

СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ НАНОСЛОЕВ ПАРОВ КАЛИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Саргсян^{a}, А. Тоноян^a, Дж. Кевени^{b**},
И. Хюс^{b**}, Ч. С. Адамс^{b**}, Д. Саркисян^{a***}*

^a *Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения*

^b *Joint Quantum Centre (JQC) Durham-Newcastle, Department of Physics, Durham University
Durham DH1 3LE, United Kingdom*

Поступила в редакцию 8 сентября 2017 г.

Для эффективной спектроскопии атомов калия, свободной от доплеровского уширения, использовано селективное отражение лазерного излучения от границы раздела диэлектрического окна и атомных паров, заключенных в наночастицу толщиной $L \approx 350$ нм. Формируемая малая ширина атомных линий и соответствие сигнала вероятностям переходов позволили спектрально разрешить по четыре линии атомных переходов, ответственных за D_1 -линии изотопов ^{39}K и ^{41}K . Во внешнем магнитном поле при накачке излучением с циркулярными поляризациями σ^+ и σ^- формируются две группы, содержащие по четыре атомных перехода. Показано, что для магнитного поля $B_0 \approx A_{hfs}/\mu_B \approx 165$ Гс (A_{hfs} — магнитная дипольная константа для основного уровня, μ_B — магнетон Бора) наблюдается различие интенсивностей (вероятностей) переходов для σ^+ - и σ^- -возбуждений. Существенно иная ситуация наблюдается при $B \gg B_0$, поскольку возникает высокая симметрия для двух групп, формируемых излучением с циркулярными поляризациями σ^+ и σ^- , каждая группа является зеркальным отображением другой группы относительно частоты перехода $4^2S_{1/2}-4^2P_{1/2}$. Это является дополнительным доказательством реализации полного режима Пашена–Бака для сверхтонкой структуры при $B \approx 2.5$ кГ. Теоретическая модель хорошо воспроизводит результаты эксперимента. Описаны возможные практические применения. Полученные результаты также применимы для D_1 -линий ^{87}Rb и ^{23}Na .

DOI: 10.7868/S004445101803001X

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно было продемонстрировано, что селективное отражение (СО) (selective reflection, SR) лазерного излучения от границы раздела диэлектрического окна и атомных паров Rb и Cs, заключенных в наночастицу толщиной L в несколько сотен нанометров, является новым и удобным инструментом для атомной спектроскопии [1–4]. В измерениях используется производная от СО-сигнала (ПСО) в реальном времени. Частота ПСО совпадает с частотой атомного перехода, при этом обеспечиваются спектральное разрешение примерно 30 МГц и соответствие амплитуды вероятности перехода. Простота ПСО-метода, большая амплитуда сигнала и

его малая спектральная ширина являются удобными для приложений в метрологии и магнитометрии. В частности, ПСО-метод обеспечивает удобный маркер частоты для атомных переходов в Rb и Cs [1, 2, 4]. С помощью ПСО-метода для атомных слоев рубидия толщиной в несколько десятков нанометров в работе [3] вследствие взаимодействия атома с поверхностью наночастицы при толщине $L \approx 40$ нм было определено «красное смещение» величиной в -240 МГц. С помощью ПСО-метода в сильном магнитном поле ($B > 2$ кГс) было зарегистрировано расщепление линий атомных переходов на четыре компоненты для атомов ^{87}Rb и шесть компонент для атомов ^{85}Rb , что являлось проявлением режима Пашена–Бака для сверхтонкой структуры [1–3]. Важно отметить, что все десять компонент линий рубидия уверенно регистрировались и при рекордно малой толщине наночастицы $L \approx 40$ нм [3]. Как было показано в работе [5], при субмикронных тол-

* E-mail: sarmeno@mail.ru

** J. Keaveney, I. Hughes, C. S. Adams

*** E-mail: sarkdav@gmail.com

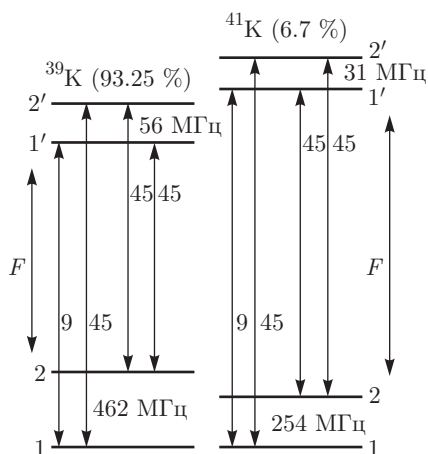


Рис. 1. Диаграммы энергетических уровней $4^2S_{1/2}$, $4^2P_{1/2}$ и атомных переходов для атомов ^{39}K и ^{41}K . Приведены относительные вероятности атомных переходов. Верхние уровни отмечены штрихами

щинах спектр селективного отражения определяется переходными процессами установления поляризации для атомов, движущихся как от передней, так и от задней стенки ячейки.

Атомарные пары калия исследуются значительно реже, чем пары рубидия и цезия, по следующей причине. При температуре около 100°C доплеровская ширина для паров калия достигает 0.9 ГГц . По этой причине при использовании ячеек сантиметровой длины для изучения процессов поглощения и флуоресценции четыре атомных перехода ^{39}K и четыре перехода ^{41}K (рис. 1) оказываются полностью скрытыми доплеровским уширением. Существует небольшое число работ по лазерной спектроскопии атомов калия. В работе [6] экспериментально и теоретически были исследованы спектры насыщенного поглощения атомов калия. В работе [7] для D_2 -линии калия в магнитном поле $1\text{--}50\text{ Гс}$ был исследован магнитоиндуцированный дихроизм. Явление электромагнитно-индуцированной прозрачности в парах калия было реализовано в работе [8]; при этом формировался так называемый темный резонанс с шириной линии, значительно меньшей естественной ширины.

Четырехволновое смешение в парах калия исследовано в работе [9]. Во внешнем магнитном поле происходит дополнительное расщепление энергетических уровней калия, что приводит к образованию ряда новых атомных переходов, разделенных частотным интервалом около 100 МГц . Поэтому для эффективного изучения поведения индивидуального атомного перехода необходимо использовать метод, свободный от доплеровского уширения.

