

## ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО ГАЗА НА МАГНИТО-ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АТОМАХ $^{87}\text{Rb}$ , $\text{D}_2$ ЛИНИИ

А.Д. САРГСЯН, А.С. САРКИСЯН, Д.Г. САРКИСЯН\*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

\*e-mail: sarkdav@gmail.com

(Поступила в редакцию 29 декабря 2021 г.)

Исследованы необычные, магнито-индуцированные (МИ) переходы  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  атома  $^{87}\text{Rb}$ ,  $\text{D}_2$  линии, запрещенные в нулевом магнитном поле, однако приобретающие значительные вероятности в магнитных полях  $> 500$  Гс. Исследовано влияние буферного газа неона на МИ переходы с помощью процесса резонансного поглощения лазерного излучения в наноячейке (НЯ) с толщиной  $L = 390$  нм, с парами атомов Rb и буферным газом неоном с давлениями 6 и 20 Торр. Применение НЯ позволяет осуществить высокое спектральное разрешение и селективно исследовать МИ переходы. Выявлено, что добавление неона в ячейку приводит к уменьшению амплитуды МИ перехода и его спектральному уширению (для некоторых оптических процессов добавление буферного газа приводит к улучшению параметров). Выявлена оптимальная мощность непрерывного лазера для эффективного формирования МИ перехода, которая составляет 10 мкВт.

### 1. Введение

В сильных магнитных полях могут происходить значительные изменения вероятности атомных переходов щелочных металлов, при этом, может происходить как значительное возрастание вероятности, так и ее уменьшение [1–8]. В нулевом магнитном поле для разрешенных (в дипольном приближении) атомных переходов между нижними  $F_g$  и верхними  $F_e$  уровнями сверхтонкой структуры должны выполняться правила отбора  $F_e - F_g = \Delta F = 0, \pm 1$  для полного момента атома  $F$  [1]. Большой интерес вызывают атомные переходы для которых выполняются условия  $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ . Поскольку в нулевом магнитном поле такие переходы в дипольном приближении запрещены, процессы поглощения излучения и флуоресценции на этих переходах отсутствуют. Однако, в магнитных полях происходит гигантское возрастание вероятностей как резонансного поглощения, так и флуоресценции. Поэтому, такие переходы названы магнито-индуцированными (МИ). Ярким примером гигантского возрастания вероятности

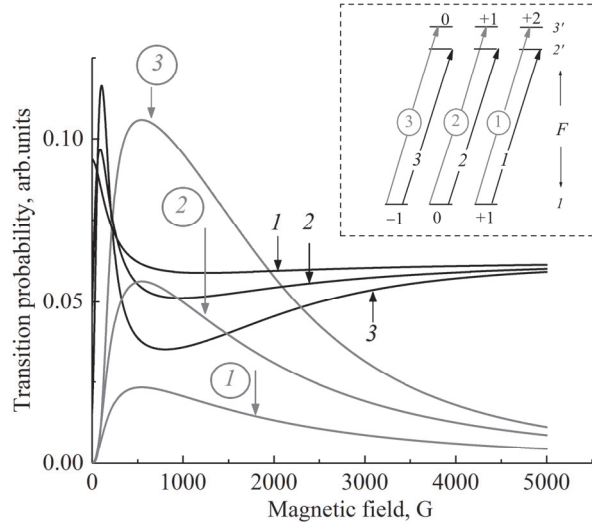


Рис.1. Атом  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линия, вероятности МІ переходов с номерами 1–3 в кружках, и переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ , для  $\sigma^+$  излучения (показаны на диаграмме на вставке), при использовании  $\sigma^+$  излучения в зависимости от  $B$ .

переходов служит поведение переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  атома  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линии, приведенные на рис.1, при использовании циркулярно поляризованного излучения  $\sigma^+$ , и наличии внешнего магнитного поля  $B$  в интервале 400–5000 Гс [8], в то время как, при  $B = 0$  процессы поглощения или флуоресценции на этих переходах отсутствуют. Из рис.1 видно, что в интервале 500–2000 Гс вероятность МІ перехода с номером 3 в кружках наибольшая для всех переходов с уровня  $F_g = 1$ . Для описания взаимодействия атома с магнитным полем удобно использовать величину  $B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B$ , где  $A_{\text{hfs}}$  – магнитная дипольная константа для основного уровня атома, а  $\mu_B$  – магнетон Бора. Для атома  $^{87}\text{Rb}$  величина  $B_0$  ( $^{87}\text{Rb}$ ) = 2.4 кГс [9,10]. Как видно из рис.1 вероятности МІ переходов 1–3 в кружках быстро уменьшаются при  $B \gg B_0$ .

