

ОСОБЕННОСТИ СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РУБИДИЕВОЙ НАНОЯЧЕЙКИ

А.Д. САРГСЯН*, Д.Г. САРКИСЯН

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила в редакцию 3 сентября 2024 г.)

Исследован эффект селективного отражения (SR) лазерного излучения от границы паров атомов ^{87}Rb D_2 -линии и диэлектрического окна при использовании наноячейки с толщиной столба паров ~ 300 нм. Продемонстрировано формирование SR, имеющего спектральную ширину 25 МГц и расположенного на атомном переходе. Это – рекордное сужение доплеровской ширины 670 МГц в 27 раз при использовании однопроходной геометрии. Сигнал SR достигает нескольких процентов от интенсивности его формирующего излучения, и линейная зависимость амплитуды SR сохраняется вплоть до 100 мВт/см^2 , что почти на два порядка больше интенсивности насыщения оптических процессов при использовании ячеек с парами атомов сантиметровой длины. Такая большая величина интенсивности насыщения достигается благодаря использованию наноячейки.

1. Введение

Эффекту селективного отражения лазерного излучения от границы паров атомов щелочных металлов и диэлектрического окна спектроскопических ячеек толщиной 1–10 см посвящено немало работ, в частности, [1–3]. В англоязычной литературе процесс называют <<selective reflection>> (SR). Теория SR для ячейки с парами атомов сантиметровой длины приведена в работе [4]. В работе [5] показаны особенности процесса SR при больших давлениях паров атомов металла. В работе [6] приведены особенности селективного отражения от молекулярных паров Rb_2 , заключенных в высокотемпературную оптическую ячейку сантиметровой длины (для получения паров Rb_2 необходима высокая температура). Из приведенных результатов работы [7] следует, что ридберговские атомы могут также быть успешно использованы для практических приложений процесса SR.

Для качественного пояснения процесса SR приведем простые выражения. Для нашего случая коэффициент френелевского отражения [8] имеет вид $R_{\text{SR}} = [(n_{\text{W}} - n_{\text{A}})/(n_{\text{W}} + n_{\text{A}})]^2$, где n_{W} – показатель преломления окна ячейки с парами атомов (для технического сапфира $n = 1.76$ на длине волны $\lambda = 780$ нм), n_{A} – показатель преломления паров атомов вблизи перехода D_2 -линии атомов Rb, который кратко можно записать [9] как:

$$n_{\text{A}} = 1 + (2\pi N_{\text{A}} \times d_{12}^2) / (\hbar (\omega_{\text{A}} - \omega_{\text{L}}) + \Gamma), \quad (1)$$

где N_{A} – плотность атомов Rb, d_{12} – матричный элемент дипольного момента, в

нашем случае перехода $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ [10] (фактически указывает на интенсивность атомного перехода на частоте ω_A), Γ – суммарная ширина радиационной и доплеровской ширин, которые равны 6 и 500 МГц, соответственно, ω_L – частота лазера, которая перестраивается вблизи ω_A . Когда частота лазера далека от атомного перехода, то есть $|\omega_A - \omega_L| \gg \Gamma$, $n_A \approx 1$, то имеет место обычное отражение (не селективное) от границы окно ячейки–вакуум. Суб-доплеровский спектр SR формируется вблизи атомной частоты $|\omega_A - \omega_L| < \Gamma$ и имеет дисперсионную форму, так как в случае $\omega_A - \omega_L > 0$ или $\omega_A - \omega_L < 0$ в формуле (1) для n_A к единице добавляется или вычитывается величина Δn , которая зависит от N . В этом случае имеем селективное по частоте (вблизи частоты атомного перехода) SR отражение.

Применение оптических ячеек нанометровой толщины (30–1000 нм), заполненных парами атомов щелочных металлов <<наноячейки>>, оказалось очень перспективным для процесса SR [11]. В первую очередь, это было обусловлено возможностью формирования более узких (~50 МГц) спектров SR, чем в случае использования ячеек сантиметровой длины, что обусловило их успешное практическое применение. В частности, в работе [12] SR использовалось для изучения взаимодействия атома щелочного металла с диэлектрическим окном наноячейки для измерения ван-дер-ваальсового взаимодействия, которое проявляется в виде <<красного>> (уменьшение частоты) сдвига частоты атомного перехода при расстояниях менее 100 нм атома Cs или Rb от окна. Особо отметим работу [13], в которой, используя наноячейку с толщиной столба паров ~100 нм и процесс SR, дистанционно регистрировалось расщепление атомных переходов Rb на 10 компонент в сильных магнитных полях ~3 кГс. Малая спектральная ширина SR позволила полностью разрешить и идентифицировать все 10 компонент и выявить режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атомов Rb. Применение наноячейки для исследования поведения атомных переходов в сильных магнитных полях имеет следующее преимущество: постоянные сильные магниты создают поля в несколько кГс вблизи магнита, однако формируют неоднородные поля с градиентом ~100 Гс/мм, что затрудняет применение ячеек сантиметровой длины. Заметим, что в столбе паров атомов с толщиной ~100 нм магнитное поле можно считать практически однородным.