В настоящей работе ПСО-метод впервые применен для изучения поведения индивидуальных переходов атомов ^{39}K и ^{41}K (см. рис. 1). К преимуществу использования атома ^{39}K следует отнести малую характеристическую величину магнитного поля $B_0 = A_{hfs}/\mu_B \approx 165\text{ Гс}$ (A_{hfs} — магнитная дипольная константа для основного уровня, μ_B — магнетон Бора) [10, 11], которая существенно меньше аналогичной величины B_0 для атомов Rb и Cs. По этой причине в случае использования атомов ^{39}K такие важные особенности поведения атомных переходов, как существенное изменение вероятностей атомных переходов и значительное уменьшение их числа (до фиксированного количества) с увеличением магнитного поля, могут быть легко изучены при полях, меньших в $10\text{--}15$ раз. Как показано ниже, ПСО является эффективным спектроскопическим методом для изучения атомных переходов, имеющих большое доплеровское уширение и малую величину сверхтонкого расщепления уровней. Это особенно важно для атомов калия и атомов натрия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Схема эксперимента

На рис. 2 приведена схема эксперимента. Использовалось излучение диодного лазера 1 с внешним резонатором (extended cavity diode laser, ECDL) с длиной волны $\lambda = 770\text{ нм}$ и шириной линии 1 МГц . Лазерное излучение проходило через фарадеевский изолятор 2. Для формирования излучения с круговыми поляризациями σ^+ или σ^- применялась пластина $\lambda/4$. Далее излучение направлялось на наноячейку 4 (близко к нормали к поверхностям окна), заполненную калием, которая помещалась в нагреватель. Фотография калиевой наноячейки, показана на верхней правой вставке к рис. 2, на которой можно видеть интерференционные полосы, образованные отражением света от внутренних поверхностей окон наноячейки. Область толщиной $L \approx \lambda/2 \approx 350\text{ нм}$ отмечена овалом. Наноячейка была заполнена естественной смесью изотопов калия, которая содержала ^{39}K (93.25%) и ^{41}K (6.7%). Тонкий сапфировый отросток-резервуар 5 заполнен металлическим калием и нагревался в эксперименте до $T_R \approx 150^\circ\text{C}$, что обеспечивало концентрацию атомов $N \approx 5 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$.

Для предотвращения конденсации паров калия на окнах температура окна поддерживалась на 20°C выше. Детали конструкции калиевой наноячейки приведены в работах [12, 13]. Для формиро-

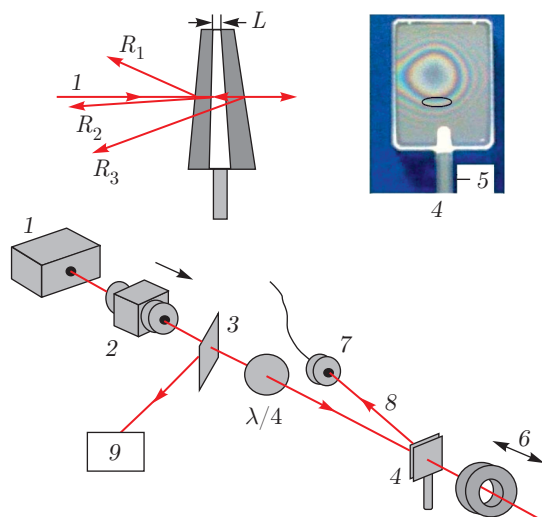


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 — диодный лазер ($\lambda = 770$ нм); 2 — фарадеевский изолятор; 3 — делитель пучка; 4 — калиевая наноячейка в печи; 5 — тонкий сапфировый резервуар; 6 — постоянный магнит, 7 — фотодиод для регистрации СО; $\lambda/4$ — четвертьволновая пластина; 8 — селективно отраженный луч; 9 — узел для реализации спектроскопии насыщенного поглощения. В правом верхнем углу приведена фотография калиевой наноячейки; овалом отмечена область толщиной 250–350 нм. В левом верхнем углу показана геометрия трех отражений от ячейки. Луч 8 распространяется в направлении R_2

вания сильных магнитных полей (вплоть до 2 кГс) использовался откалиброванный (с помощью магнитометра Teslameter НТ201) сильный постоянный магнит 6 (из сплава неодим–железо–бор), который помещался вблизи заднего окна наноячейки (варьирование величины магнитного поля в ячейке осуществлялось изменением расстояния до окна).

Несмотря на пространственный градиент магнитного поля, создаваемого сильным постоянным магнитом, поле внутри области взаимодействия равномерное благодаря малой толщине столба паров калия ($L = 350$ нм). Часть лазерного излучения направлялась на дополнительную сапфировую ячейку заполненную калием, длиной около 3 см, в которой методом насыщенного поглощения формировался частотный реперный спектр. Уменьшение толщины L наноячейки важно для увеличения локального пространственного разрешения сильнонеоднородных (градиентных) магнитных полей. Однако, как показано в работе [3], при сильном уменьшении толщины L (вплоть до 40 нм) происходит сильное спектральное уширение сигнала селективного отражения, обусловленное увеличением числа столкновений атомов со стенками наноячейки (в работе [3]

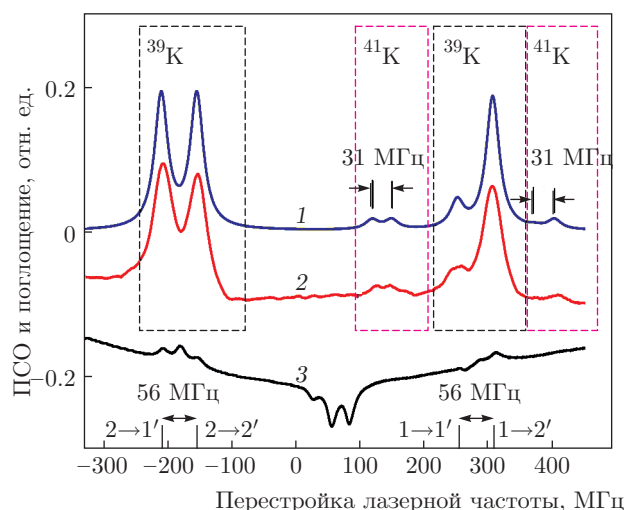


Рис. 3. Расчетный спектр поглощения атомов $^{39,41}\text{K}$ с шириной линии перехода 25 МГц (кривая 1) и экспериментальный спектр, полученный методом ПСО (кривая 2). Мощность $P_L = 0.1$ мВт, $T_R \approx 150$ °С. Видны все 8 линий атомных переходов. Приведен также реперный спектр, полученный методом насыщенного поглощения (кривая 3). Кривые смещены по вертикали для удобства

приведена кривая зависимости уширения сигнала от толщины L). С учетом отмеченного выше выбранная нами толщина $L = 350$ нм являлась компромиссной.

