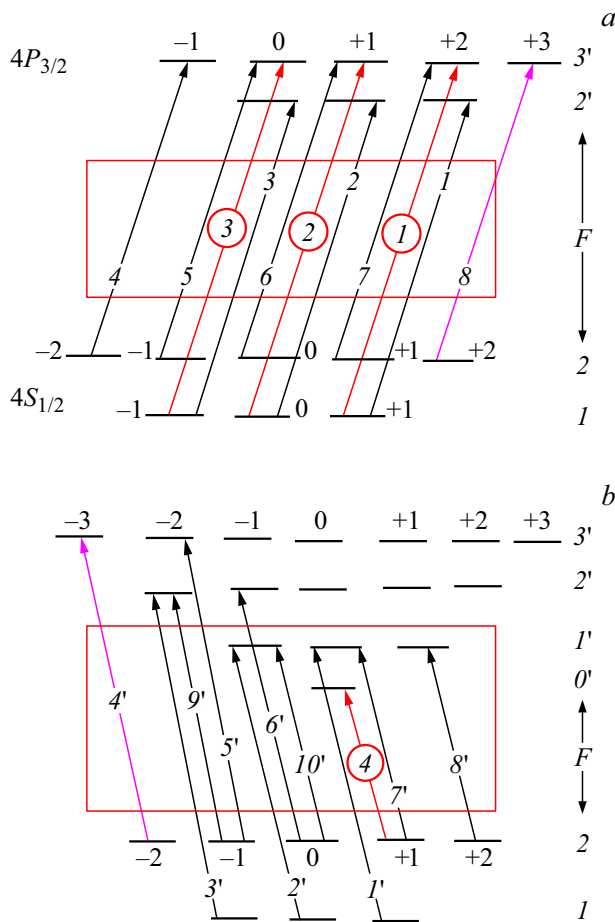
В последние годы большой интерес вызывают атомные переходы щелочных металлов (Cs, Rb, K, Na) между нижними ( $F_g$ ) и верхними ( $F_e$ ) уровнями сверхтонкой структуры, для которых выполняется условия  $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ , где полный момент атома  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$  ( $\mathbf{J}$  — полный угловой момента валентного электрона,  $\mathbf{I}$  — угловой момент ядра). По правилам отбора, справедливым в нулевом магнитном поле, разрешены переходы, для которых  $F_e - F_g = \Delta F = 0, \pm 1$ . Однако в магнитных полях, как правило, происходит гигантское возрастание вероятностей переходов с  $\Delta F = \pm 2$ . Поэтому такие переходы названы магнитоиндуцированными (МИ) переходами [1–6]. Повышенный интерес к МИ-переходам обусловлен рядом факторов.

1. Вероятности МИ-переходов в интервале 50–1000 G могут значительно превосходить вероятности „обычных“ атомных переходов. Так, при магнитных полях  $\sim 1000$  G вероятности семи переходов D<sub>2</sub>-линии атомов цезия  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  для излучения с круговой поляризацией  $\sigma^+$  (левый круг) сильно возрастают, при этом вероятность одного из них (переход  $F_g = 3, m_F = -3 \rightarrow F_e = 5, m_F = -2$ ) является второй по величине среди всех 54 атомных переходов D<sub>2</sub>-линии.

2. Длины волн МИ-переходов находятся в оптической области спектра, где доступны лазеры с хорошими параметрами.

3. При использовании спектроскопических ячеек, содержащих пары металлов с толщиной столба  $\sim 1 \mu\text{m}$ , могут быть использованы доступные сильные постоянные магниты. Вследствие малой толщины столба паров магнитное поле в нем оказывается практически однородным. Величину прикладываемого магнитного поля можно изменять, варьируя расстояние между магнитом и ячейкой.

В работах [5,6] было установлено следующее общее правило: вероятности (интенсивности) МИ-переходов с  $\Delta F = +2$  максимальны (а также максимально число регистрируемых МИ-переходов) при использовании  $\sigma^+$ -излучения, в то время как интенсивности МИ-переходов с  $\Delta F = -2$  максимальны (а также максимально их число) при использовании  $\sigma^-$ -излучения. Для некоторых МИ-переходов различие в интенсивности при использовании  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -излучений может достигать нескольких порядков. Отметим, что МИ-переходы могут быть использованы для решения всех тех задач, для решения которых используются обычные атомные переходы. По ряду причин особенно привлекательным может быть применение МИ-переходов для исследования процесса электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) в сильных магнитных полях [7,8]. Во-первых, поскольку вероятность МИ-перехода может существенно превосходить вероятность „обычного“ атомного перехода, его настройка на частоту „связывающего“ или пробного лазеров в  $\Lambda$ -системе позволяет снизить требования



**Рис. 1.** (а) Диаграмма уровней и переходов для атомов  $^{39}\text{K}$ ,  $D_2$ -линии, переходы  $4S_{1/2}-4P_{3/2}$  с учетом сверхтонкого расщепления нижних и верхних уровней при использовании излучения с круговой поляризацией  $\sigma^+$ , номера МІ-переходов 1–3 показаны в кружках. (б) Диаграмма уровней и переходов при использовании излучения с круговой поляризацией  $\sigma^-$ , номер МІ-перехода 4 показан в кружке.