В работе [8] было установлено следующее правило для вероятностей МІ переходов: переходы с  $\Delta F = +2$  имеют максимальную вероятность для излучения  $\sigma^+$ , в то время как вероятности МІ переходов с  $\Delta F = -2$  максимальны для излучения  $\sigma^-$ . Отметим, что МІ переходы могут быть использованы во всех тех задачах, в которых используются обычные атомные переходы. Так в работе [11] продемонстрирована эффективность МІ переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  атома  $^{87}\text{Rb}$  для процесса электромагнитно-индуцированной прозрачности (EIT) в  $\Lambda$ -системе в сильных магнитных полях.

Несмотря на важные особенности МІ переходов, публикаций на эту тему мало. Причина в следующем: 1) в сильных магнитных полях в спектре поглощения паров атомов щелочных металлов присутствует большое количество атомных переходов, которые расположены на расстоянии в несколько десятков МГц друг от друга, имеют большую доплеровскую ширину в несколько сотен МГц

(при использовании спектроскопических ячеек сантиметровой длины), и, поэтому, частотно сильно перекрываются с МІ переходами. Поэтому, для успешного исследования МІ переходов необходимо осуществить высокое спектральное разрешение. Вторая причина заключается в необходимости применять сильные магнитные поля  $\sim 1000$  Гс, чтобы достигать больших вероятностей МІ переходов. Для этого могут быть использованы доступные сильные постоянные магниты изготовленные из сплава неодим-железо-бор, которые создают магнитное поле 3–4 кГс на поверхности магнита, которое однако быстро уменьшается при увеличении расстояния от магнита; градиент поля составляет 100 Гс/мм, поэтому ячейки сантиметровой длины не могут быть использованы. Вследствие малой толщины НЯ создаваемое магнитное поле в НЯ практически однородное и, изменяя расстояние между магнитом и НЯ можно изменять величину. В работах [1,2,8] отмечено, что большие изменения вероятности МІ переходов обусловлены эффектом «перемешивания» магнитных подуровней нижнего и верхнего уровней атомного перехода с магнитными подуровнями близлежащего перехода (на сверхтонкой структуре атомов щелочных металлов).

Добавление буферного газа в ячейку с парами атомов влияет на оптические процессы как положительно, так и отрицательно. Буферный газ положительно влияет на такие процессы как оптическая накачка [12], процесс ЕІТ [13,14], и негативно влияет на метод насыщенного поглощения [15]. Поэтому, важно выяснить влияние буферного газа на эффект «перемешивания» магнитных подуровней, который обуславливает возникновение МІ переходов.

## 2. Эксперимент

### 2.1. Экспериментальная установка

Комбинированная ячейка (КЯ), фотография которой приведена на рис.2, состоит из 2-ух ячеек: 1-ая — длиной 1 см, и вторая наноячейка (НЯ) с клиновидным зазором между внутренними поверхностями окон НЯ, толщина которой варьируется в интервале 30–3000 нм. Все детали конструкции КЯ изготовлены из технического сапфира. Сантиметровая ячейка, объем которой значительно превышает объем НЯ, необходима для правильного определения давления неона в НЯ при его заполнении. К самому концу тонкой сапфировой трубки-резервуара (в котором находится металлический Rb) припаяна стеклянная трубка (определенной марки стекла), через которую производится заполнение КЯ неоном и металлическим Rb, с последующей отпайкой. КЯ помещается в нагревательную печь, в которой имеются 2 отверстия диаметром 10 мм для прохождения лазерного излучения, как через сантиметровую ячейку, так и через НЯ. Нагревательная печь состоит из 2-ух секций (для независимого нагрева окон НЯ и нагрева резервуара с Rb), и имеет возможность перемещения в вертикальном направлении: это дает возможность направить лазерное излучение для прохождения через необходимую толщину зазора НЯ, которая определяет толщину столба паров Rb.

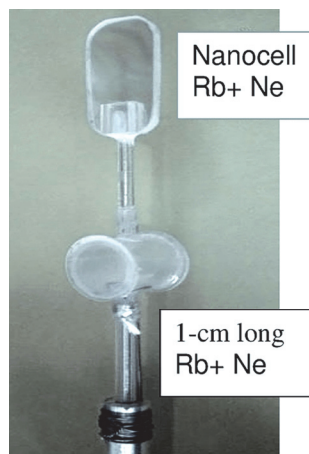


Рис.2. Фотография КЯ заполненной парами атомов Rb и газом Ne. Состоит из сантиметровой ячейки в средней части и НЯ в верхней части. Резервуар приклеен к сантиметровой ячейке и содержит металлический Rb.

