

# Расщепление резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности на атомах $^{85}\text{Rb}$ в сильных магнитных полях вплоть до режима Пашена–Бака

А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян<sup>1)</sup>

Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак-2, Армения

Поступила в редакцию 29 июня 2012 г.

Исследован процесс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) с использованием 30-микронной ячейки, заполненной парами атомов рубидия и буферного газа неона в сильных магнитных полях вплоть до 1.7 кГс. Для формирования ЭИП-резонанса в  $\Lambda$ -системе атомов  $^{85}\text{Rb}$ , D<sub>1</sub>-линии используются два непрерывных узкополосных ( $\sim 1$  МГц) диодных лазера с длинами волн 795 нм. В продольном магнитном поле ЭИП-резонанс расщепляется на пять компонент. Продемонстрировано, что с увеличением магнитного поля частоты пяти ЭИП-компонент смещаются либо в высокочастотную, либо в низкочастотную область: это зависит от частота пробного лазера  $\nu_P$ . Показано, что для обеих случаев при полях  $> 1$  кГс начинает проявляться режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС) атомов  $^{85}\text{Rb}$ . Режим ПБС проявляется в том, что частотные наклоны всех пяти ЭИП-компонент с увеличением магнитного поля асимптотически стремятся к той же фиксированной величине. Эксперимент находится в хорошем согласии с теорией.

Эффект когерентного пленения населения (КПН) и обусловленный им процесс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) нашли широкие практические применения в метрологии, магнитометрии, в замедлении скорости света и оптической записи информации, в задачах квантовой коммуникации и т.д. (см. обзоры [1–3]). В частности, большой практический интерес представляет разработка атомных часов нового поколения [4, 5]. На основе КПН созданы магнитометры для прецизионных измерений слабых магнитных полей, а также некоторые другие приложения, описанные в обзорах [2, 3, 6]. Поведение ЭИП-резонанса в магнитных полях до величин в несколько сотен Гс для атомов Na описано в [7]. Отсутствие работ по изучению ЭИП при больших полях ( $> 500$  Гс), возможно, объясняется относительной сложностью реализации сильных однородных магнитных полей, поскольку ЭИП-резонансы формируются в ячейках длиною в несколько сантиметров, заполненных парами атомов щелочных металлов. Важным преимуществом использования тонкого столба паров атомов с  $L = 30$  мкм является возможность применения сильных перманентных магнитов (ПМ), которые могут создавать поля  $B$  в несколько тысяч Гс на расстояниях в несколько сантиметров. Поле таких ПМ, сильно неоднородное. Его градиент может достигать 100–200 Гс/мм. Это исключает

возможность использования ячеек сантиметровой длины. В то же время из-за малой толщины столба паров изменение величины  $B$  на несколько порядков меньше самой измеряемой величины. В ячейку добавляется также и буферный газ (неон) с давлением  $\sim 100$  Торр по следующей причине. В работах [8, 9] было показано, что при формировании ЭИП-резонанса в  $\Lambda$ -системе при использовании ячеек микронной толщины важным условием является малая величина расстройки  $\Delta$  между частотой связывающего лазера и соответствующим атомным переходом. При больших величинах магнитного поля автоматически возникает большая частотная расстройка  $\Delta$ . В этом случае в формировании ЭИП участвуют атомы, которые летят в направлении лазерного излучения  $z$  со скоростью  $V_z = 2\pi\Delta/k$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ . Это приводит к уменьшению времени пролета  $\tau = L/V_z$  (где  $L$  – расстояние между окнами ячейки) и, следовательно, к быстрому увеличению скорости дефазировки когерентности ( $\Gamma_{12} = 1/2\pi\tau$ ) для двух нижних уровней  $\Lambda$ -системы (столкновение со стенкой с большой вероятностью обеспечивает переброску атома между нижними уровнями [9]). Возрастание величины  $\Gamma_{12}$  приводит к быстрому уменьшению амплитуды и возрастанию ширины ЭИП-резонанса. Наличие буферного газа ( $\sim 100$  Торр) сильно уменьшает длину свободного пробега атома (до  $\sim 1$  мкм). В результате он не долетает до стенок 30 микрометровой ячейки [8].

