

## ПРИМЕНЕНИЕ АТОМНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

А. Саргсян, А. С. Саркисян, А. Тоноян, Д. Саркисян\*

УДК 543.42;620.3

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2021-88-6-829-835>

Институт физических исследований НАН Армении,  
Аштарак 0203, Армения; e-mail: sarkdav@gmail.com

(Поступила 30 августа 2021)

С использованием спектра селективного отражения (СО) лазерного излучения от границы поверхности диэлектрического окна спектроскопической наноячейки с парами атомов рубидия измерена величина приложенного к наноячейке магнитного поля. Предлагается метод расчета магнитной индукции  $B$  в диапазоне 0.1—6.0 кГс на основе отношения частотных интервалов между атомными переходами, который существенно упрощает определение  $B$ , в частности, отсутствует необходимость наличия реперного спектра при  $B = 0$ . Для реализации процесса СО используется 300-нм столб паров атомов Rb, при этом формируются атомные переходы с суб-доплеровской спектральной шириной 80—90 МГц. Это приводит к частотному разделению переходов в спектре СО. Спектр СО может быть проанализирован с помощью специально созданной компьютерной программы, ускоряющей обработку данных. Малая толщина столба паров позволяет осуществить высокое пространственное разрешение, что важно в случае неоднородных магнитных полей.

**Ключевые слова:** селективное отражение, магнитное поле, атом рубидия, наноячейка.

Using the spectrum of selective reflection (SR) of laser radiation from the boundary of the surface of the dielectric window of the spectroscopic nanocells – pairs of rubidium atoms, the value of the magnetic field applied to the nanocell is measured. A method is proposed for calculating the magnetic induction  $B$  in the range of 0.1–6.0 kG based on the ratio of the frequency intervals between atomic transitions, which greatly simplifies the determination of  $B$ , particularly, there is no need for a reference spectrum at  $B = 0$ . To implement the SR process a 300-nm column of vapors of Rb atoms is used, and atomic transitions with a sub-Doppler spectral width of 80–90 MHz are formed. This leads to frequency separation of transitions in SR spectrum that is important for the proposed method. SR spectrum can be analyzed using a specially designed computer program that accelerates the data processing. The small thickness of the vapor column allows high spatial resolution, which is important in the case of inhomogeneous magnetic fields.

**Keywords:** selective reflection, magnetic field, rubidium atom, nanocell.

**Введение.** При изучении магнитооптических процессов с использованием паров атомов щелочных металлов часто необходимо создание сильных магнитных полей в интервале 0.1—10 кГс [1—3]. В частности, в сильных магнитных полях, которые определяются из условия  $B \gg B_0 = A_{\text{HFS}}/\mu_B$ , где  $A_{\text{HFS}}$  — коэффициент связи сверхтонкой структуры для нижнего основного уровня,  $\mu_B$  — магнетон Бора (константы приведены в [4]), происходит разрыв связи полного углового момента электронов  $\mathbf{J}$  и спина ядра  $\mathbf{I}$  атома [3]. В этом случае, известном как режим Пашена—Бака для сверхтонкой структуры атома (ПБС) [3, 5], поведение атомных уровней описывается проекциями  $m_J$  и  $m_I$ . Для ато-

## APPLICATION OF ATOMIC SPECTROSCOPY TO MEASURING STRONG INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELDS

A. Sargsyan, A. Sarkisyan, A. Tonoyan, D. Sarkisyan\* (Institute for Physical Research of the National Academy of Sciences of Armenia, Ashtarak 0203, Armenia; e-mail: sarkdav@gmail.com)

\* Автор, с которым следует вести переписку.