к интенсивности соответствующего лазера. Во-вторых, в сильных магнитных полях наряду с существенным увеличением вероятности МІ-перехода происходит его значительный частотный сдвиг относительно начального положения. Это обстоятельство может быть использовано для формирования смещенного частотного репера и стабилизации частоты лазера на сильно смещенной частоте [9].

## 2. Расчетные кривые для МІ-переходов

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследовано поведение МІ-переходов  $D_2$ -линии калия в двух группах: 1)  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ ,  $\Delta F = +2$  при использовании  $\sigma^+$ -излучения (соответствующая диаграмма переходов приведена на рис. 1, а) и 2)  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$ ,  $\Delta F = -2$  при использовании  $\sigma^-$ -излучения (соответствующая диаграмме переходов приведена на рис. 1, б). В работе [10] для количественно-

го определения силы взаимодействия атома с магнитным полем была введена величина  $B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B$ , где  $A_{\text{hfs}}$  — магнитная дипольная константа для основного уровня атома,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Для атома  $^{39}\text{K}$  величина  $B_0(^{39}\text{K}) = 165 \text{ G}$ , а для атома  $^{87}\text{Rb}$  величина  $B_0(^{87}\text{Rb}) = 2.4 \text{ kG}$ . В сильных магнитных полях, когда  $B \gg B_0$  [10–13], имеет место разрыв связи полного углового момента электрона  $\mathbf{J}$  и углового момента ядра  $\mathbf{I}$ . В этом случае поведение атомных переходов определяется проекциями  $m_J$  и  $m_I$ . Поскольку  $B_0(^{39}\text{K})$  значительно меньше  $B_0(^{87}\text{Rb})$ , разрыв связи для  $^{39}\text{K}$  происходит при значительно меньших магнитных полях. По этой причине в случае использования атомов  $^{39}\text{K}$  такие важные особенности поведения атомных переходов, как существенное изменение их вероятностей с увеличением индукции магнитного поля  $B$ , могут быть легко получены в магнитных полях, меньших в 15 раз. Как показано ниже, максимальные вероятности МІ-переходов достигаются при магнитных полях  $B \sim 0.3B_0$ , что является преимуществом использования атомов  $^{39}\text{K}$  для исследования описываемых процессов. Отметим, что в формировании МІ-переходов  $D_2$ -линии атомов  $^{87}\text{Rb}$  участвуют нижние и верхние атомные уровни ( $5S_{1/2}-5P_{3/2}$ ,  $\Delta F = \pm 2$ ), аналогичные тем, которые участвуют в соответствующих переходах в атомах  $^{39}\text{K}$  [4,6]. Поэтому приведенные ниже особенности МІ-переходов для  $^{39}\text{K}$  верны и для  $^{87}\text{Rb}$ , однако при значительно больших магнитных полях  $B \sim 15B_0$  ( $^{39}\text{K}$ ).

Другим преимуществом атома  $^{39}\text{K}$  для исследования МІ-переходов является малое число атомных переходов в спектре. В случае естественной смеси изотопов Rb ( $^{87}\text{Rb}$  и  $^{85}\text{Rb}$ ) спектры перекрываются, что усложняет исследование МІ-переходов.

На рис. 1 номера 1–3 и 4 МІ-переходов атомов  $^{39}\text{K}$  показаны в кружках. Приведены только те атомные переходы, которые регистрируются в сильных магнитных полях, когда  $B \geq B_0(^{39}\text{K})$ . Теоретическая модель, описывающая изменение вероятностей и частотного положения атомных переходов в магнитном поле, использующая матрицу гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры атомной линии, подробно изложена в работах [1,2,14,15]. Зависимость вероятности МІ-переходов 1–3 (рис. 1, а, номера в кружках) от индукции магнитного поля показана на рис. 2, а. Видно, что вероятность МІ-перехода 3 (номер в кружке) в интервале магнитных полей 20–150 G оказывается наибольшей среди всех атомных переходов с нижнего уровня  $F_g = 1$ . И в интервале 150–300 G она остается достаточно большой для уверенной регистрации и использования этого перехода. Отметим также переход  $F_g = 2$ ,  $m_F = 2 \rightarrow F_e = 3$ ,  $m_F = 3$  под номером 8. При использовании излучения с поляризацией  $\sigma^+$  это единственный переход, вероятность которого не меняется при изменении магнитного поля. Это — „направляющий“ атомный переход GT (guiding transition, GT) [16]. GT-переход имеет наибольшую вероятность в своей группе, к которой стремятся вероятности всех других атомных