2.2. Экспериментальные результаты и обсуждения

Ранее [13,14] было показано, что при толщине наноячейки $L \approx \lambda/2$ в спектре поглощения достигается наименьшая величина спектральной ширины линий атомных переходов, которая может быть значительно меньше доплеровской ширины. Этот эффект ранее был применен для получения субдоплеровского разрешения в спектре поглощения. На рис. 3 кривая 1 показывает расчетный спектр поглощения паров атомов ^{39}K и ^{41}K при использовании наноячейки толщиной $L \approx \lambda/2$. В расчетах спектральная ширина линии атомного перехода предполагалась равной 25 МГц (полная ширина на полувысоте). Заметим, что в реальном эксперименте спектральная ширина в 4 раза больше, и такая малая ширина для теоретической кривой была выбрана с целью спектрального разрешения линий всех атомных переходов линии D_1 (см. рис. 1). Кривая 2 на рис. 3 показывает экспериментальный спектр сигнала ПСО. Как видно, все четыре линии атомных переходов, ответственных за линии D_1 изотопов ^{39}K и ^{41}K , хо-

рошо разрешены. Температура калиевого резервуара примерно 150 °С, мощность лазерного излучения $P_L \approx 0.1$ мВт. Спектральная ширина линии атомного перехода составляет 30 МГц. Следовательно, вопреки большой величине доплеровского уширения, метод ПСО позволяет регистрировать изотопный состав ^{39}K и ^{41}K . Важно отметить, что амплитуды сигналов ПСО пропорциональны относительным вероятностям переходов, показанных на рис. 1. Кривая 3 — реперный спектр, полученный методом насыщенного поглощения. Несмотря на то что при использовании этого метода формируются более узкие резонансы, которые могут иметь естественную ширину 6 МГц, вклад изотопа ^{41}K на приведенном спектре не проявляется.

Отметим также другие преимущества использования спектра ПСО: 1) в отличие от спектра, полученного методом насыщенного поглощения, перекрестные резонансы (cross-over) отсутствуют, что важно при исследовании поведения спектра во внешнем магнитном поле; 2) амплитуды сигналов ПСО пропорциональны относительным вероятностям атомных переходов, что не реализуется в спектрах, полученных методом насыщенного поглощения [15]; 3) геометрия последнего метода требует наличия встречных пучков, а для ПСО-метода достаточно однопроходная геометрия; 4) мощность излучения, необходимая для формирования сигнала ПСО, более чем на порядок меньше, чем это требуется для реализации метода насыщенного поглощения.

В работе [13] для изучения вероятностей и расщепления линий атомных переходов ^{39}K в продольном магнитном поле были использованы спектры поглощения паров в наночейке толщиной $L \approx \lambda/2 = 385$ нм. На рис. 4 показан спектр поглощения калиевой наночейки толщиной $L = 385$ нм при σ^+ -поляризации лазерного излучения. Приложено продольное магнитное поле $B = 500$ Гс. Хотя четыре линии атомных переходов частично разрешены, однако видно, что они имеют большие пьедесталы, которые перекрываются, вызывая сильные искажения их амплитуд. Чтобы получить правильные амплитуды, необходима дополнительная обработка спектра (т. е. «разложение» спектра на четыре исходных линии), что не является тривиальным из-за специфичного профиля линии поглощения в наночейке. Показан также спектр ПСО, где четыре линии атомных перехода полностью разрешены. Как видно, амплитуды четырех линий практически равны друг другу, как это предсказывает теория (см. рис. 5). На вставке приведен реперный спектр, полученный методом насыщенного поглощения. Вы-

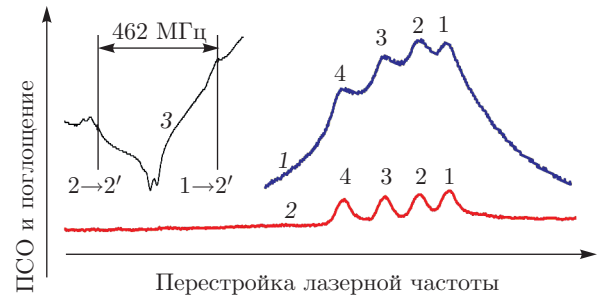


Рис. 4. Экспериментальный спектр поглощения калиевой наночейки толщиной $L = 350$ нм при σ^+ -поляризации излучения (кривая 1). Приложено продольное магнитное поле $B = 500$ Гс. Четыре частично разрешенные атомные линии перекрываются широкими пьедесталами, что вызывает искажения реальных амплитуд. Приведены также спектр ПСО (кривая 2), на котором четыре атомные линии полностью разрешены, и реперный спектр, полученный методом насыщенного поглощения (кривая 3)

ше отмечалось, что наличие перекрестных резонансов делает метод насыщенного поглощения непригодным для спектроскопии при $B > 100$ Гс [16].

На рис. 5а приведены вероятности для пяти переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ в зависимости от магнитного поля B при σ^+ -возбуждении (см. диаграмму на левой вставке). Как видно, вероятности переходов 1–3 возрастают, а вероятности двух переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ уменьшаются с увеличением B и стремятся к нулю. Для $B \geq 500$ Гс в спектре остаются только переходы 1–3. Аналогично, вероятности семи переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$ в зависимости от B для случая σ^+ -возбуждения представлены на рис. 5б. В этом случае только вероятность перехода с номером 4 возрастает с увеличением B , и этот переход остается единственным в спектре при $B \geq 500$ Гс. Следовательно, в спектре линии D_1 изотопа ^{39}K остаются только четыре перехода 1–4, что является одним из проявлений режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС), поскольку остается строго фиксированное число переходов. Для численного определения энергии магнитных подуровней и вероятностей атомных переходов нами использована известная модель, содержащая матрицу гамильтониана в магнитном поле с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры [17–20].