В отмеченных выше работах с применением наноячейки использовалось лазерное излучение малой мощности ~0.1 мВт, чтобы получить узкий SR спектр. В настоящей работе впервые исследовано поведение сигнала SR при больших интенсивностях лазерного излучения. Простота реализации и хорошие параметры делают SR удобным инструментом для лазерной атомной спектроскопии. Отмечены применения SR.

2. Эксперимент

Экспериментальная схема достаточно проста: используется излучение непрерывного диодного лазера с внешним резонатором, с $\lambda = 780$ нм и шириной линии ~0.1 МГц. Выходная мощность лазера варьировалась в интервале 0.1–100 мВт. Для малой спектральной ширины SR падающее излучение, формирующее SR, следует направлять близко к нормали окнам наноячейки.

Оба окна наноячейки (w_1 и w_2) клиновидные (см. рис.1), что позволило разделить отраженные от внешних поверхностей окон пучки R_1 и R_3 . Излучение SR

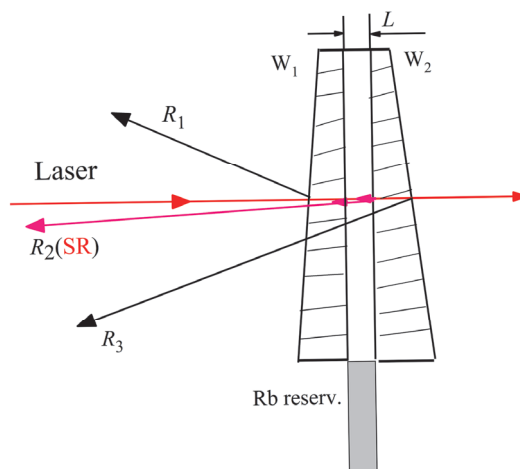


Рис.1. Схема. Описание наноячейки, приведено в тексте.

формируется в результате наложения отражений от границ внутренних поверхностей окон наноячейки и от паров атомов (расстояние между внутренними поверхностями L) и распространяется в направлении R_2 . Окна наноячейки изготовлены из отполированного кристаллического сапфира с размерами $20 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 1.3 мм. Для минимизации двулучепреломления C -ось сориентирована перпендикулярно поверхности окна. Тонкий сапфировый отросток (резервуар), заполнен металлическим Rb и в эксперименте нагревался до температуры 120°C , что обеспечивало концентрацию атомов $N \sim 1.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В работе [14] отмечалось, что наноячейка ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо (ФП), поскольку внутренние поверхности окон наноячейки почти параллельные, и отношение отраженных излучений R_2/R_1 описывается выражением для ФП. В частности, при толщине $L = \lambda/2$ отношение $R_2/R_1 = 0$, однако, при отходе от толщины $L = \lambda/2$ отношение быстро возрастает и достигает максимума $R_2/R_1 \sim 2.9$ при $L = \lambda/4$ или $3\lambda/4$. Таким образом, в случае $L = \lambda/2$, где $\lambda = 780 \text{ нм}$, вследствие деструктивной интерференции мощность SR нулевая, поэтому в настоящей работе для формирования SR толщина L подбирается на несколько десятков нанометров больше или меньше $L = \lambda/2 = 390 \text{ нм}$ (подробные детали наноячейки приведены в работе [15]). Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались и подавались на четырехканальный осциллограф Tektronix TDS2014B. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на дополнительную рубидиевую ячейку сантиметровой длины для формирования реперного спектра на основе техники насыщенного поглощения (НП) [9, 16].

Для частотной селекции сигнала SR использовался интерференционный фильтр с шириной пропускания 10 нм около $\lambda = 780 \text{ нм}$. Для формирования пучка диаметром 1 мм, использовалась диафрагма. На рис.2а верхняя кривая показывает дисперсионный спектр SR при толщине $L \sim 330 \text{ нм}$ для атомных переходов ^{87}Rb , $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$. Мощность падающего излучения 0.2 мВт. В работе [17] показано, что в ряде случаев удобно формировать первую или вторую производную исследуемого спектра.