<sup>1)</sup> e-mail: davsark@yahoo.com

В настоящем письме сообщается об экспериментальных исследованиях поведения ЭИП-резонанса в сильных магнитных полях вплоть до 1.7 кГс с использованием 30 микрометровой ячейки с парами атомов Rb и буферного газа (неона). Показано, что в Л-системе атомов  $^{85}\text{Rb}$  D<sub>1</sub>-линии в продольном магнитном поле ЭИП-резонанс расщепляется на пять компонент, частотное поведение которых зависит от конфигурации частот пробного и связывающего излучений и от величины магнитного поля. Показано также, что исследование характеристик ЭИП-компонент при больших магнитных полях позволяет легко обнаружить “включение” режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атомов, т.е. режим разрыва связи полного углового момента электрона  $\mathbf{J}$  и магнитного момента ядра  $\mathbf{I}$ .

Схема экспериментальной установки: изображена на рис. 1. Были использованы излучения двух не-

ровую ячейку (МЯ) (помещенную в печку 3). Конструкция МЯ аналогична описанным в [10, 11]. Прямоугольные окна размерами  $20 \times 30 \text{ мм}^2$  и толщиной 2 мм были изготовлены из кристаллического граната, у которого отсутствует двулучепреломление. Для формирования клиновидного зазора в нижней и верхней частях (между окнами МЯ) помещались платиновые полоски толщиной 50 и 20 мкм, соответственно. Это обеспечивало плавное изменение толщины зазора по вертикали (между хорошо отполированными внутренними поверхностями окон МЯ) в интервале 20–50 мкм (в эксперименте использовалась толщина 30 мкм).

Часть пробного  $\nu_P$ -излучения направлялась на вспомогательную Rb наноячейку толщиной  $L = \lambda$  (6). С ее помощью формировался частотный репер: в спектре пропускания наноячейки формировались узкие оптические резонансы, селективные по атомным скоростям, расположенные точно на атомных переходах [12]. Регистрация излучений осуществлялась фотодиодами ФД-24К (5). Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и подавались на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B (8). Часть излучения лазера  $\nu_C$  направлялась на систему 7, для формирования сигнала “ошибки” и осуществления стабилизации частоты  $\nu_C$  [13]. Для формирования магнитных полей  $< 200$  Гс использовалась система катушек Гельмгольца, внутри которой помещались МЯ с печкой (на рис. 1 катушки не указаны). Для формирования сильных магнитных полей использовались постоянные магниты (ПМ) в виде дисков ( $\varnothing = 60 \text{ мм}$ , толщина  $\sim 30 \text{ мм}$ ) с отверстием  $\varnothing = 2 \text{ мм}$  для прохождения лазерного излучения.

Постоянные магниты крепились на двух немагнитных столиках (микроячейка помещалась между ними) с возможностью плавного изменения расстояния между ними. При сближении ПМ магнитное поле в микроячейке возрастало (методика измерения неоднородного магнитного поля приведена в [12]). С помощью призмы  $G_4$  излучение связывающего лазера отсекалось. Регистрировалось только пробное излучение. Для лучшей селекции пробного излучения на длине волн 795 нм применялся интерференционный фильтр (IF) с полосой пропускания на полувысоте 10 нм. Исследовалась Л-система атомов  $^{85}\text{Rb}$  D<sub>1</sub>-линии, показанная на диаграмме рис. 2. Здесь частота  $\nu_C$  находится в резонансе с переходом  $F_g = 3 - 2'$  (штрихом отмечены верхние уровни), а частота  $\nu_P$  сканируется по переходу  $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$ . При наличии внешнего продольного магнитного поля ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ , где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор лазерного излучения) фор-