На рис. 6 приведены вероятности для семи переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$ в зависимости от B при σ^- -возбуждении. Видно, что вероятности переходов 1–4 возрастают, а вероятности трех переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ уменьшаются с ростом B и стремятся к нулю. Для $B \geq 500$ Гс в спектре остаются

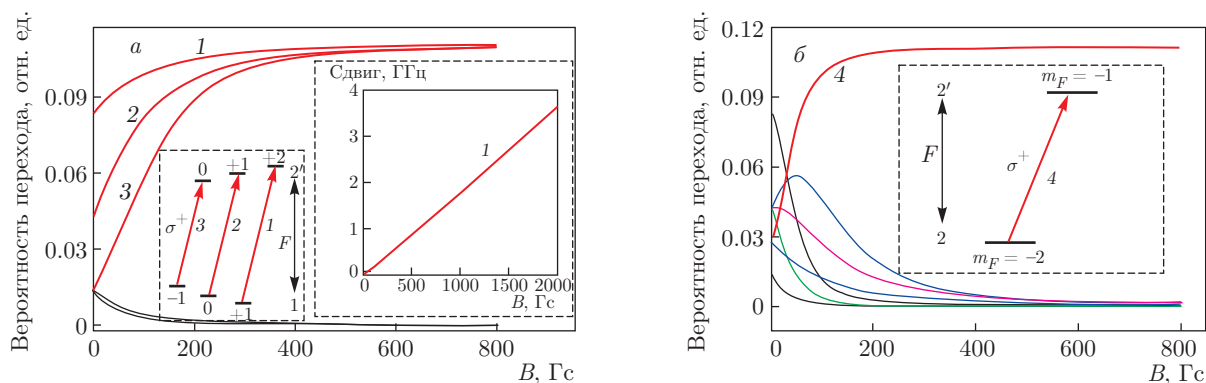


Рис. 5. а) Вероятности пяти переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ в зависимости от B для σ^+ -поляризации лазерного излучения. На левой вставке показаны переходы, обозначенные цифрами 1–3. На правой вставке приведена кривая сдвига частоты перехода под номером 1 относительно частоты перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (отмечена как нулевая) в зависимости от B . б) Вероятности семи переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$ в зависимости от B . При полях $B > 500$ Гс в спектре остается только переход под номером 4. На вставке приведены подуровни перехода под номером 4. Для удобства показаны только необходимые подуровни

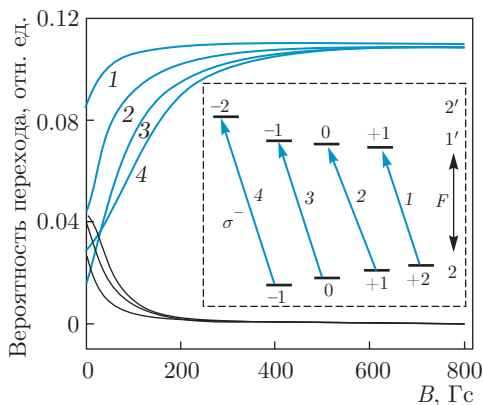


Рис. 6. Вероятности семи переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$ в зависимости от B для σ^- -поляризации излучения. Переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ обозначены 1–3. Номером 4 отмечен переход $|2, -1\rangle \rightarrow |2, -2\rangle$. Пять переходов с $F_g = 1$ не приведены, так как их интенсивности с увеличением B быстро уменьшаются

только переходы 1–4. Наблюдаются два типа асимметрии для двух групп переходов, возникающих под действием излучения с σ^+ - и σ^- -поляризациями. Первый назовем неэквидистантностью. Как видно из диаграммы, представленной на вставке рис. 6, при $B \sim B_0$ переходы 1–4 при σ^- -возбуждении расположены почти эквидистантно с частотным интервалом примерно 100 МГц (при $B = 0$ частотный интервал между верхними уровнями составляет 56 МГц, см. рис. 1).

Ситуация иная для переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$, при σ^+ -возбуждении: только в группе 1–3 они рас-

положены почти эквидистантно с частотным интервалом около 100 МГц, в то время как частотный интервал между переходами 3 и 4 достаточно большой, и при $B \ll B_0$ он равен значению сверхтонкого расщепления нижнего уровня, примерно 462 МГц. Только при $B > B_0$ переход под номером 4 присоединяется к группе 1–3, образуя группу 1–4. Важно отметить, что, как следует из рис. 5, 6, в интервале магнитных полей 10–500 Гс атомные переходы с номерами 1, 2 и 3 имеют большую интенсивность при σ^- -возбуждении, чем при σ^+ -возбуждении, тогда как интенсивность перехода с номером 4 больше при σ^+ -возбуждении. Различная реакция атомной системы в магнитном поле при использовании излучения с σ^+ - и σ^- -поляризацией в атомной спектроскопии называется магнито-индуцированным круговым дихроизмом и используется для реализации различных магнитооптических явлений [21].

Как следует из рис. 5, 6, при магнитных полях $B \gg B_0$ интенсивности всех переходов при σ^+ - и σ^- -возбуждении асимптотически стремятся к одному и тому же значению. Следовательно, круговой дихроизм для рассматриваемых переходов в сильных полях отсутствует (это согласуется с экспериментальными спектрами ПСО, представленными ниже на рис. 8). Важно отметить, что суммарные вероятности всех 12 переходов с уровнями $F_g = 1$ и $F_g = 2$ для излучения с σ^+ - и для σ^- -поляризациями равны друг другу при всех значениях магнитного поля, однако для индивидуальных переходов или для группы переходов это условие не выполняется.

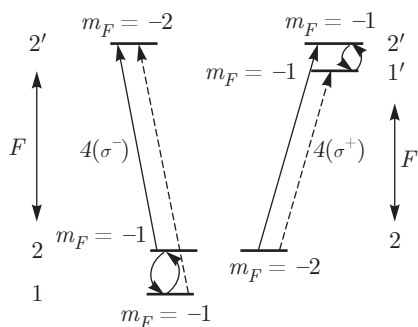


Рис. 7. Схематическое пояснение модификации вероятностей перехода, индуцированной магнитным полем (см. также текст). При $B = 0$ вероятности переходов $4(\sigma^+)$ и $4(\sigma^-)$ равны. В то время как для перехода $4(\sigma^+)$ перемешивание происходит между подуровнями с $m_F = -1$ верхних уровней $1'$ и $2'$, для перехода $4(\sigma^-)$ перемешивание происходит между подуровнями с $m_F = -1$ нижних уровней 1 и 2 . Поэтому модификация вероятностей переходов $4(\sigma^+)$ и $4(\sigma^-)$ происходит по-разному