мов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$   $B_0 = 0.7, 2.4$  и  $1.7$  кГс соответственно. Следовательно, для реализации полного режима ПБС необходимы сильные магнитные поля. В работе [6] описан компактный оптический изолятор на парах атомов  $^{87}\text{Rb}$ , которые содержатся в ячейке миллиметровой длины. Наилучшие параметры изолятора достигаются в случае приложения к ячейке магнитного поля 6 кГс. В работе [7] в парах атомов Rb ( $D_2$ -линия) исследован процесс насыщенного поглощения в схеме встречных пучков (пробного и накачивающего излучений) в магнитных полях 0.5—1.5 кГс, обнаружены особенности в спектре так называемого “кроссового” резонанса. В работе [8] в ячейку длиной 2 мм, которая содержит пары атомов  $^{87}\text{Rb}$ , направлялось излучение с  $\lambda = 776, 780$  и  $795$  нм и прикладывалось магнитное поле 6 кГс. В результате четырехволнового параметрического процесса генерировалось новое излучение с  $\lambda = 762$  нм. В работе [9] исследован спектр пропускания ячейки с парами атомов Rb ( $D_1$ -линия) и показано, что при магнитных полях  $>4$  кГс в спектре присутствуют только 10 атомных переходов. В [10] использована ячейка толщиной 40 мкм, заполненная парами атомов Rb, и рассмотрен процесс насыщенного поглощения в схеме встречных пучков в магнитных полях 0.2—6 кГс. Осуществлялась стабилизация частоты диодного лазера на сильно смещенных по частоте (относительно начальных невозмущенных переходов) узких оптических резонансах. Магнитные поля 0.5—6.0 кГс необходимы также для формирования так называемых магнитно-индуцированных атомных переходов щелочных металлов с нулевой вероятностью в отсутствие внешнего магнитного поля и большой вероятностью при его наличии [11]. В настоящее время с целью формирования сильных магнитных полей широко используются сильные постоянные магниты из сплава неодим-железо-бор, которые в непосредственной близости от поверхности создают магнитные поля  $B \sim 4$  кГс, однако при этом возникает сильный градиент  $\sim 100$  Гс/мм. В случае ячеек микронной и субмикронной толщины магнитное поле в столбе паров атомов изменяется слабо. Применяя сантиметровые ячейки и специальную конфигурацию из восьми постоянных магнитов, можно достичь приемлемой однородности магнитного поля [7].

В работах [9, 10] при расчете магнитной индукции  $B$  с помощью дополнительной ячейки с парами атомов рубидия регистрируется частотный репер при  $B = 0$ , который используется для измерения частотного сдвига атомного перехода от исходного (реперного) перехода и определения  $B$ . Недостаток метода в том, что в сильных магнитных полях частотное расстояние между сильно смещенными по частоте атомными переходами Rb относительно исходного (реперного) перехода может достигать нескольких гигагерц, что, как правило, превышает область линейного сканирования частоты лазера и приводит к большой погрешности в определении  $B$ . В работе [12] предложен другой метод определения  $B$ , суть которого в следующем. Как известно, в сильных магнитных полях может происходить значительная модификация вероятности атомного перехода. В интервале 0.1—7.0 кГс найдены атомные переходы, вероятность которых при определенных  $B$  уменьшается до нуля; предлагается использовать эти переходы для определения  $B$ . Недостаток метода — необходимость экспериментально регистрировать атомный переход очень малой амплитуды, что в условиях присутствия шумов в экспериментальном спектре поглощения может привести к большой погрешности в определении  $B$ .

В настоящей работе экспериментально продемонстрировано, что, регистрируя спектр селективного отражения (СО) лазерного излучения от границы диэлектрического окна спектроскопической наноячейки с парами атомов рубидия толщиной  $L \sim 300$  нм, можно определить величину приложенного к наноячейке магнитного поля даже в случае высокой пространственной неоднородности поля. При этом отсутствует необходимость в наличии частотного репера при  $B = 0$ .