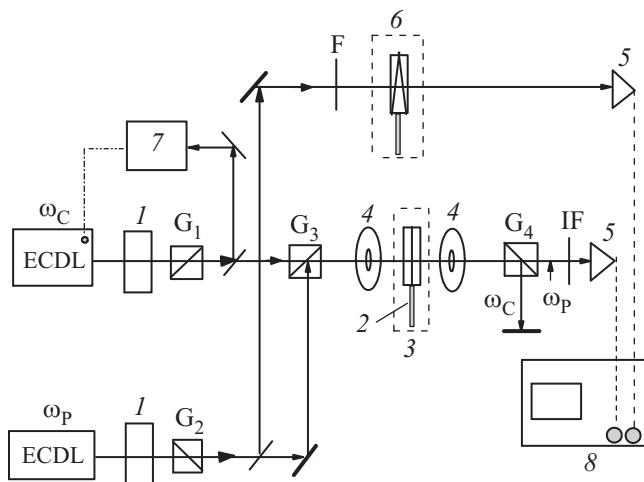


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ECDL – непрерывные узкополосные диодные лазеры с  $\lambda \approx 795 \text{ нм}$  и спектральной шириной  $\sim 1 \text{ МГц}$ , 1 – фарадеевские изоляторы,  $G_{1,2,3,4}$  – призмы Глана, 3 – МЯ в печке, 4 – ПМ, 5 – фотодиоды, 6 – вспомогательная Rb-наноячейка с толщиной  $L = \lambda$ , 7 – система для стабилизации частоты  $\nu_C$ ; 8 – четырехлучевой цифровой осциллограф

прерывных узкополосных диодных лазеров с внешним резонатором (extended cavity diode laser, ECDL) с длинами волн 795 нм и шириной  $\sim 1 \text{ МГц}$ . Один из лазеров (связывающий лазер) имел фиксированную частоту  $\nu_C$ , а второй (пробный лазер) – перестраиваемую частоту  $\nu_P$ . С помощью призм Глана  $G_1$  и  $G_2$  поляризации связывающего и пробного лазеров формировались линейными и взаимно перпендикулярными. Оба излучения диаметром  $\sim 1 \text{ мм}$  совмещались призмой Глана  $G_3$  и направлялись на 30 микромет-

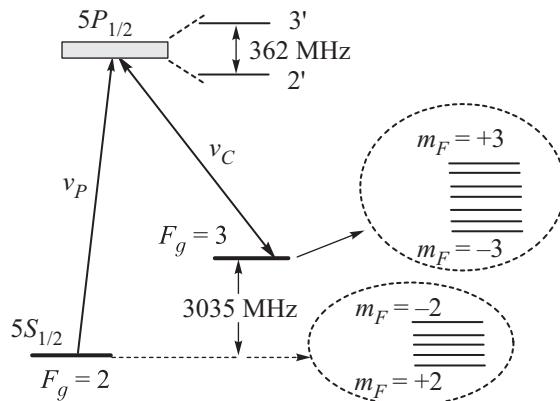


Рис. 2. Уровни атомов  $^{85}\text{Rb}$   $D_1$ -линии, участвующие в формировании ЭИП. При наличии магнитного поля в формировании ЭИП-компонент участвуют разные подуровни  $m_F$

мируются  $\Lambda$ -системы с участием разных подуровней  $m_F$  (см. рис. 2 и 5). Мощности связывающего ( $P_C = (1-30 \text{ мВт})$ ) и пробного ( $P_P < 1 \text{ мВт}$ ) лазеров подбирались таким образом, чтобы иметь малую спектральную ширину ЭИП-компонент при их хорошем контрасте. На рис. 3 приведены спектры про-