Были изготовлены две одинаковые КЯ, каждая из которых содержит НЯ: в первой, при заполнении Rb добавлен газ неон с давлением 6 Торр; во второй, неон с давлением 20 Торр.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.3. Для исследования влияния буферного газа на МП переходы регистрируется спектр пропускания НЯ (верхняя ячейка на рис.2). Толщина столба паров Rb в направлении лазерного излучения, составляла  $L = \lambda/2$ , где  $\lambda = 780$  нм длина волн лазерного излучения резонансного с переходом  $D_2$  линии атома Rb. Методика определения толщины  $L$  приведена в [16]. В работах [16,17] было показано, что при такой толщине  $L$  в спектре пропускания (или поглощения)  $A(\nu)$  происходит сужение спектра на атомных переходах. Основная причина сужения в том, что наибольший вклад в поглощение вносят атомы летящие параллельно стенкам НЯ и перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения. Для таких атомов доплеровский сдвиг частоты перехода мал. Для дальнейшего сужения спектра поглощения на атомных переходах, производилось двойное дифференцирование спектра

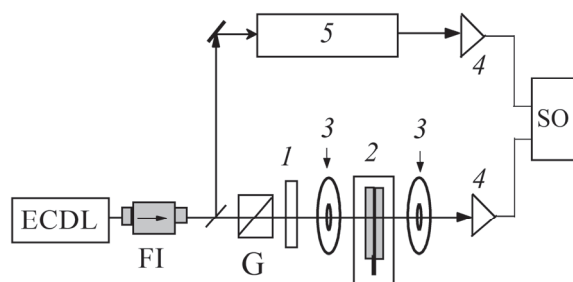


Рис.3. Схема эксперимента, ECDL – диодный лазер,  $\lambda = 780$  нм, FI – фарадеевский изолятор, 1 – четвертьволновая пластина, 2 – НЯ с Rb внутри печи, 3 – постоянные магниты РМ, 4 – фотоприемник, 5 – узел для формирования реперного спектра, SO – цифровой осциллограф.

$A''(\nu)$ , что обеспечивало дополнительное сужение атомных линий в спектре второй производной (SD – second derivative) [17]. Это особенно важно для частотного разделения близко расположенных атомных переходов. Резервуар с Rb нагревался до 120°C, что обеспечивало концентрацию атомов  $N_{\text{Rb}} \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Использовалось излучение перестраиваемого по частоте диодного лазера с внешним резонатором (ECDL, выпускаемый под товарной маркой VitaWave [18]) с центральной длиной волны 780 нм, спектральная ширина излучения  $\sim 1 \text{ МГц}$ . Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на узел, содержащий дополнительную наночастицу с  $L = \lambda/2$  с чистыми парами атомов Rb, спектр SD поглощения которой служил частотным репером для определения спектрального уширения. Оптические излучения регистрировались фотодиодами, сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой 4-х каналный осциллограф Tektronix TDS2014B.

## 2.2. Экспериментальные результаты и обсуждения

Исследование влияния буферного газа на обычные атомные уровни Rb проведено в работах [19,20], и показано, что на атомных переходах в спектрах пропускания происходит: (1) уменьшение пикового поглощения (2) сильное уширение спектра поглощения (3) происходит некоторое уменьшение частоты («красный сдвиг»), примерно, на одну десятую величины уширения. На рис.4 видно, что МІ переход под номером 3 в кружке (который имеет наибольшую амплитуду среди трех МІ переходов, см. рис.1) по частоте расположен близко к обычному переходу под номером 1, поэтому, в спектре пропускания при использовании циркулярно-поляризованного излучения  $\sigma^+$  они будут находиться рядом. Так как влияние буферного газа на обычные атомные переходы Rb ранее были исследованы [19,20], то удобным является сравнение спектров МІ под номером 3 в кружке с обычным переходом под номером 1 в зависимости от давления бу-