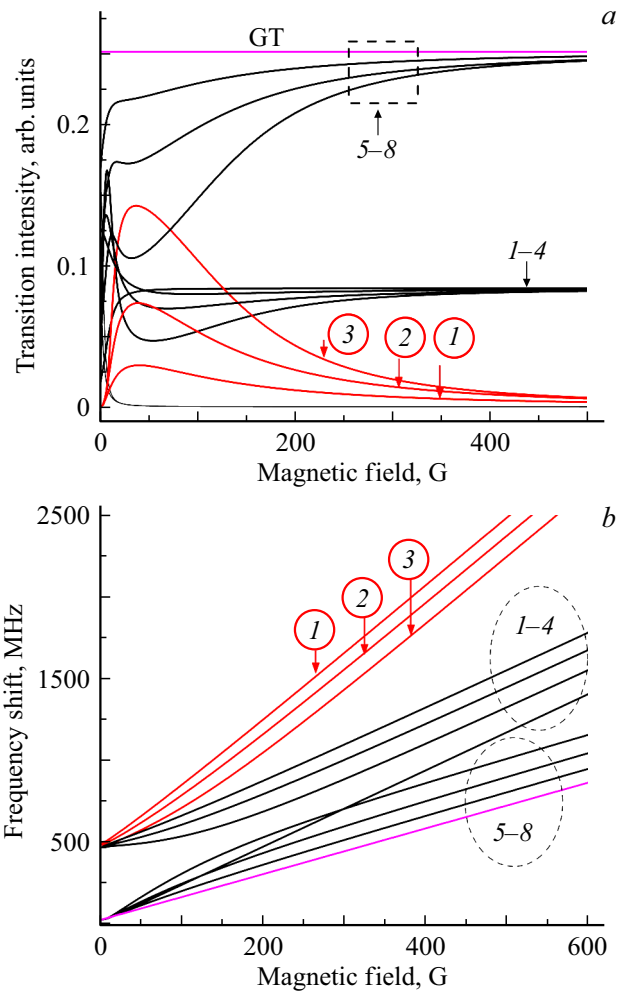
переходов в той же группе при  $B \gg B_0$ . Значение частотного наклона этого GT-перехода (т.е. значение сдвига частоты перехода при изменении индукции магнитного поля на 1 G) составляет  $s = +1.4$  MHz/G. К этому значению стремятся частотные наклоны всех атомных переходов в его группе также при  $B \gg B_0$  [16]. Такое поведение GT-перехода объясняется следующим образом. Возмущение, индуцированное внешним магнитным полем, связывает только те магнитные подуровни, для которых  $\Delta m_F = 0$ , также для переходов выполняются правила отбора  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta J = 0$ ,  $\Delta F = \pm 1$  [1,2,14,15]. Для модификации вероятности атомного перехода необходимо, чтобы хотя бы для одного магнитного подуровня  $m_F$  этого перехода (нижнего или верхнего) имело место „перемешивание“ с магнитным подуровнем другого перехода. Как видно из рис. 1, *b*, для перехода с номером 8 магнитных подуровней, для которых  $\Delta m_F = 0$ , нет, поэтому он имеет постоянную вероятность и постоянный частотный наклон во всем интервале магнитных полей. Частотные сдвиги MI-переходов 1–3 (номера в кружках) от индукции магнитного поля показаны на рис. 2, *b*. Видно, что эти MI-переходы находятся на высокочастотном крыле спектра и не имеют частотных пересечений с другими атомными переходами, что удобно для их исследования и применений.

Зависимость вероятности MI-перехода 4 (номер в кружке) от индукции магнитного поля показана на рис. 3, *a*. Видно, что в интервале 10–200 G вероятность достаточна для его регистрации и практического применения. При использовании излучения с поляризацией  $\sigma^-$  есть еще один GT-переход  $F_g = 2$ ,  $m_F = -2 \rightarrow F_e = 3$ ,  $m_F = -3$  (под номером 4'), вероятность которого не меняется при изменении магнитного поля. Частотный сдвиг MI-перехода с номером 4 (номер в кружке) от индукции магнитного поля показан на рис. 3, *b*. Видно, что этот MI-переход находится на низкочастотном крыле спектра и не имеет частотных пересечений с другими атомными переходами, что удобно для его исследования и применения.