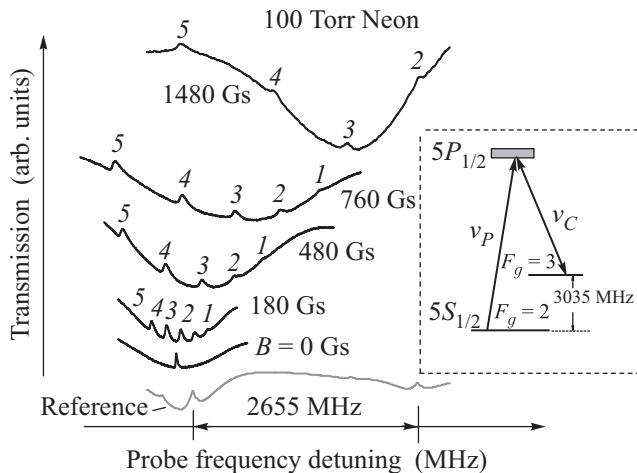


Рис. 3. Спектры пропускания пробного излучения при  $B = 0, 180, 480, 760$  и  $1480 \text{ Гс}$  (для удобства спектры смещены по вертикали). Нумерация ЭИП-компонент соответствует нумерации, приведенной на рис. 6. Использована МЯ с  $L = 30 \text{ мкм}$ , заполненная Rb и неоном. Температура  $100^\circ\text{С}$ . Конфигурация  $\nu_C$  и  $\nu_P$  показана на вставке (частота  $\nu_P$  сканируется по переходу  $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$ ). Нижняя серая кривая – реперная, полученная с помощью Rb наноячейки

пускания пробного излучения при возрастании магнитного поля от нуля до  $1480 \text{ Гс}$ . На рисунке ЭИП-компоненты отмечены номерами 1–5 (данная нумерация соответствует нумерации кривых, приведенных

на рис. 6). Конфигурация частот  $\nu_P$  и  $\nu_C$  показана на вставке к рис. 3. Амплитуды ЭИП-компонент плавно уменьшаются при увеличении магнитного поля, однако они изменены так, чтобы все пики были видны. Несмотря на то что с увеличением магнитного поля амплитуды ЭИП-компонент уменьшаются, вплоть до  $1.7 \text{ кГс}$  компоненты уверенно регистрируются без специальных технических ухищрений. Уменьшение амплитуд ЭИП-компонент обусловлено двумя причинами: с возрастанием магнитного поля происходит увеличение расстройки  $\Delta$  частоты  $\nu_C$  и соответствующего атомного перехода, а также (что более важно), уменьшение вероятностей атомных переходов для частот  $\nu_C$  и  $\nu_P$  [12–14].

На рис. 4 аналогичные спектры приведены для другой конфигурации частот  $\nu_C$  и  $\nu_P$ , показанной на

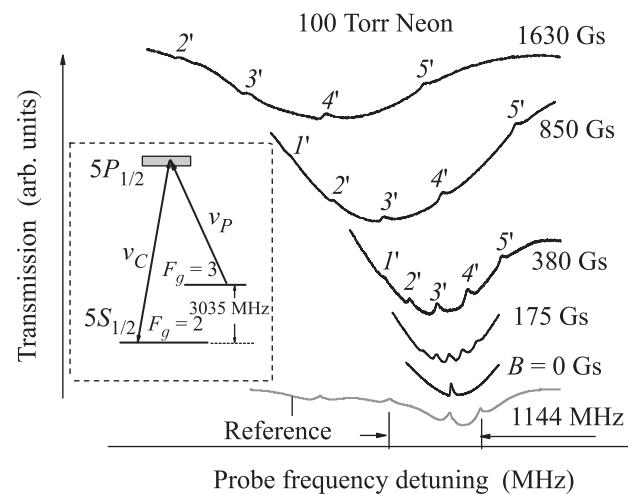


Рис. 4. Спектры пропускания пробного излучения при  $B = 0, 175, 380, 850$  и  $1630 \text{ Гс}$ . Нумерация ЭИП-компонент соответствует нумерации кривых на рис. 7. Конфигурация  $\nu_C$  и  $\nu_P$  показана в прямоугольнике (частота  $\nu_P$  сканируется по переходу  $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$ ). Нижняя серая кривая – реперная

вставке. Магнитное поле здесь возрастает от нуля до  $1630 \text{ Гс}$ . ЭИП-компоненты отмечены номерами 1'–5', которые соответствуют нумерации на рис. 7.