**Расчет.** Теория для расчета вероятности атомного перехода и его частотного положения в магнитном поле с использованием матрицы гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры подробно изложена в ряде работ (см., например, [13—17]). На рис. 1, а приведены зависимости вероятностей атомных переходов  $F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 1, 2$  атомов  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_1$ -линия) при возбуждении излучением с циркулярной поляризацией  $\sigma^+$  в зависимости от магнитной индукции  $B$  (приложено продольное магнитное поле). Видно, что вероятности переходов 1—3 и 10 увеличиваются с ростом  $B$ . Это подтверждается экспериментально и важно для их применения в случае метода СО. На рис. 1, б продемонстрировано частотное поведение переходов  $F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 2$  (переходы 1—3 и 10) атомов  $^{87}\text{Rb}$  и переходов 4—9 атомов  $^{85}\text{Rb}$  в зависимости от  $B$  (переходы 4—8:  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ ; переход 9:  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$  (приведены только представляющие интерес для настоящей работы переходы)). Важно отметить, что переходы 1 и 2 атомов  $^{87}\text{Rb}$  вплоть до  $B = 6$  кГс не имеют пересечений с переходами атомов  $^{85}\text{Rb}$ , а переход 10 при  $B > 1500$  Гс имеет всего пять пересечений с переходами  $^{85}\text{Rb}$ , вероят-

ность которых уменьшается с увеличением  $B$ . Это подтверждается экспериментально и важно для переходов  $^{87}\text{Rb}$  в методе СО (переходы 1' и 2' не показаны, так как при  $B > 500$  Гс не регистрируются).

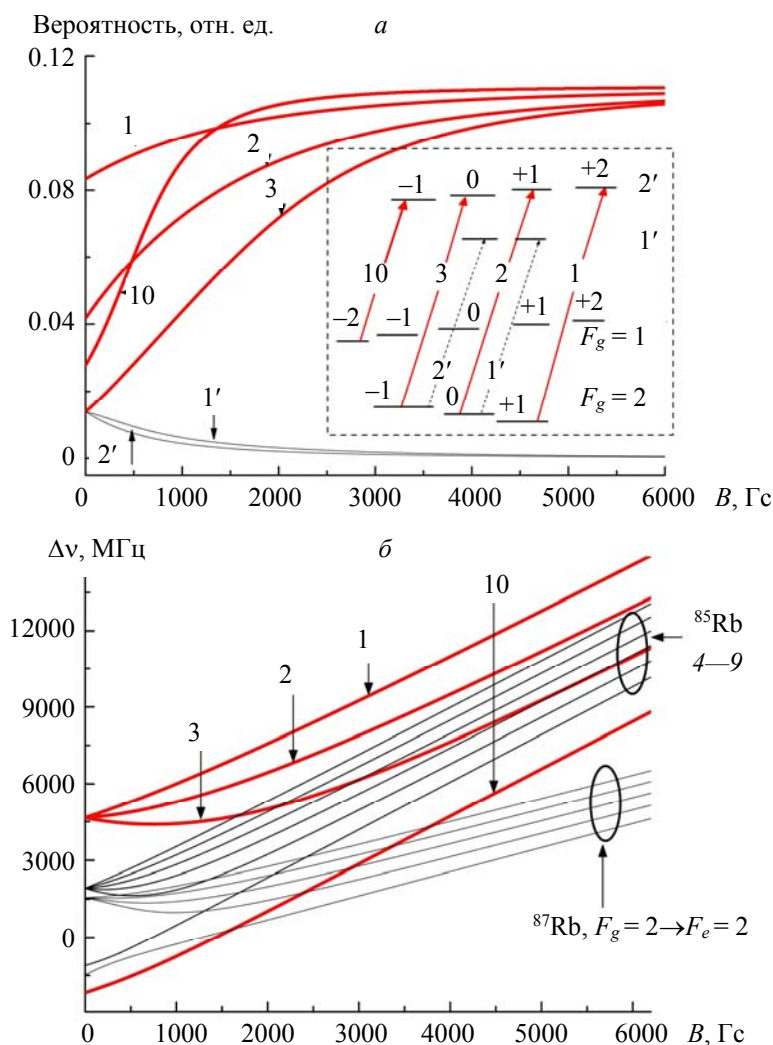


Рис. 1. Зависимости вероятности атомных переходов  $F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 1, 2$  атомов  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_1$ -линия) от магнитной индукции при возбуждении поляризациями  $\sigma^+$  при  $B > 500$  Гс (а); б — зависимости частотного поведения атомных переходов  $^{87}\text{Rb}$   $F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 2$  и переходов атомов  $^{85}\text{Rb}$  от магнитной индукции; на вставке — диаграмма с номерами переходов