Причину, приводящую к модификации атомных переходов в зависимости от величины магнитного поля B , можно понять из рис. 7: показаны только необходимые для пояснения нижние ($F_g = 1, 2$) и верхние ($F_e = 1, 2$) уровни, а также их некоторые магнитные подуровни. Возмущение, индуцированное внешним магнитным полем при циркулярно-поляризованном возбуждении, связывает (перемешивает) только магнитные подуровни уровней, для которых $\Delta m_F = 0$ (отмечены стрелками). Для таких переходов должны выполняться правила отбора $\Delta L = 0, \Delta J = 0, \Delta F = \pm 1$, где J — полный угловой момент электрона, а I — магнитный момент ядра [17–19]. Эффект перемешивания приводит к модификации интенсивностей атомных переходов под номером 4 ($4(\sigma^+)$ и $4(\sigma^-)$ на рис. 7 при соответственно σ^+ - или σ^- -возбуждении). При $B = 0$ вероятности этих переходов равны, но перемешивание для перехода $4(\sigma^+)$ реализуется по другой конфигурации, нежели для перехода $4(\sigma^-)$ (см. рис. 7). Для перехода $4(\sigma^+)$ происходит перемешивание подуровней с $m_F = -1$ возбужденных уровней $1'$ и $2'$, в то время как для перехода $4(\sigma^-)$ происходит перемешивание подуровней с $m_F = -1$ нижних уровней 1 и 2 . По этой причине модификация вероятностей этих переходов происходит по-разному.

Интересно отметить, что есть «замечательные» атомные переходы, для которых отсутствует эффект перемешивания магнитных подуровней. Эти переходы называются направляющими переходами, а их вероятность остается неизменной при ва-

рировании магнитного поля в диапазоне от 0 до 10 кГц [13].

Важно отметить, что приведенные на рис. 5, 6 зависимости интенсивностей атомных переходов, ответственных за D_1 -линию ^{39}K , для σ^+ - и σ^- -возбуждений носят общий характер и верны также для атомных переходов D_1 -линии атомов ^{87}Rb , ^{41}K и ^{23}Na по следующей причине. Нетрудно убедиться в том, что знак («+» или «-») для факторов Ланде g_F как для нижних, так и для верхних атомных уровней, ответственных за D_1 -линии атомов ^{39}K , ^{87}Rb , ^{41}K и ^{23}Na , тот же (могут различаться только сами величины). Так, для самого нижнего уровня $F_g = 1$ знак отрицательный, в то время как для другого нижнего уровня $F_g = 2$ знак положительный. Аналогичная ситуация для возбужденных состояний: знак g_F положительный для верхнего возбужденного состояния $F_e = 2$ и отрицательный для другого возбужденного состояния $F_e = 1$. Следовательно, сдвиги атомных уровней и эффект перемешивания подуровней для σ^+ - и σ^- -возбуждений для этих атомов будут такими же. Некоторое различие в поведении интенсивностей переходов отмеченных выше атомов заключается только в том, что эти интенсивности линий достигаются при других значениях B , что обусловлено разной значениями B_0 : $B_0(^{87}\text{Rb}) \approx 2.4$ кГц, $B_0(^{41}\text{K}) \approx 90$ Гс и $B_0(^{23}\text{Na}) \approx 600$ Гс. К примеру, если для атомов ^{39}K интенсивности линий при σ^+ - и σ^- -возбуждении выравниваются при $B \geq 600$ Гс (см. рис. 5, 6), то для атомов ^{87}Rb такое выравнивание будет наблюдаться при $B \geq 9$ кГц, поскольку $B_0(^{87}\text{Rb})/B_0(^{39}\text{K}) = 14.5$.

Хорошо известно, что в сильных магнитных полях, когда $B \gg B_0$ имеет место разрыв связи полного углового момента электрона J и магнитного момента ядра I (режим ПБС [10, 22–26]), и поведение атомных переходов определяется проекциями m_J и m_I (см. диаграммы на вставке к рис. 8). Как отмечалось, величина $B_0(^{39}\text{K})$ значительно меньше соответствующих величин $B_0(^{133}\text{Cs}) \approx 1.7$ кГц и $B_0(^{87}\text{Rb})$, поэтому разрыв связи J и I для ^{39}K происходит при значительно меньших полях. На рис. 8 приведены экспериментальные спектры, полученные методом ПСО при $B = 600$ Гс для σ^+ - и σ^- -возбуждений, а также расчетный спектр поглощения паров атомов калия при использовании наноячейки такой же толщины (в расчетах выбиралась ширина линии перехода 50 МГц при $B = 600$ Гс). Несмотря на то что спектральная ширина сигнала ПСО существенно меньше ширины экспериментальной линии поглощения и что есть различия в профилях линии поглощения и сигнала ПСО [1], мы