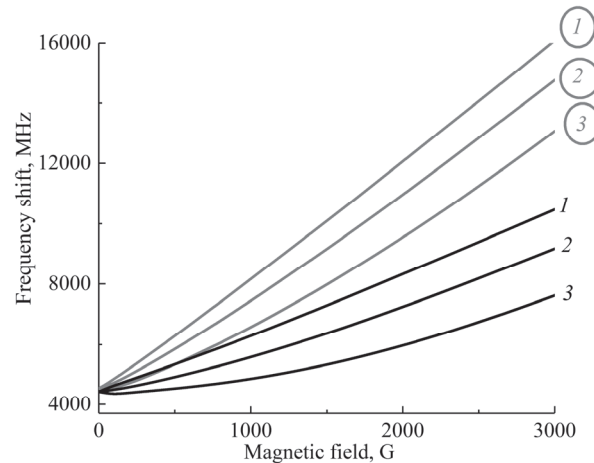


Рис.4. Атом  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линия, зависимость частот МІ переходов 1–3 в кружках и обычных переходов 1–3 (приведенных на диаграмме на вставке Рис.1) от величины магнитного поля для  $\sigma^+$  излучения.

ферного газа. На рис.5 приведены экспериментальные спектры пропускания переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2, 3$  атомов  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линии, при использовании  $\sigma^+$  излучения, толщина наночейки  $L = \lambda/2 = 390$  нм. Величина магнитной индукции  $B = 800$  Гс, мощность лазера 10 мкВт. Кривая (1) показывает спектр второй производной (SD) реперного спектра пропускания в случае чистых паров Rb (без буферного газа). Кривая (2) показывает спектр второй производной (SD) спектра пропускания в случае наличия 6 Торр неона в НЯ с парами Rb; кривая (4) исходный спектр пропускания в случае 6 Торр неона в НЯ (кривая (2) показывает SD спектр кривой (4)). Кривая (3) показывает спектр второй производной (SD) спектра пропускания в случае 20 Торр неона в НЯ с парами Rb. Видно, что с увеличением давления неона происходит уменьшение амплитуд атомных переходов и их спектральное уширение. Изучение влияния буферного газа на МІ переход под номером 3 в кружке проведем измерив отношение амплитуд и ширин МІ перехода и обычного атомного перехода под номером 1: результаты приведены на рис.6. Кривая (1) показывает отношение амплитуды МІ перехода  $A(3$  в кружке) к амплитуде перехода с номером один  $A(1)$ , в зависимости от давления неона. Кривая (2) показывает отношение спектральных ширин (то есть уширение буферным газом МІ перехода (3 в кружке) и перехода с номером один. Из рис.6 видно, что эти отношения остаются практически равными 1.7 и 1 для кривых 1 и 2, соответственно (пунктирные линии приведены для наглядности). Из рис.5 также видно, что частотные расстояния между переходами с номером 3 в кружке и с номером 1 не меняются, то есть частотные сдвиги обусловленные влиянием неона у них одинаковы. Таким образом, влияние газа неона на МІ переход такое же как на обычный атомный переход  $^{87}\text{Rb}$ . Следовательно, для МІ перехода можно применять величины полученные для атомных переходов  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линии [19,20]: коэффициент уширения атомных линий составляет  $10 \pm 1$  МГц/Торр, а частотный сдвиг атомных линий составляет  $-2.1 \pm 0.2$  МГц/Торр.

Важным также является выяснение влияния мощности лазера на МІ переход.

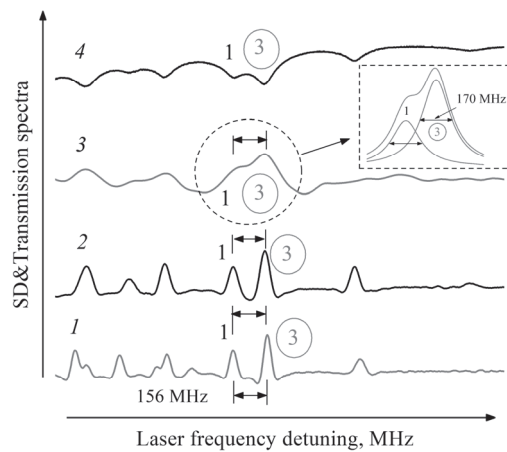


Рис.5. Спектры пропускания переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2, 3$ , использовано  $\sigma^+$  излучение, толщина НЯ 390 нм,  $B=800$  Гс, кривая (1) – спектр SD реперного спектра пропускания, чистые пары Rb, кривая (2) – спектр SD пропускания, 6 Торр Ne, кривая (3) – спектр SD пропускания, 20 Торр Ne, кривая (4) – спектр пропускания, 6 Торр Ne.