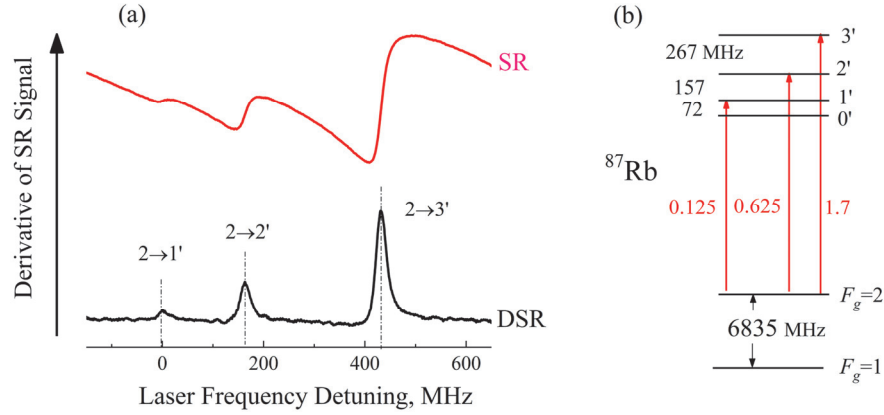


Рис.2. (а) Верхняя кривая – дисперсионный спектр SR при толщине $L \sim 330$ нм, для переходов ^{87}Rb , $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2,3$; нижняя кривая – производная верхней кривой (DSR). (б) Диаграмма атомных переходов ^{87}Rb , их относительные интенсивности и частотные интервалы между возбужденными уровнями отмечены штрихами.

На рис.2а нижняя кривая – производная верхней кривой SR. В случае, когда у атомных переходов одинаковые спектральные ширины, формируемые в спектре DSR атомные переходы имеют амплитуды, соответствующие интенсивностям переходов, показанных на рис.2б, где приведена диаграмма атомных переходов ^{87}Rb , их относительные интенсивности и частотные интервалы между возбужденными уровнями (возбужденные уровни отмечены штрихами). Как следует из рис.2а, отношение амплитуд из $A(2 \rightarrow 3')/A(2 \rightarrow 2') = 2.6$ и $A(2 \rightarrow 2')/A(2 \rightarrow 1') = 4.6$, а из диаграммы (теория) они равны 2.7 и 5, соответственно, то есть расхождение равно 4 и 8 %, соответственно. Отметим, что при использовании широко распространенного метода НП расхождение между экспериментом и теорией может превышать 100%, поскольку амплитуда более сильного перехода в спектре НП часто бывает меньше амплитуды более слабого перехода [16].

На рис.3а приведены производные SR спектров при изменении мощности падающего излучения в интервале от 0.05 до 83 мВт. Мощности для кривых 1–7 возрастают снизу вверх и составляют: 0.05, 0.2, 0.8, 1.4, 22, 36 и 83 мВт, соответственно. Как видно, наряду с увеличением мощности до определенных значений происходит увеличение амплитуды, которое сопровождается уширением спектра DSR. Отметим, что при мощности падающего излучения 55 мВт мощность SR составляет 2.5 мВт, то есть отражается 5% от падающего излучения. Заметим, что при больших мощностях падающего излучения включается процесс оптической накачки (ОН) [9], который приводит к тому, что часть атомов, находящихся на нижнем уровне $F_g = 2$, поглотив фотон, переходит на возбужденные уровни $F_e = 1', 2' \text{ и } 3'$ (см. рис.2б) и далее спонтанно переходит на нижний уровень $F_g = 1$. Это приводит к уменьшению населенности атомов на уровне $F_g = 2$ и, как следствие, к уменьшению амплитуд SR.

Эффективность процесса ОН определяется выражением

$$\eta \sim \Omega^2 \gamma_N t / ((\Delta + \mathbf{k}\mathbf{v})^2 + \Gamma^2), \quad (2)$$

где $\Omega = Ed/\hbar$ – частота Раби, E – электрическое поле излучения, d – дипольный

момент, t – время взаимодействия излучения с атомом, $\mathbf{k}\mathbf{v}$ – доплеровский сдвиг, $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $\mathbf{v}$ – скорость атома, Δ – частотная расстройка от резонанса и Γ – сумма однородных и неоднородных уширений. Частота Раби может быть определена из выражения $\Omega / 2\pi = \gamma_N(I / 8)^{1/2}$ [18], где I – интенсивность лазера, выраженная в $\text{мВт}\text{см}^{-2}$, γ_N – как и в формуле (1), радиационная ширина возбужденного состояния, равная 6 МГц. Как видно из формулы (2), эффективность ОН сильно зависит от частоты Раби, то есть от интенсивности падающего излучения I . На рис.3б приведена зависимость амплитуд производных SR-спектров при изменении интенсивности падающего излучения. Как видно, до интенсивностей насыщения $I_{\text{sat}} \sim 100 \text{ мВт см}^{-2}$ зависимость примерно линейная, а при $I > I_{\text{sat}}$ начинает влиять процесс оптической накачки, что приводит к уменьшению амплитуды SR. Отметим, что величина I_{sat} при использовании наноячейки на два порядка превосходит величину I_{sat} при использовании ячеек с парами атомов металла сантиметровой длины. Это обусловлено частыми столкновениями атомов с окнами наноячейки, что приводит к переносу атомов на исходный для SR нижний уровень $F_g = 2$, замедляя эффект ОН [19]. По этой же причине, при уменьшении толщины наноячейки величина I_{sat} возрастает.