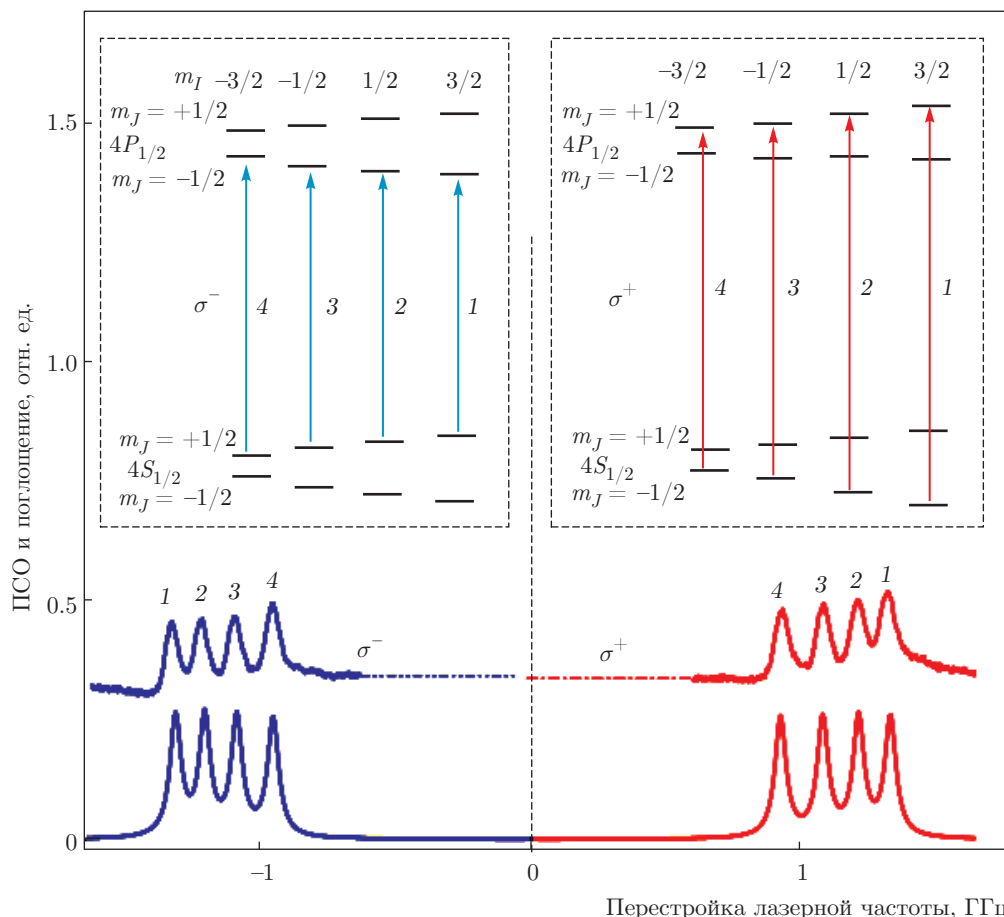


Рис. 8. Экспериментальные спектры, полученные методом ПСО при $B = 600$ Гс, для σ^+ - и σ^- -возбуждений (верхние правая и левая кривые), а также расчетный спектр поглощения паров атомов К при использовании наночаейки такой же толщины (нижние правая и левая кривые). В расчетах выбиралась ширина линии перехода 50 МГц при $B = 600$ Гс. Правая и левая вставки — диаграммы для переходов 1–4 в базисе m_J и m_I для σ^+ - и σ^- -возбуждений; правила отбора для переходов приведены в тексте

использовали расчетные спектры поглощения, поскольку они правильно показывают положения частот и амплитуд для линий переходов; при этом их расчет является более простым [27]. На вставках к рис. 8 показаны диаграммы для переходов 1–4 в базисе m_J и m_I для σ^+ - и σ^- -возбуждений. При этом правила отбора для атомных переходов следующие: $\Delta m_I = 0$ и $\Delta m_J = \pm 1$ соответственно для σ^+ - и σ^- -возбуждений.

Известно, что при $B \gg B_0$ энергии нижнего и верхнего уровней определяются следующим выражением [18]:

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

где A_{hfs} — магнитная дипольная константа для нижнего $4^2S_{1/2}$ (230.86 МГц· h) и верхнего $4^2P_{1/2}$ (27.77 МГц· h) уровней, h — постоянная Планка,

g_J и g_I — факторы Ланде полного углового момента электрона J и магнитного момента ядра I , $g_J(4^2S_{1/2}) = 2.002$, $g_J(4^2P_{1/2}) = 0.666$, $g_I = -0.0001$ [11]. Из выражения (1) легко получить наклон s (slope) для атомных переходов: $s \approx \pm 1.86$ МГц/Гс соответственно для σ^+ - и σ^- -излучений. Частотный интервал между любыми двумя соседними переходами, полученный из выражения (1), составляет около 129 МГц. Поэтому в режиме ПБС переходы 1–4 расположены эквидистантно. Заметим, что величины $s = 1.86$ МГц/Гс и интервал 129 МГц являются асимптотическими значениями, которые достигаются при $B \gg B_0$.

В работе [10] полный режим ПБС для атомов ^{133}Cs был получен при $B = 27$ кГс. С использованием непрерывного титан-сапфирового лазера была осуществлена оптическая накачка магнитных под-

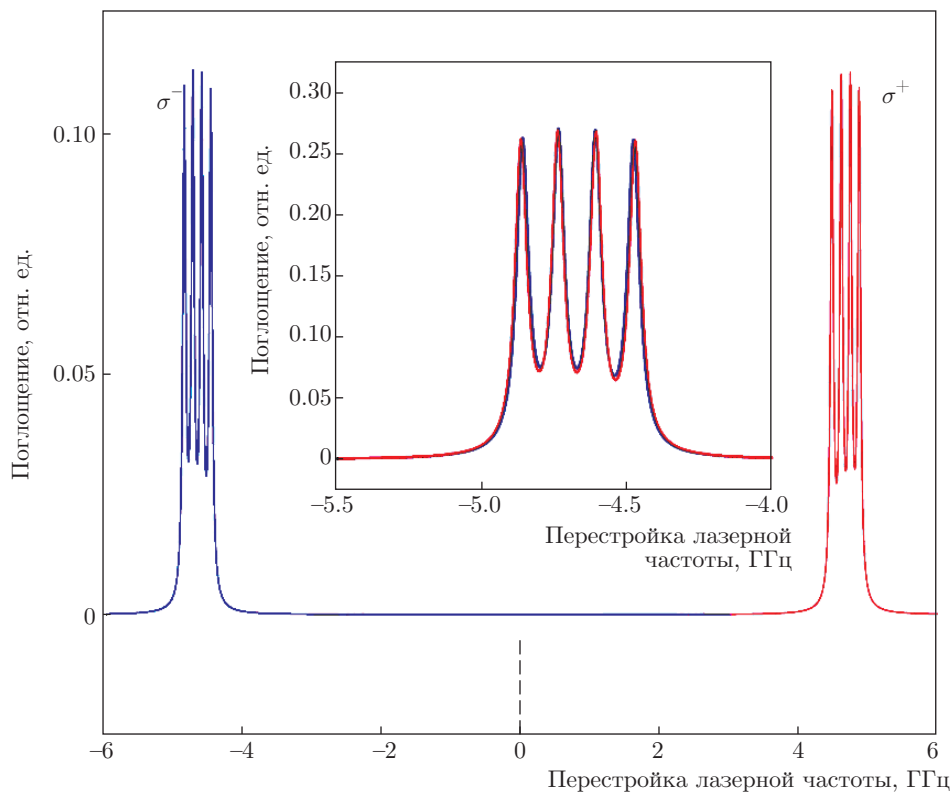


Рис. 9. (В цвете онлайн) Расчетные спектры поглощения ^{39}K при $B = 2.5$ кГц для излучения с поляризациями σ^+ (красный — высокочастотный спектр) и σ^- (синий — низкочастотный спектр). В расчетах спектральная ширина линии перехода 50 МГц. Видно, что группы σ^+ и σ^- расположены симметрично относительно нулевой частотной расстройки ($4^2S_{1/2}-4^2P_{1/2}$). На вставке приведено наложение двух спектров; спектр, образованный излучением σ^+ , умножен на -1 . Видно, что два спектра полностью перекрываются: амплитуды линий переходов и частотные интервалы в группах, образованных σ^+ - и σ^- -излучениями, полностью идентичны

уровней m_I нижнего уровня, что привело к высокой ядерной поляризации. Аналогичные результаты могут быть получены с атомными парами ^{39}K при полях, на порядок меньших (около 2.5 кГц), поскольку B_0 (^{39}K) в 10 раз меньше B_0 (^{133}Cs).