На рис. 5 приведена расчетная зависимость поведения уровней сверхтонкой структуры атомов  $^{85}\text{Rb}$   $F_g = 2, 3$  от магнитного поля (кривые построены по известной модели, приведенной, к примеру, в [14, 15]). Следует отметить, что для атомов  $^{85}\text{Rb}$  при полях  $B \gg A_{\text{HFS}}/\mu_B \approx 700 \text{ Гс}$ , где  $A_{\text{HFS}}$  – коэффициент связи сверхтонкой структуры для  $5S_{1/2}$ , а  $\mu_B$  – магнетон Бора, происходит разрыв связи между  $\mathbf{J}$  и  $\mathbf{I}$ , расщепление уровней описывается проекциями  $m_J$  и  $m_I$  и имеет место режим ПБС [15–17].

Для формирования ЭИП-резонанса необходимо выполнение условия  $\nu_P - \nu_C = [E(F = 3, m_F) - E(F = 2, m_F)]/h$ . На рис. 6 и 7 приведены расчетные кривые для ЭИП-компонент с номерами 1–5 и 1'–5' для конфигурации частот, приведенных на вставках к рис. 3 и 4 соответственно. Черными квадратами отмечены экспериментальные результаты. Как видно из рис. 6 и 7, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теорией. Как показал эксперимент, в формировании ЭИП-компонент с номерами 1–5 (1'–5') участвует пять А-систем со следующими (см. рис. 5) подуровнями сверхтонкой структуры ( $F_g = 3, m_F$ ;

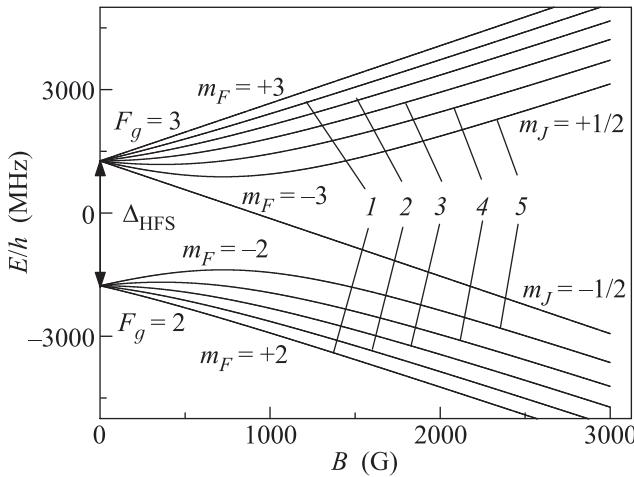


Рис. 5. Расчетные зависимости поведения уровней сверхтонкой структуры атомов  $^{85}\text{Rb}$   $F_g = 2, 3$  от величины магнитного поля. Цифрами отмечены подуровни с  $m_F$ , участвующие в формировании ЭИП-компонент с номерами 1–5

$F_g = 2, m_F$ : (3, +2; 2, +2), (3, +1; 2, +1), (3, 0; 2, 0), (3, -1; 2, -1) и (3, -2; 2, -2). Дополнительные ЭИП-компоненты с иным сочетанием нижних подуровней не зарегистрированы.