### 3. Эксперимент

#### 3.1. Экспериментальная установка

На рис. 4 приведена экспериментальная схема. Использовали излучение диодного лазера с внешним резонатором (обозначение на рисунке ECDL, extended cavity diode laser) с  $\lambda = 767$  nm и шириной линии  $\sim 1$  MHz для исследования процесса селективного отражения (SR, selective reflecton) от наноячейки, заполненной калием. Фотография наноячейки, заполненной естественной смесью изотопов калия (93.25% изотопа <sup>39</sup>K, 0.01% изотопа <sup>40</sup>K и 6.7% изотопа <sup>41</sup>K), приведена на верхней левой вставке рис. 4. На фотографии видны интерференционные полосы, которые образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон наноячейки. Детали конструкции наноячейки приведены в работах [17,18].

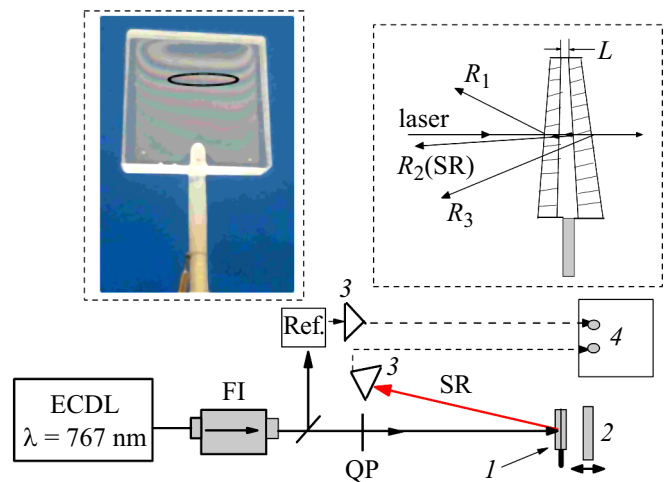


**Рис. 2.** Для  $\sigma^+$ -излучения: (а) зависимость вероятностей MI-переходов 1–3 (номера в кружках), переходов 1–4 и 5–8 от индукции магнитного поля, GT-переход под номером 8; (б) зависимость сдвигов частоты MI-переходов 1–3 (номера в кружках), переходов 1–4 и 5–8 от индукции магнитного поля.

В эксперименте температура отростка наноячейки с калием составляла 160°C, что обеспечивало концентрацию атомов  $N \sim 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>. Для получения лазерного излучения с круговой поляризацией  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$  использовалась четвертьволновая пластина QR. Для формирования частотного репера (Ref.) часть лазерного излучения направлялась на дополнительную заполненную калием сапфировую ячейку, длина которой составляла  $\sim 1$  cm. В этой ячейке формировался спектр насыщенного поглощения SA (SA, saturation absorption) [19,20] при температуре 50°C. Излучения регистрировались фотодиодами 3, сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent 4.

Особенности процесса SR для формирования спектрально узких атомных линий с использованием наноячейки детально изложены в работах [14,21,22]. На наноячейку направляется лазерное излучение, а SR-излучение распространяется назад, формируясь границей окна наноячейки и паров атомов. Конфигурация SR

приведена на верхней правой вставке на рис. 4. Для селекции сигнала SR использовался интерференционный фильтр IF с центральной длиной волны 767 nm с шириной пропускания 10 nm (на рис. 4 не показан). Для формирования пучка диаметром 0.8 mm, равным поперечному размеру области  $L \sim \lambda/2$ , использовалась диафрагма. Спектр сигнала SR имеет дисперсионную форму и после его дифференцирования формируется спектр сигнала DSR с приблизительно гауссовой огибающей. Осциллограф Siglent позволяет в реальном времени (*in situ*) формировать под спектром сигнала SR его производную DSR. Как показали исследования, в результате SR-DSR имеет место сильное спектральное сужение (примерно в пятнадцать раз) формируемых атомных линий по сравнению с доплер-уширенной атомной линией, формируемой в ячейке сантиметровой длины при той же температуре. Наиболее удобная область наночейки, используя которую реализуется такое сужение спектра, достаточно широка (300–380 nm) и на наночейке отмечена овалом (рис. 4). Для формирования