На рис. 9 показаны расчетные спектры поглощения ^{39}K при $B = 2.5$ кГц для излучения с поляризациями σ^+ и σ^- в случае калиевой наночастицы толщиной $L = \lambda/2 = 385$ нм. Для того чтобы переходы 1–4 были спектрально разрешены, в расчетах принималась спектральная ширина линии перехода 50 МГц. Как ясно видно, группы σ^+ и σ^- расположены симметрично относительно нулевой частотной расстройки (переход $4^2S_{1/2}-4^2P_{1/2}$). Это поведение подчеркивается на вставке, где частота спектра, сформированного σ^+ -излучением, умножается на -1 . Видно полное перекрытие σ^+ - и σ^- -спектров: амплитуды линий и частотные интервалы в перекрывающихся группах равны, т. е. одна группа является зеркальным отображением другой (заметим,

что для ^{87}Rb это будет иметь место при $B \approx 30$ кГц). Таким образом, два типа асимметрии — неэквидистантность и круговой дихроизм, которые проявляются при $B \sim B_0$, — отсутствуют для $B \gg B_0$. Это является дополнительным подтверждением полного разрыва J и I .

Заметим, что сильно смещенные (на $\pm(2-10)$ ГГц) относительно исходных при $B = 0$ линии атомных переходов 1–4 могут быть удобными частотными маркерами. Эти узкие атомные линии также могут быть использованы для стабилизации частоты лазера на сильно смещенных частотах, как это показано для Rb в работе [28].

Расчетные частоты атомных переходов 1–4 для излучения с поляризациями σ^+ (высокочастотный спектр) и σ^- (низкочастотный спектр) в зависимости от магнитного поля показаны на рис. 10. Как видно, имеем зеркальное отображение для атомных переходов 1–4 на высокочастотном и низкочастотном крыльях относительно частоты с нулевой рас-

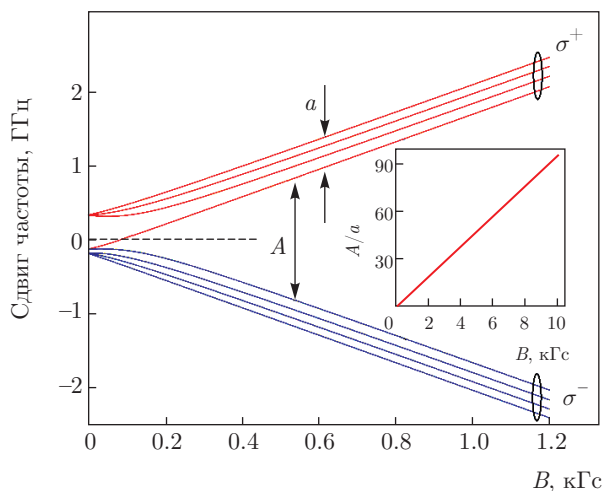


Рис. 10. Расчетные частоты переходов 1–4 для излучения с поляризациями σ^+ (высокочастотный спектр) и σ^- (низкочастотный спектр) в зависимости от B . На вставке приведено расчетное значение отношения A/a в зависимости от B , где A — интервал между частотами атомных переходов $4(\sigma^+)$ и $4(\sigma^-)$ (см. рис. 8), a — интервал между частотами переходов, обозначенными 1 и 4. С помощью зависимости отношения A/a от B возможно определение этого поля без наличия реперной частоты

стройкой (показана штриховой линией). На вставке приведено вычисленное значение отношения A/a в зависимости от магнитного поля, где A — интервал между частотами атомных переходов $4(\sigma^+)$ и $4(\sigma^-)$ (см. рис. 8), a — интервал между частотами атомных переходов, обозначенными 1 и 4.

Полное спектральное разрешение всех переходов, полученных методом ПСО, позволяют определение магнитного поля двумя способами.

1) Измеряя частотный сдвиг между атомным переходом ПСО под номером 1 (самый высокочастотный переход) для σ^+ -излучения и реперным переходом $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (при нулевом магнитном поле) и используя кривую сдвига частоты перехода в зависимости от величины магнитного поля, которая приведена на правой вставке к рис. 5а.

2) Используя зависимость отношения A/a от величины магнитного поля, показанное на вставке к рис. 10. Заметим, что в этом случае нет необходимости в реперной частоте. Калиевую наноячейку можно зафиксировать на столе, перемещающемся с микрометрическим шагом, так что смещение наноячейки позволяет картографировать сильнонеоднородное магнитное поле с пространственным разрешением 350 нм [29].

Сигнал СО имеет малую расходимость, относительно высокую мощность (несколько процентов

от мощности падающего излучения), линейный отклик, сохраняющийся до мощностей P_L в несколько милливатт, и большое отношение сигнал-шум. Следовательно, метод ПСО может использоваться для дистанционного мониторинга и определения как однородных, так и сильнонеоднородных магнитных полей в широком диапазоне вплоть до 10 кГц (для сравнения с другими типами магнитометров см. работу [30]).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что несмотря на большую доплеровскую ширину линий атомных переходов калия использование метода ПСО и наноячейки толщиной 350 нм позволяет реализовать бездоплеровскую атомную спектроскопию. Малая ширина атомных линий с интенсивностями, соответствующими вероятностям переходов, позволила нам отдельно зарегистрировать по четыре близко расположенных атомных перехода, ответственных за D_1 -линии изотопов ^{39}K и ^{41}K . Реализованное спектральное разрешение с использованием только одного лазерного излучения является, по-видимому, одним из лучших на сегодняшний день. Аналогичное спектральное разрешение с использованием лазерного излучения одной поляризации может быть достигнуто при использовании хорошо отколлимированного калиевого атомного пучка (необходимая длина вакуумной трубы 4–5 м), что технически значительно сложнее. Несмотря на то что явление электромагнитно-индуцированной прозрачности обеспечивает значительно лучшее спектральное разрешение, для его реализации необходимы два лазерных пучка.