**Эксперимент.** Эффекту СО лазерного излучения от границы паров атомов щелочных металлов и окна (диэлектрик) спектроскопических ячеек толщиной 1—10 см посвящено большое количество работ (см., например, [18, 19]). Интерес вызван формируемым при СО суб-доплеровским спектром, а также большим коэффициентом отражения, что обуславливает его практические применения. В [20, 21] показано, что процесс СО излучения при использовании наноячейки (НЯ) толщиной  $L < \lambda/2$ , где длина волны излучения, резонансного с соответствующим атомным переходом, позволяет формировать спектрально узкие атомные переходы, что важно при большом количестве близко расположенных по частоте переходов, как это имеет место в сильных магнитных полях. При этом удобно использовать производную спектра СО (ПСО) [21]. Экспериментальная схема достаточно проста: используется излучение диодного лазера с внешним резонатором (лазер ECDL, выпускаемый под товарной маркой VitaWave [22]) с  $\lambda = 795$  нм и шириной линии  $\sim 1$  МГц. Для спектральной узости СО излучение следует направлять близко к нормали к окнам НЯ. Оба окна НЯ клиновидные, чтобы отраженные от внешних поверхностей окон пучки и отраженный СО пучок разделялись [20].

НЯ имеет тонкий сапфировый отросток-резервуар, заполненный металлическим Rb, нагревается до температуры  $\sim 130^\circ\text{C}$ , что обеспечивает концентрацию атомов  $N \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (дополнительные детали НЯ приведены в [20]). При увеличении температуры НЯ сигнал СО возрастает, при этом происходит его спектральное уширение. Излучение зарегистрировано фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent, позволяющий в реальном масштабе времени формировать сигнал ПСО. Для селекции сигнала СО использован интерференционный фильтр IF с шириной пропускания 10 нм, для формирования пучка диаметром 1 мм — диафрагма, для формирования больших  $B$  — откалиброванный с помощью магнитометра Teslameter HT201 сильный постоянный магнит из сплава неодим-железо-бор, помещенный вблизи заднего окна НЯ. Величина  $B$  варьировалась изменением расстояния до окна.

**Результаты и их обсуждение.** На рис. 2 представлен спектр ПСО атомов  $^{85}\text{Rb}$  (переходы 4—9) и  $^{87}\text{Rb}$  (переходы 1—3 и 10), когда к НЯ приложено продольное магнитное поле  $B = 2450 \pm 20 \text{ Гс}$  (погрешность определения  $B$  обусловлена неоднородностью магнитного поля и миллиметровыми размерами измерительной головки Teslameter HT201). Толщина НЯ  $L \sim 300 \text{ нм}$ , мощность лазерного излучения 10 мкВт, мощность сигнала СО  $\sim 1 \text{ мкВт}$ . Амплитуды и частотные положения атомных переходов хорошо согласуются с экспериментом (профили линий ПСО и поглощения несколько различаются). При измерении частотных интервалов  $a(v_1-v_{10})$  и  $b(v_1-v_2)$  их отношение наносилось на расчетную кривую (рис. 3), по которой независимо определялась величина  $B$ . Отношение  $a/b = 5.1 \pm 0.05$  найдено усреднением по пяти спектрам при сканировании частоты лазера. Видно хорошее согласие эксперимента с расчетной кривой. Погрешность определения  $a/b$  (следовательно, и  $B$ ) обусловлена в первую очередь нелинейностью сканирования частоты ECDL-лазера в широком частотном интервале [23]. С этой точки зрения более целесообразно использование лазера с распределенной обратной связью (distributed feedback, DFB), линейность сканирования которого обеспечивается в частотном интервале  $>20 \text{ ГГц}$  [24]. В случае DFB-лазера погрешность определения  $B < 1\%$ . Обработка спектра СО для определения  $B$  на основе отношения  $a(v_1-v_{10})/b(v_1-v_2)$  может проводиться с помощью непосредственно его анализа, а также доступной компьютерной графической программы, например Origin. Вручную легко определяются интервалы  $a(v_1-v_{10})$  и  $b(v_1-v_2)$  между атомными переходами. При этом специально написанная компьютерная программа (НКП) существенно ускоряет обработку данных. Она предназначена для вычисления  $B$  с помощью анализа спектра, который подается на компьютер. НКП находит значимые максимумы, из них выделяет девять наиболее крупных, располагая их в порядке возрастания координат, затем вычисляет отношение разностей координат определенным образом выбранных максимумов, по которому с помощью файла зависимости поля от отношения (рис. 3) находится  $B$ . НКП выводит координаты и амплитуды максимумов, отношение  $a/b$  и  $B$  за доли секунды.