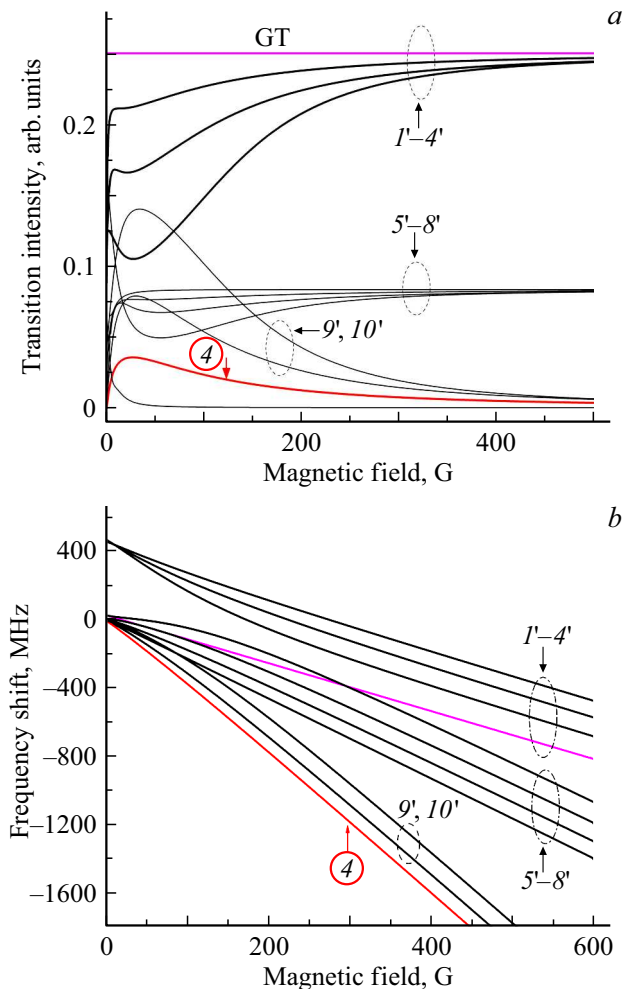


**Рис. 4.** Схема эксперимента: ECDL — непрерывный лазер,  $\lambda = 767$  nm, FI — фарадеевский изолятор, 1 — наночейка с калием, 2 — сильный постоянный магнит, 3 — фотодиоды ФД-24К, Ref. — узел для формирования частотного репера, 4 — осциллограф, вставка в левом верхнем углу — фотография наночейки с калием, для SR используется область толщиной 300–380 nm, окруженная овалом. Вставка в правом верхнем углу — геометрия трех пучков, отраженных от наночейки, включая пучок SR.

больших магнитных полей использовался откалиброванный с помощью магнитометра Teslometer HT201 сильный постоянный магнит 2 из сплава неодим-железобор, который помещался вблизи заднего окна наночейки. Изменением расстояния до окна осуществлялось варьирование магнитного поля  $B$ .

### 3.2. Экспериментальные результаты и обсуждения

**3.2.1. MI-переходы с  $\Delta F = +2$  при использовании  $\sigma^+$ -излучения** На рис. 5 верхняя кривая показывает экспериментальный спектр сигнала DSR при использовании  $\sigma^+$ -излучения. Приложено продольное магнитное поле  $B = 230$  G, мощность лазера 0.1 mW, температура отрезка  $160^\circ\text{C}$ . Спектр включает MI-переходы 1–3 (номера в кружках) и атомные переходы 1–4 и 5–8 (GT-переход под номером 8 в спектре имеет наименьшую частоту). Нумерация переходов показана на рис. 1, а. Как видно, все атомные переходы спектрально разрешены (за исключением переходов 4 и 5, частотное расстояние между которыми мало) благодаря малой ширине атомной линии  $\sim 60$  MHz. Доплеровская ширина атомного перехода при температуре  $160^\circ\text{C}$  порядка 900 MHz, следовательно, имеет место 15-кратное сужение. Большее сужение обеспечивает лишь метод насыщенного поглощения SA, однако в этом случае в спектре формируются также перекрестные резонансы C-O (C-O, cross-over), которые также расщепляются в магнитном поле на большое число резонансов [23], что делает регистрируемый спектр предельно сложным



**Рис. 3.** Для  $\sigma^-$ -излучения: (а) зависимость вероятностей MI-перехода 4 (номер в кружке), переходов 1'–4', 5'–8' и 9', 10' от индукции магнитного поля, GT-переход под номером 4'; (б) зависимость сдвигов частоты MI-перехода 4 (номер в кружке), переходов 1'–4', 5'–8' и 9', 10' от индукции магнитного поля.