Во внешнем продольном магнитном поле для излучения с поляризациями σ^+ и σ^- формируются две отдельные группы, каждая из которых содержит по четыре атомных перехода 1–4. Показано, что ПСО-метод обеспечивает гораздо лучшее спектральное разрешение по сравнению с методом, использующим спектр поглощения паров в наноячейке толщиной $L = \lambda/2$, изложенным в работе [13], поскольку малая ширина линий переходов (30–50 МГц) позволяет избежать спектрального перекрытия близко расположенных линий атомных переходов, частотное расстояние между которыми 130 МГц.

Из пяти переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ при σ^+ -возбуждении и магнитном поле $B_0(^{39}\text{K}) \approx 170$ Гс остаются только три перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$, и к ним добавляется только один переход из группы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ (см. рис. 5); при этом образует-

ся группа переходов 1–4. Из семи переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$, 2 при σ^- -возбуждении в магнитном поле $B_0(^{39}\text{K}) \approx 170$ Гс остаются только три перехода $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$, и к ним добавляется только один переход из группы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$; при этом также образуется группа переходов 1–4. В магнитном поле $B_0(^{39}\text{K})$ интенсивности линий группы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ при σ^- -возбуждении превышают интенсивности линий группы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ при σ^+ -возбуждении, в то время как для перехода 4 ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$, см. рис. 5) интенсивность линии больше для σ^+ -возбуждения. Эти особенности поведения атомных переходов будут наблюдаться также для переходов, ответственных за D_1 -линии атомов ^{87}Rb , ^{41}K и ^{23}Na в магнитных полях, определяемых величинами $B_0(^{87}\text{Rb}) \approx 2.4$ кГс, $B_0(^{41}\text{K}) \approx 90$ Гс и $B_0(^{23}\text{Na}) \approx 600$ Гс. Особый интерес представляет применение ПСО-метода с использованием натриевой наночастицы. Ожидается, что это позволит обойти очень большое доплеровское уширение (около 1.5 ГГц) линий атомов Na.

При $B \gg B_0$ возникает высокая симметрия для двух групп (состоящих из четырех атомных переходов 1–4); каждая из этих групп является зеркальным отображением другой группы относительно частоты перехода $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$, что является дополнительным доказательством полного ПБС режима. В этом случае явление дихроизма отсутствует. Такая высокая симметрия будет наблюдаться и для атомных переходов, ответственных за D_1 -линии атомов ^{87}Rb , ^{41}K и ^{23}Na , в магнитных полях, определяемых соответствующей величиной B_0 .

Результаты основанных на применении метода СО исследований калиевой наночастицы в сильном постоянном магнитном поле могут быть использованы для разработки оптических магнитометров с нанометровым локальным пространственным разрешением для определения как однородных, так и сильнонеоднородных магнитных полей, включая дистанционный мониторинг. Представляет практический интерес и широко перестраиваемый частотный репер с использованием атомных переходов 1–4 (см. рис. 10). Следует отметить, что недавно разработанная (и уже используемая) стеклянная наночастица [31] позволит сделать ПСО-метод более доступным для исследователей.

Один из авторов (А. С.) благодарит сотрудников Университета Дарема за предоставленные во время пребывания хорошие условия для научной работы. Два автора (А. С. и Д. С.) благодарны А. С. Саркисяну за изготовление калиевой наночастицы, а также А. Папояну и Г. Ахумяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Саргсян, Э. Клиндер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **104**, 222 (2016).
2. A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoian, C. Leroy, and D. Sarkisyan, J. Opt. Soc. Amer. B **34**, 776 (2017).
3. A. Sargsyan, A. Papoian, I. G. Hughes, Ch. S. Adams, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. **42**, 1476 (2017).
4. Э. Клиндер, А. Саргсян, К. Леруа, Д. Саркисян, ЖЭТФ **152**, 641 (2017).
5. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, Phys. Rev. A **51**, 1959 (1995).
6. D. Bloch, M. Ducloy, N. Senkov, V. Velichansky, and V. Yudin, Laser Phys. **6**, 670 (1996).
7. K. Pahwa, L. Mudarikwa, and J. Goldwin, Opt. Express **20**, 17456 (2012).
8. A. Lampis, R. Culver, B. Mesyeri, and J. Goldwin, Opt. Express **24**, 15494 (2016).
9. B. Zlatkovic, A. J. Krmpot, N. Sibalic, M. Radonjic, and B. M. Jelenkovic, Las. Phys. Lett. **13**, 015205 (2016).
10. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Happer, Phys. Rev. A **84**, 063410 (2011).
11. M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, Comput. Phys. Comm. **189**, 162 (2015).
12. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, D. Sarkisyan, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
13. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, Europhys. Lett. **110**, 23001 (2015).
14. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saitiel, A. Papoian, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, Europhys. Lett. **63**, 35 (2003).
15. D. A. Smith and I. G. Hughes, Amer. J. Phys. **72**, 631 (2004).
16. J. A. Zielinska, F. A. Beduini, N. Godbout, and M. W. Mitchell, Opt. Lett. **37**, 524 (2012).

17. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, *Phys. Rev. A* **42**, 2766 (1990).
18. E. B. Aleksandrov, M. P. Chaika, and G. I. Khvostenko, *Interference of Atomic States*, Vol. 7 of Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, Springer-Verlag (1993).
19. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford Univ. Press, Oxford, New York (2010), pp. 55–62.
20. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan, and M. Auzinsh, *J. Opt. Soc. Amer. B* **31**, 1046 (2014).
21. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S. R. Rochester, V. V. Yaschuk, and A. Weis, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002).
22. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
23. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *J. Phys. B* **45**, 215005 (2012).
24. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
25. M. A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *J. Phys. B* **47**, 075005 (2014).
26. А. Саргсян, А. Амирян, Т. А. Вартамян, Д. Саркисян, *Опт. и спектр.* **121**, 848 (2016).
27. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Phys. B* **49**, 075001 (2016).
28. A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, and W. Gawlik, *Opt. Lett.* **39**, 2270 (2014).
29. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
30. *Optical Magnetometry*, ed. by D. Budker and D. F. J. Kimball, Cambridge Univ. Press (2013), p. 432.
31. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, B. Gmeiner, V. Sandoghdar, and C. S. Adams, *J. Phys.: Conf. Ser.* **635**, 122006 (2015).