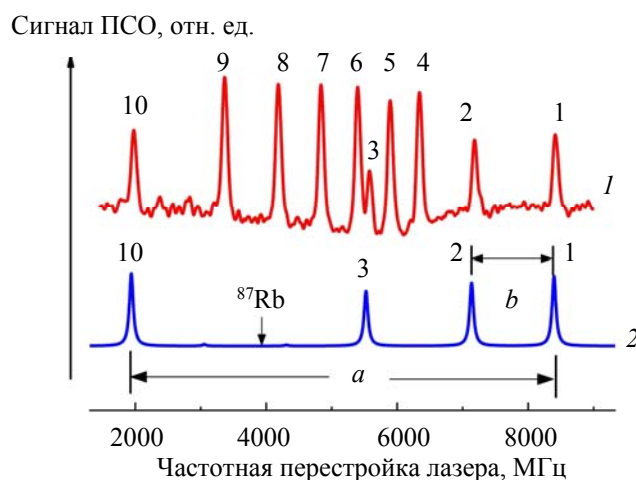


Рис. 2. Спектр ПСО атомов  $^{85}\text{Rb}$  (переходы 4—9) и  $^{87}\text{Rb}$  (1—3 и 10),  $B \sim 2450 \text{ Гс}$ ,  $L \sim 300 \text{ нм}$  (1), а также расчетный спектр поглощения  $^{87}\text{Rb}$  (2)

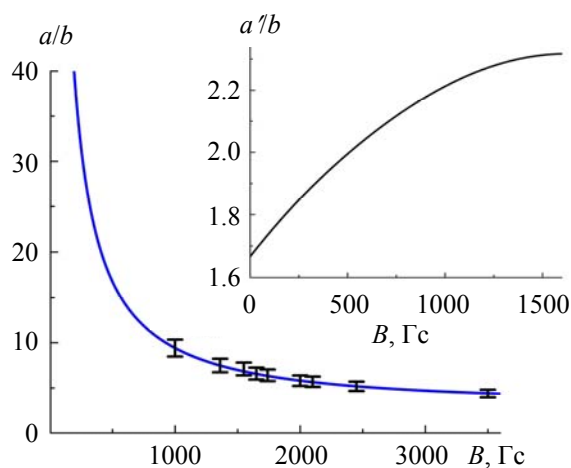


Рис. 3. Расчетная зависимость отношения  $a(v_1-v_{10})/b(v_1-v_2)$  от магнитной индукции, точки — экспериментальные результаты; на вставке — расчетная зависимость отношения  $a'(v_1-v_3)/b(v_1-v_2)$  от магнитной индукции