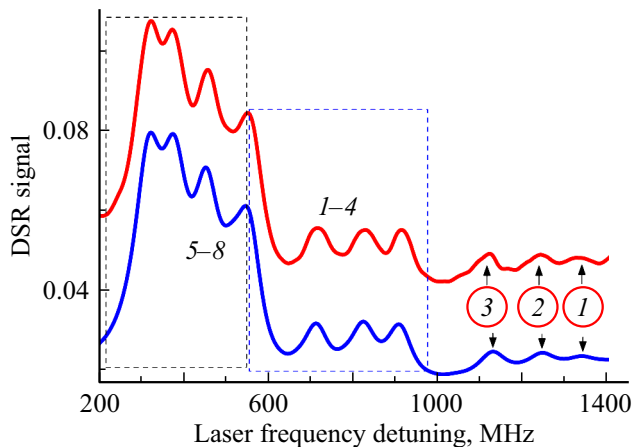


для идентификации нужных атомных переходов. Нижняя кривая на рис. 5 показывает расчетный спектр сигнала DSR при использовании  $\sigma^+$ -излучения. Видно, что наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории. На рис. 2, *a* видно, что максимальная вероятность MI-переходов 1–3 (номера в кружках) достигается при  $B = 50$  G, однако при таких малых магнитных полях эти MI-переходы и переходы 1–4 спектрально перекрываются (рис. 2, *b*). Отметим, что при использовании  $\sigma^-$ -излучения вероятности MI-переходов 1–3 сильно уменьшаются, и они практически не регистрируются (для пояснения см. рис. 7 ниже). Таким образом, для MI-переходов 1–3 (номера в кружках) наблюдается ярко выраженный магнитоиндуцированный циркулярный дихроизм (MCD) (MCD, magnetically-induced circular dichroism).

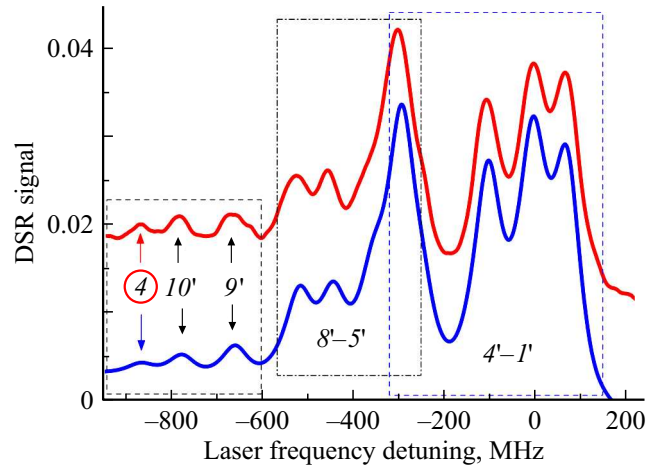
В сильных магнитных полях при  $B \gg B_0$  в спектре остаются только восемь атомных переходов с номерами 1–8 [24].

**3.2.2. MI-переход с  $\Delta F = -2$  при использовании  $\sigma^-$ -излучения.**

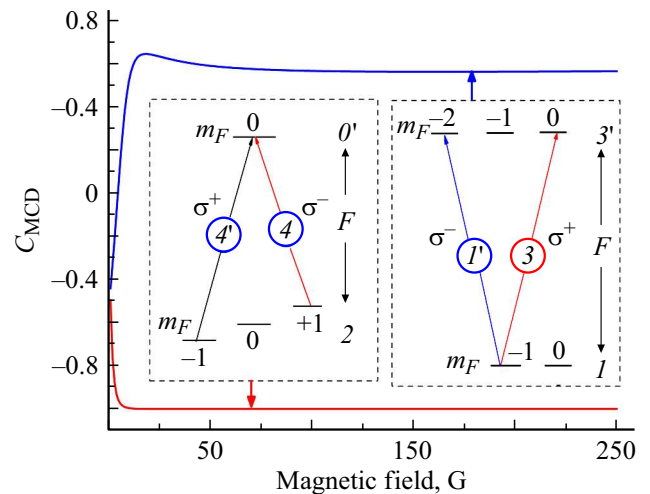
Рассмотрим атомный переход  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$ ,  $\Delta F = -2$  при использовании  $\sigma^-$ -излучения (рис. 1, *b*). На рис. 6 верхняя кривая показывает экспериментальный спектр сигнала DSR при использовании  $\sigma^-$ -излучения. Приложено продольное магнитное поле  $B = 220$  G, мощность лазера 0.1 mW, температура оторстка 160°C. Спектр включает MI-переход под номером 4 (номер в кружке) и атомные переходы 1'–4', 5'–8' и 9', 10' (GT-переход под номером 4'). Нумерация переходов показана на рис. 1, *b*. Как видно, все атомные переходы (за исключением переходов 4', 5' и 6', частотное расстояние между которыми мало) спектрально разрешены благодаря малой ширине атомной линии,  $\sim 60$  MHz. На рис. 6 нижняя кривая



**Рис. 5.**  $B = 230$  G, верхняя кривая — экспериментальный спектр сигнала DSR при использовании  $\sigma^+$ -излучения, спектр содержит MI-переходы 1–3 (номера в кружках), атомные переходы 1–4 и 5–8, нижняя кривая — расчетный спектр сигнала DSR, спектральная ширина атомных линий  $\sim 60$  MHz, MI-переходы 1–3 (номера в кружках) при  $\sigma^-$ -излучении практически не регистрируются.