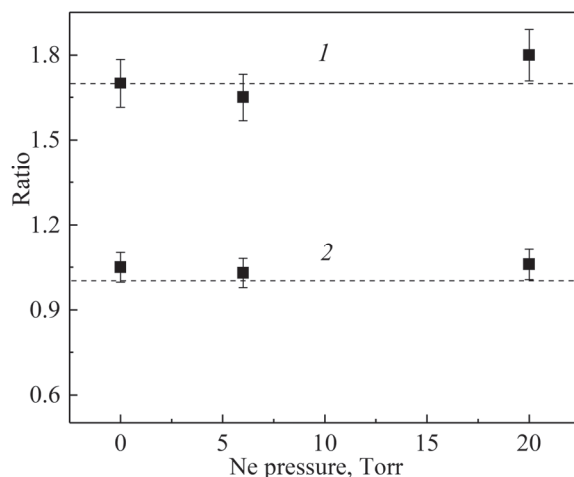


Рис.6. Кривая (1) – отношение амплитуды МП перехода А (3 в кружке) к амплитуде перехода с номером один А(1), кривая (2) – отношение спектральных ширин МП перехода и перехода с номером 1 в зависимости от давления неона.

Оно обусловлено тем, что при больших мощностях включается процесс оптической накачки (ОН) [12], который приводит к тому, что часть атомов находящихся на нижнем уровне  $F_g = 1$  поглотив фотон переходит на возбужденный уровень  $F_e = 3$ , в случае МП перехода, или на возбужденный уровень  $F_e = 2$ , в случае перехода с номером 1 (см. диаграмму на вставке рис.1), и далее, спонтанно переходит на нижний уровень  $F_g = 2$ . Это приводит к уменьшению населенности атомов на уровне  $F_g = 1$  и уменьшению поглощения на частотах МП перехода и перехода под номером 1, и как следствие, к уменьшению их амплитуд. Кривая на рис.7 показывает отношение амплитуды МП перехода А (3 в кружке) к амплитуде перехода под номером один А(1) в зависимости от мощности лазера в случае чистых паров Rb. Как видно, с увеличением мощности амплитуда МП перехода

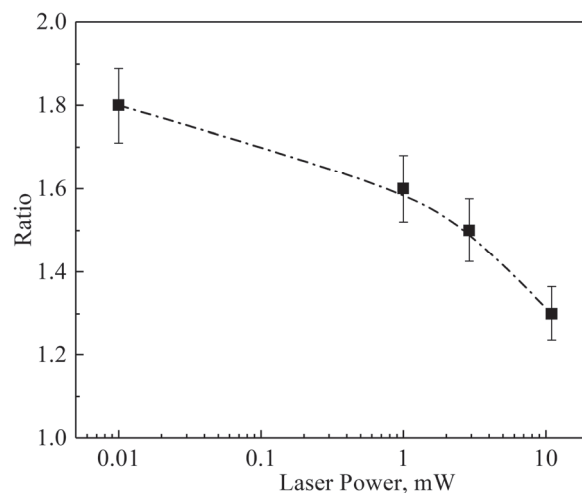


Рис.7. Отношение амплитуды МП перехода А (3 в кружке) к амплитуде перехода под номером один А(1), в зависимости от мощности лазера в случае чистых паров Rb в НЯ (кривая линия приведена для наглядности).

уменьшается быстрее чем амплитуда  $A(1)$ , то есть влияние процесса ОН на МІ переход значительнее. Это может иметь место если вероятность перехода  $F_e = 3 \rightarrow F_g = 2$  больше чем вероятность перехода  $F_e = 2 \rightarrow F_g = 2$ . Таким образом, при исследовании или применении МІ перехода мощность лазера не должна превышать 10 мкВт.