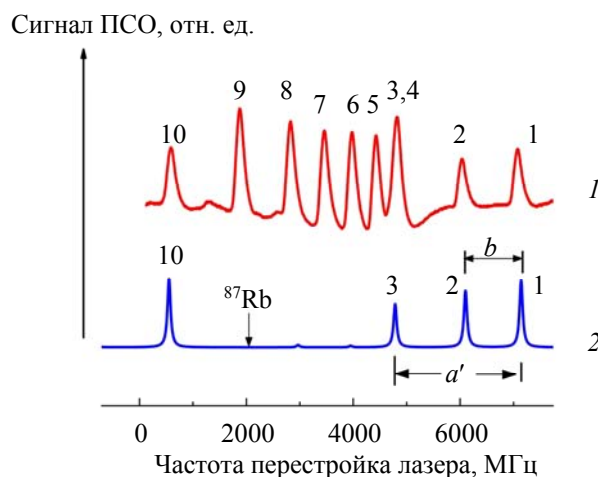


Рис. 4. Спектр ПСО атомов  $^{85}\text{Rb}$  (переходы 4—9) и  $^{87}\text{Rb}$  (1—3 и 10),  $B \sim 1740$  Гс,  $L \sim 300$  нм (1), а также расчетный спектр поглощения  $^{87}\text{Rb}$  (1—3 и 10) (2); амплитуды и частотные положения переходов  $^{87}\text{Rb}$  совпадают с экспериментом

На рис. 4 (кривая 1) показан спектр ПСО атомов  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$ , когда к НЯ толщиной  $L \sim 300$  нм приложено поле  $B = 1740 \pm 15$  Гс, мощность лазера 10 мВт, мощность сигнала СО  $\sim 1$  мВт. Измерение  $a/b = 6.3 \pm 0.05$  проводилось усреднением по пяти спектрам при сканировании частоты лазера. В случае НЯ, заполненной только атомами  $^{87}\text{Rb}$ , в спектре СО отсутствуют переходы атомов  $^{85}\text{Rb}$ . Расчетный спектр поглощения атомов  $^{87}\text{Rb}$  (кривая 2) хорошо согласуется с экспериментальным. Из сравнения спектров 1 и 2 видно, что переход 3 атома  $^{87}\text{Rb}$  при  $B \sim 1740$  Гс полностью перекрывается по частоте с переходом 4 атома  $^{85}\text{Rb}$ . В случае НЯ, заполненной только атомами  $^{87}\text{Rb}$ , это перекрытие отсутствует. Измеряя частотные интервалы  $a'(v_1-v_3)$  и  $b(v_1-v_2)$  и их отношение  $a'(v_1-v_3)/b(v_1-v_2)$ , по расчетной кривой  $a'/b$  можно определить относительно малые величины  $B < 1500$  Гс (рис. 3, вставка). При малых полях применение перехода 10 нецелесообразно, так как он пересекается с переходами  $^{85}\text{Rb}$  с нижнего уровня  $F_g = 3$  (на рис. 1, б не показаны). Отметим, что расходимость СО излучения мала (такая же, как у направляемого на НЯ излучения), поэтому сигнал СО можно регистрировать на расстоянии  $\sim 10$  м в направлении, противоположном падающему на НЯ излучению, т. е. обеспечивается необходимый в ряде случаев дистанционный мониторинг магнитного поля.

**Заключение.** Метод определения магнитной индукции в широком интервале магнитных полей продемонстрирован на основе измерения спектров селективного отражения лазерного излучения от наноячейки. Измерено отношение частотных интервалов между переходами  $F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 2$  атомов  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_1$ -линия) при использовании излучения с циркулярной поляризацией  $\sigma^+$ . Обработка спектра селективного отражения для определения магнитной индукции может проводиться как путем непосредственно анализа, например, с помощью программы Origin, так и с использованием специально написанной компьютерной программы, которая может выводить координаты и амплитуды максимумов, отношения частотных интервалов и значения магнитной индукции в реальном масштабе времени. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими. К достоинствам метода селективного отражения следует отнести отсутствие необходимости наличия исходного (реперного) спектра при  $B = 0$ , что технически упрощает измерение. Кроме того, физические свойства атомов не меняются, отсутствует необходимость калибровки метода (для коммерческих магнетометров такая необходимость существует). Метод селективного отражения может обеспечить дистанционный мониторинг магнитного поля (до 10 м) с высоким ( $\sim 300$  нм) пространственным разрешением. В случае наноячейки, заполненной только атомами  $^{87}\text{Rb}$ , в спектре селективного отражения отсутствуют переходы атомов  $^{85}\text{Rb}$ , которые в ряде случаев мешают, поэтому при наличии диодного лазера, обеспечивающего линейность сканирования частоты в широком интервале, можно с погрешностью  $< 1\%$  измерять магнитную индукцию в диапазоне  $0.03\text{—}10$  кГс. Использование наноячейки, заполненной парами атомов Na, для определения магнитных полей может иметь техническое преимущество: излучение селективного отражения находится в видимой области ( $\lambda = 590$  нм), а количество атомных переходов небольшое, как для атомов  $^{87}\text{Rb}$  [25].