Как видно из рис. 6 (частота  $\nu_P$  сканируется по переходу  $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$ ), при  $B > 1\text{ кГс}$  частотные наклоны у всех кривых приобретают положительный знак, а их величины асимптотически стремятся к  $s = 2.8\text{ МГц/Гс}$  (см. вставку к рис. 6). Для случая же, приведенного на рис. 7, при  $B > 1\text{ кГс}$  частотные наклоны у всех кривых приобретают отрицательный знак, а их величины асимптотически стремятся к  $s' = -2.8\text{ МГц/Гс}$  (см. вставку к рис. 7). Такое поведение в обоих случаях обусловлено началом "включения" режима ПБС, поскольку величины  $s$  и  $s'$  при  $B \gg 700\text{ Гс}$  определяются величинами  $m_J$ ,  $m_I$  и  $g_J$  (фактором Ланде тонкой структуры уровня  $5S_{1/2}$ ). Согласно рис. 5 имеем  $s = (2\mu_B g_J |(m_J)|)/B \approx$

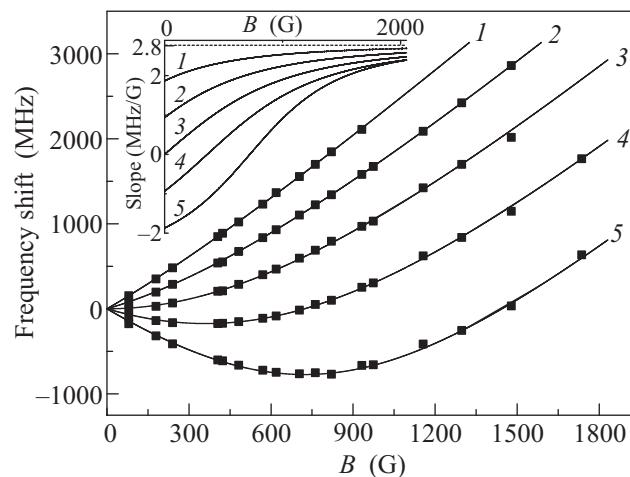


Рис. 6. Зависимости частотных сдвигов ЭИП-компонент 1–5 от магнитного поля (конфигурация частот  $\nu_C$  и  $\nu_P$  приведена на вставке к рис. 3). Сплошные линии – расчет. Черные квадраты – эксперимент (размер квадрата соответствует точности измерения  $\sim 2\%$ ). При  $B > 1\text{ кГс}$  наклоны у всех кривых имеют положительный знак, а их величины асимптотически стремятся к  $s = 2.8\text{ МГц/Гс}$  (см. вставку), что является проявлением ПБС-режима

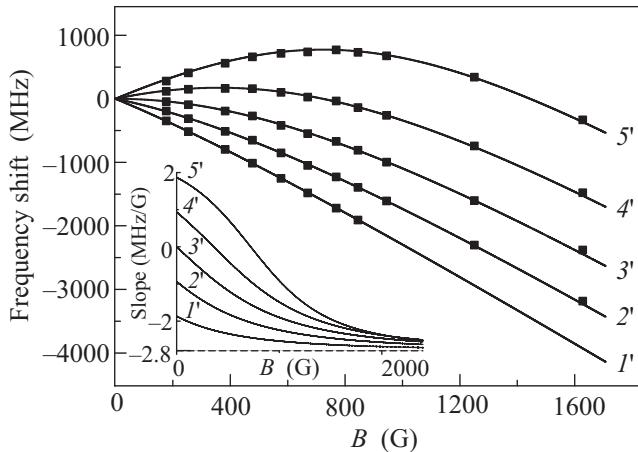


Рис. 7. Зависимости частотных сдвигов ЭИП-компонент 1'–5' от магнитного поля (конфигурация частот  $\nu_C$  и  $\nu_P$  приведена на вставке к рис. 4). Сплошные линии – расчет. Черные квадраты – эксперимент (размер квадрата соответствует точности измерения  $\sim 2\%$ ). При  $B > 1\text{ кГс}$  частотные наклоны у кривых имеют отрицательный знак, а их величины асимптотически стремятся к  $s' = -2.8\text{ МГц/Гс}$  (см. вставку), что является проявлением ПБС-режима