### 3. Заключение

Экспериментально исследовано влияние буферного газа неона на необычные и сильные магнито-индуцированные переходы МІ  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  атома  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линии в магнитных полях  $\sim 1$  кГс. Для получения количественных данных использованы две наноячейки с парами атомов Rb с толщиной столба паров  $L = 390$  нм и газа неона с парциальными давлениями 6 и 20 Торр. Применение наноячейки с такой толщиной позволяет частотно разделить близкие по частоте атомные переходы и исследовать МІ переход индивидуально. Показано, что влияние буферного газа неона на МІ переход такое же как на обычные атомные уровни  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$  линии – то есть происходит уменьшение амплитуды МІ перехода и его спектральное уширение. Следовательно, при формировании и использовании МІ перехода следует использовать пары атомов Rb без добавление буферного газа. Заметим, что для некоторых оптических процессов добавление буферного газа приводит к улучшению параметров оптического процесса. Также экспериментально выявлено, что для предотвращения процесса оптической накачки в парах атомов Rb, который приводит к уменьшению амплитуды МІ перехода мощность лазера не должна превышать 10 мкВт. Недавно разработанные стеклянные наноячейки, с парами атомов металлов [21,22], которые проще в изготовлении, чем изготовленные наноячейки из технического сапфира, могут сделать более доступной их применения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА в рамках научного проекта № 21Т-1С005.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr. Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
2. Е.Б. Александров, Г.И. Хвостенко, М.П. Чайка. Интерференция атомных состояний, Москва: Наука, 1991.
3. L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, I.G. Hughes, C.S. Adams. Opt. Lett., **37**, 3405 (2012).
4. L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes. J. Phys.B: At. Mol. Opt. Phys., **45**, 215005 (2012).
5. M.A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes. J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **47**, 075005 (2014).
6. S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, E. Arimondo. Phys. Rev., A, **92**, 063810 (2015).
7. S. Scotto. Rubidium vapors in high magnetic fields. Atomic Physics [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier – Toulouse III, 2016.
8. A. Tonoyan, A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, D. Sarkisyan. EuroPhys. Lett., **121**, 53001 (2018).



9. **A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau, W. Happer.** Phys. Rev., A, **84**, 063410 (2011).
10. **M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D.J. Whiting, C.S. Adams, I.G. Hughes.** Comput. Phys. Commun., **189**, 162 (2015).
11. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** Opt. Lett., **44**, 1391 (2019).
12. **W. Demtröder.** Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, Springer, 2004.
13. **R. Wynands, A. Nagel.** Appl. Phys. B, Lasers Opt., **68**, 1 (1999).
14. **M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
15. **D.E. Thornton, G.T. Phillips, G.P. Perram.** Opt. Commun., **284**, 2890 (2011).
16. **А. Саргсян, А. Амирян, С. Каргалева, Д. Саркисян.** ЖЭТФ, **152**, вып. 7, 54 (2017).
17. **A. Sargsyan, A. Amiryan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** Opt. Lett., **44**, 5533 (2019).
18. **V.V. Vassiliev, S.A. Zibrov, V.L. Velichansky.** Rev. Sci. Instrum., **77**, 013102 (2006).
19. **G.A. Pitz, A.J. Sandoval, T.B. Tafoya, W.L. Klennert, D.A. Hostutler.** J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer., **140**, 18 (2014).
20. **А. Саргсян, Т. Вартанян, Д. Саркисян.** Опт. и Спектр., **129**, 985 (2021).
21. **T. Peyrot, C. Beurthe, S. Coumar, M. Roullia, K. Perronet, P. Bonnay, C.S. Adams, A. Browaeys, Y.R.P. Sortais.** Opt. Lett., **44**, 1940 (2019).
22. **T.F. Cutler, W.J. Hamlyn, J. Renger, K.A. Whittaker, D. Pizzey, I.G. Hughes, V. Sandoghdar, C.S. Adams.** Phys. Rev. Applied., **14**, 034054 (2020).

## EFFECT OF BUFFER GAS INFLUENCE ON MAGNETICALLY-INDUCED TRANSITIONS IN $^{87}\text{Rb}$ ATOMS, $\text{D}_2$ LINE

A.D. SARGSYAN, A.S. SARKISYAN, D.H. SARKISYAN

Unusual, magnetically-induced (MI) transitions  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  of the  $^{87}\text{Rb}$  atoms,  $\text{D}_2$  lines, forbidden in zero magnetic field, but acquiring significant probabilities in magnetic fields  $> 500$  G have been studied. The effect of the buffer gas of neon on MI transitions was studied using the process of resonant absorption of laser radiation in a nanocell (NC) with Rb atomic vapors with an NC thickness  $L = 390$  nm and a buffer gas of neon with pressures of 6 and 20 Torr. The use of NC makes it possible to achieve high spectral resolution and selectively study MI transitions. It was found that the addition of neon to the cell leads to a decrease in the amplitude of the MI transition and its spectral broadening (for some optical processes, the addition of a buffer gas leads to an improvement in the parameters). The optimal power of a cw laser for the effective formation of the MI transitions was found to be  $10 \mu\text{W}$ .