- [1] D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S. R. Rochester, V. V. Yaschuk, A. Weis. *Rev. Mod. Phys.*, **74**, (2002) 1153—1201
- [2] E. B. Alexandrov, M. P. Chaika, G. I. Khvostenko. *Interference of Atomic States*, Springer-Verlag, Berlin (1993)
- [3] B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, W. Happer. *Phys. Rev. A*, **84** (2011) 063410
- [4] M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, I. G. Hughes. *Comput. Phys. Commun.*, **189** (2015) 162—174
- [5] A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan. *Opt. Lett.*, **37** (2012) 1379—1381
- [6] L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, C. S. Adams. *Opt. Lett.*, **37** (2012) 3405
- [7] S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, E. Arimondo. *Phys. Rev. A*, **92** (2015) 063810
- [8] D. J. Whiting, Renju S. Mathew, J. Keaveney, C. S. Adams, I. G. Hughes. *J. Modern Opt.*, **65** (2018) 713—722
- [9] G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan, M. Auzinsh. *Opt. Commun.*, **284** (2011) 4007—4012
- [10] A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, W. Gawlik. *Opt. Lett.*, **39** (2014) 2270
- [11] A. Sargsyan, E. Klinger, A. Amiryan, A. Tonoyan, D. Sarkisyan. *Phys. Lett. A*, **390** (2021) 127114
- [12] R. Momier, A. Aleksanyan, E. Gazazyan, A. Papoyan, C. Leroy. *J. Quant. Spectr. Radiat. Transf.*, **257** (2020) 107371
- [13] P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr. *Phys. Rev. A*, **42** (1990) 2766—2773
- [14] M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester. *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford University Press, ISBN 978-0-19-956512-2 (2010)
- [15] A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34** (2017) 776—784
- [16] А. Саргсян, А. Тоноян, Г. Ахумян, Д. Саркисян. *Письма в ЖЭТФ*, **106** (2017) 669—674
- [17] A. Tonoyan, A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, D. Sarkisyan. *EuroPhys. Lett.*, **121** (2018) 53001
- [18] G. Nienhuis, F. Schuller, M. Ducloy. *Phys. Rev. A*, **38** (1998) 5197—5205
- [19] A. Weis, V. A. Sautenkov, T. W. Hansch. *Phys. Rev. A*, **45** (1992) 7991—7996

- 
- [20] **А. Саргсян, Э. Клиnger, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян.** Письма в ЖЭТФ, **104**, № 4 (2016) 222—228
- [21] **A. Sargsyan, A. Papoyan, I. G. Hughes, C. S. Adams, D. Sarkisyan.** Opt. Lett., **42**, N 8 (2017) 1476—1479
- [22] **V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, V. L. Velichansky.** Rev. Sci. Instrum., **77** (2006) 013102
- [23] **E. Klinger, H. Azizbekyn, A. Sargsyan, C. Leroy, D. Sarkisyan, A. Papoyan.** Appl. Opt., **59**, N 8 (2020) 2231—2237
- [24] **A. Krasteva, P. Gosh, S. Gateva, S. Tsvetkov, D. Sarkisyan, A. Sargsyan, T. Vartanyan, S. Cartaleva.** Phys. Scripta, **95** (2020) 015404
- [25] **R. Momier, A. Papoyan, C. Leroy.** J. Quant. Spectr. Radiat. Transf., **272** (2021) 107780