$\approx 2.8\text{ МГц/Гс}$  и  $s' = -(2\mu_B g_J |m_J|)/B \approx -2.8\text{ МГц/Гс}$  ( $g_J \approx 2.002$ ; поскольку  $g_I$  на четыре порядка меньше, член  $g_I m_I$  опущен). Поскольку частотные наклоны ЭИП-компонент 1–5 (1'–5') асимптотически стре-

мятся к  $s$  ( $s'$ ), и величины частотных интервалов между ЭИП-компонентами 1–5 (1'–5') в режиме ПБС асимптотически стремятся к фиксированным значениям. Заметим, что для ЭИП-компоненты 1 величина наклона  $> 2 \text{ МГц/Гс}$ . Это может быть использовано для измерения сильноградиентных полей. К примеру, при градиенте  $200 \text{ Гс/мм}$  перемещение ячейки на  $30 \text{ мкм}$  будет приводить к дополнительному сдвигу частоты более чем на  $10 \text{ МГц}$ , что можно легко зарегистрировать.

Отметим, что режим ПБС выполняется тем точнее, чем значительнее поле  $B$  превосходит  $700 \text{ Гс}$ . Однако уже при  $B \sim 5 \text{ кГс}$  режим можно считать установившимся. Это было установлено с помощью Rb наноячейки в работе [17]. Вместе с тем наноячейки продолжают оставаться труднодоступными для широкого круга исследователей. Применение микроячеек (которые могут быть изготовлены даже стеклянными) также позволяет расширить границы исследуемых явлений. В частности, методика изучения ПБС с помощью ЭИП может быть успешно применена и для других атомов щелочных металлов и их изотопов. Уникальными в данном плане являются атомы  $^{39}\text{K}$ , у которых величина  $A_{\text{HFS}}$  значительно меньше, чем у атомов  $^{85}\text{Rb}$ , и поэтому режим ПБС начинает проявляться уже при  $B \geq 200 \text{ Гс}$ .

Авторы благодарят А. Саркисяна за изготовление микроячеек, а также Г. Ахумяна, А. Папояна, К. Леруа и Е. Пашаян-Леруа за полезные обсуждения.

1. Б. Д. Агапьев, М. В. Горный, Б. Г. Матисов и др., УФН **163**, 1 (1993).

2. R. Wynands and A. Nagel, *Appl. Phys. B* **68**, 1 (1999).
3. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
4. J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).
5. С. А. Зибров, В. Л. Величанский, А. С. Зибров и др., *Письма в ЖЭТФ* **82**, 534 (2005).
6. Е. Б. Александров, УФН **180**, 509 (2010).
7. K. Motomura and M. Mitsunaga, *JOSA B* **19**, 2456 (2002).
8. S. Knappe, P. Schwindt, V. Shah et al., *Opt. Express* **13**, 1249 (2005).
9. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy et al., *Appl. Phys. B. Lasers and Optics* **105**, 767 (2011).
10. А. Саргсян, М. Г. Бейсон, Д. Саркисян и др., *Опт. и спектр.* **109**, 581 (2010).
11. G. Hakhumyan, A. Sargsyan, C. Leroy et al., *Opt. Express* **18**, 14577 (2010).
12. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan et al., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
13. A. Sargsyan, A. V. Papoyan, D. Sarkisyan et al., *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **48**, 20701 (2009).
14. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light–Atom Interactions*, Oxford University Press, 2010, ISBN 978-0-19-956512-2.
15. E. B. Alexandrov, M. P. Chaika, and G. I. Khvostenko, *Interference of Atomic States*, Springer-Verlag, Berlin, 1993.
16. B. A. Olsen, B. Patton, Y.-Y. Jau et al., *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
17. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy et al., *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).