**Рис. 6.**  $B = 220$  G, верхняя кривая — экспериментальный спектр сигнала DSR при использовании  $\sigma^-$ -излучения, спектр содержит MI-переход 4 (номер в кружке), переходы 1'–4', 5'–8' и 9', 10' (GT-переход под номером 4'). Нижняя кривая — расчетный спектр сигнала DSR. Переходы 4', 5' и 6' по частоте перекрываются. MI-переход при  $\sigma^+$ -излучении не регистрируется.



**Рис. 7.** Верхняя кривая — зависимость  $C_{MCD}$  от индукции  $B$  для двух самых сильных MI-переходов: при  $\sigma^+$ -излучении — переход 3 (номер в кружке), при  $\sigma^-$ -излучении — переход 1' (номер в кружке), показаны на правой вставке; нижняя кривая — зависимость  $C_{MCD}$  от индукции  $B$  для двух переходов: при  $\sigma^+$ -излучении переход 4' (номер в кружке), при  $\sigma^-$ -излучении переход 4 (номер в кружке), показаны на левой вставке, эффект MCD для переходов с  $\Delta F = -2$  выражен значительно сильнее.

показывает расчетный спектр сигнала DSR при  $\sigma^-$ -излучении. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории. На рис. 3, *a* видно, что максимальная вероятность MI-перехода под номером 4 (номер в кружке) достигается при  $B = 15$  G, однако при таких малых магнитных полях этот MI-переход и другие переходы спектрально перекрываются (рис. 3, *b*). Отметим, что при использовании  $\sigma^+$ -излучения вероятность MI-

перехода очень сильно уменьшается и при  $B > 15$  G практически нулевая (рис. 7). Таким образом, для МІ-перехода под номером 4 (номер в кружке) наблюдается более ярко выраженный МСД.

В сильных магнитных полях при  $B \gg B_0$  в спектре остаются только восемь атомных переходов с номерами  $I'-8'$  [24].

Для количественного описания МСД введем коэффициент  $C_{\text{MCD}} = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ , где  $I_{\sigma^+}$  и  $I_{\sigma^-}$  — интенсивности переходов для  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -излучений соответственно. Нетрудно видеть, что если  $C_{\text{MCD}} > 0$  ( $C_{\text{MCD}} < 0$ ), большая интенсивность линии перехода достигается при  $\sigma^+$ -излучении (при  $\sigma^-$ -излучении). В случае  $C_{\text{MCD}} = 0$  интенсивность атомного перехода одинакова для  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -излучений. На рис. 7 нижняя кривая показывает зависимость коэффициента  $C_{\text{MCD}}$  от индукции магнитного поля для двух переходов  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$ , для излучения  $\sigma^+$  это переход под номером 4' в кружке и для излучения  $\sigma^-$ -переход под номером 4 в кружке (показаны на левой вставке). Видно, что при  $B > 15$  G коэффициент  $C_{\text{MCD}} = -1$ , т.е. интенсивность МІ-перехода для  $\sigma^-$ -излучения значительно больше (как показывают расчеты, отличие может достигать многих порядков), чем для  $\sigma^+$ -излучения, следовательно, только  $\sigma^-$ -излучение формирует МІ-переход. На рис. 7 верхняя кривая показывает зависимость коэффициента  $C_{\text{MCD}}$  от индукции магнитного поля для двух самых сильных МІ-переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ : для  $\sigma^+$ -излучения это переход под номером 3 (номер в кружке), а для  $\sigma^-$ -излучения это переход под номером 1' (номер в кружке) (показаны на правой вставке). Видно, что уже при  $B > 25$  G при  $\sigma^+$ -излучении интенсивность перехода под номером 3 (номер в кружке) больше, чем интенсивность перехода 1' (номер в кружке) при  $\sigma^-$ -излучении, достигая своей максимальной величины  $+0.6$  (т.е. интенсивность МІ-перехода для  $\sigma^+$ -излучения в 4 раза больше). Следовательно, МСД для переходов с  $\Delta F = -2$  выражен значительно сильнее, чем для переходов с  $\Delta F = +2$ .

## Закключение

Приведены результаты экспериментального и теоретического исследования МІ-переходов  $F_e - F_g = \pm 2$  атома  $^{39}\text{K}$ , D<sub>2</sub>-линии между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры во внешнем магнитном поле 10–600 G с использованием циркулярно поляризованных  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -излучений. Для экспериментального исследования МІ-переходов использовался процесс SR с использованием заполненной калием наноячейки с толщиной  $\sim 340$  nm. Используемый осциллограф Siglent позволяет в реальном времени формировать под спектром SR его производную (DSR), что позволило формировать узкие атомные переходы с шириной  $\sim 60$  MHz и провести индивидуальные исследования МІ-переходов.

Показано, что самые сильные МІ-переходы  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ , ( $\Delta F = +2$ ) для атомов  $^{39}\text{K}$ , D<sub>2</sub>-линии в маг-

нитных полях 10–600 G, формируемые при  $\sigma^+$ -излучении, имеют вероятность в 4 раза большую, чем при  $\sigma^-$ -излучении. В случае перехода  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$ , ( $\Delta F = -2$ ) МІ-переход регистрируется только при  $\sigma^-$ -излучении. При магнитных полях  $B \sim B_0(^{39}\text{K})$  вероятность МІ-перехода при  $\sigma^-$ -излучении может на много порядков превышать вероятность МІ-перехода при  $\sigma^+$ -излучении. Это подтверждает ранее полученные результаты для МІ-переходов атомов Cs и Rb, состоящие в том, что максимальный МСД достигается для МІ-переходов с  $\Delta F = -2$ . Для количественного описания регистрируемого МСД рассчитан коэффициент  $C_{\text{MCD}}$  для МІ-переходов атомов  $^{39}\text{K}$  для широкого диапазона индукции магнитного поля. Показано, что МІ-переходы  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  находятся на высокочастотном крыле спектра и не имеют частотных пересечений с другими атомными переходами, что удобно, к примеру, для формирования темного резонанса в магнитном поле в процессе ЭИП в парах атомов  $^{39}\text{K}$  [25], или для стабилизации частоты лазера на сильно смещенной частоте в магнитном поле относительно его начального положения [9]. Приведенная теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

## Финансирование работы

Авторы благодарят ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект № 18T-1C018.

## Благодарности

Авторы благодарят А. Тонояна и Г. Ахумяна за полезные обсуждения.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Tremblay P., Michaud A., Levesque M., Thériault S., Breton M., Beaubien J., Cyr N. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 2766.
- [2] Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П. Интерференция атомных состояний. М.: Наука, 1991.
- [3] Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Mariotti E., Sarkisyan D. // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. P. 055701.
- [4] Klinger E., Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Leroy C., Sarkisyan D. // Eur. Phys. J. D. 2017. V. 71. P. 216.
- [5] Саргсян А., Тоноян А., Ахумян Г., Саркисян Д. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 669.
- [6] Tonoyan A., Sargsyan A., Klinger E., Hakhumyan G., Leroy C., Auzinsh M., Papoyan A., Sarkisyan D. // Eur. Phys. Lett. 2018. V. 121. P. 53001.
- [7] Cheng H., Wang H.-M., Zhang S.-S., Xin P.-P., Luo J., Liu H.-P. // J. Phys. B. 2017. V. 50. P. 095401.

- [8] *Whiting D.J., Keaveney J., Adams Ch.S., Hughes I.G.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. P. 043854.
- [9] *Sargsyan A., Tonoyan A., Mirzoyan R., Sarkisyan D., Wojciechowski A., Gawlik W.* // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 2270.
- [10] *Olsen B.A., Patton B., Jau Y.Y., Happer W.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 063410.
- [11] *Sargsyan A., Hakhumyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Papoyan A., Sarkisyan D.* // Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 1379.
- [12] *Weller L., Kleinbach K.S., Zentile M.A., Knappe S., Adams C.S., Hughes I.G.* // J. Phys. B. 2012. V. 45. P. 215005.
- [13] *Саргсян А., Амирян А., Вартамян Т.А., Саркисян Д.* // Опт. и спектр. 2016. Т. 121. С. 848.
- [14] *Sargsyan A., Klinger E., Hakhumyan G., Tonoyan A., Papoyan A., Leroy C., Sarkisyan D.* // JOSA B. 2017. V. 34. P. 776.
- [15] *Auzinsh M., Budker D., Rochester S.M.* Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions. Oxford University Press, 2010.
- [16] *Саргсян А., Ахумян Г., Папоян А., Саркисян Д.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. С. 330.
- [17] *Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhumyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Sarkisyan D.* // Eur. Phys. Lett. 2015. V. 110. P. 23001.
- [18] *Keaveney J., Hughes I.G., Sargsyan A., Sarkisyan D., Adams C.S.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 233001.
- [19] *Demtröder W.* Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer, 2004.
- [20] *Bloch D., Ducloy M., Senkov N., Velichansky V., Yudin V.* // Las. Phys. 1996. V. 6. P. 670.
- [21] *Vartanyan T.A., Lin D.L.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. P. 1959.
- [22] *Саргсян А., Клингер Э., Пашаян-Леруа Е., Леруа К., Папоян А., Саркисян Д.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 222.
- [23] *Zielinska J.A., Beduini F.A., Godbout N., Mitchell M.W.* // Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 524.
- [24] *Sargsyan A., Klinger E., Tonoyan A. et al.* // J. Phys. B. 2018. V. 51. P. 145001.
- [25] *Саргсян А., Амирян А., Леруа К., Вартамян Т.А., Саркисян Д.* // Опт. и спектр. 2017. Т. 123. С. 124.