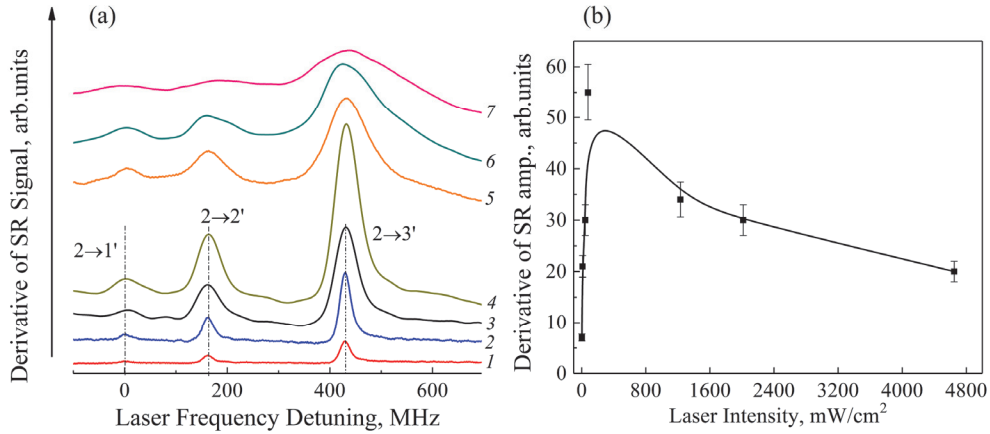


Рис.3. (а) Производные SR-спектров при изменении мощности падающего излучения в интервале 0.05–83 мВт. Мощности для кривых 1–7 возрастают снизу вверх и составляют: 0.05, 0.2, 0.8, 1.4, 22, 36 и 83 мВт, соответственно. (б) Зависимость амплитуд производных SR от интенсивности падающего излучения. Отметим, что так как на рисунке приведены производные SR резонансов, то уменьшение амплитуды происходит также вследствие увеличения спектральной ширины SR-спектров, кривая – аппроксимация функцией B-spline программы Origin.

Как видно из рис.3а, при увеличении интенсивности падающего излучения происходит уширение спектральной ширины SR-сигналов, называемое в литературе <<полевое уширение>>. На рис.4 приведена зависимость ширины производных SR-спектров при изменении интенсивности падающего излучения. Кривая хорошо аппроксимируется эмпирической формулой $\gamma[\text{МГц}] = 7[I(\text{мВт}/\text{см}^2) / 6(\text{мВт}/\text{см}^2) + 1]^{1/2}$ (3).

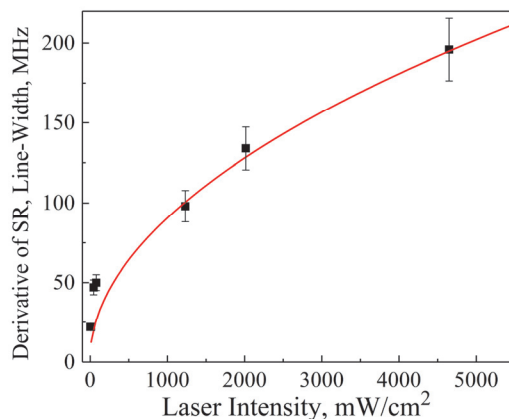


Рис.4. Зависимость спектральной ширины производных SR-спектров от интенсивности падающего излучения. Кривая – аппроксимация эмпирической формулой (см. в тексте).

3. Заключение

В работе впервые исследованы особенности процесса селективного отражения лазерного излучения при больших интенсивностях лазерного излучения. SR формируется на границе паров атомов ^{87}Rb D_2 -линии и диэлектрического окна наночайки. Толщина столба паров рубидия ~ 300 нм. Вплоть до интенсивностей падающего излучения $I_{\text{sat}} \sim 100$ мВт/см² наблюдается примерно линейный рост амплитуды сигнала SR. При интенсивностях $> I_{\text{sat}}$ вследствие эффекта оптической накачки происходит насыщение амплитуды сигнала SR.

При использовании наночайки величина I_{sat} на два порядка больше, чем для оптических процессов, протекающих в ячейках сантиметровой длины, что важно для практических применений. Благодаря хорошим параметрам (малая расходимость, малая спектральная ширина и достаточная мощность) SR было недавно использовано в качестве пробного излучения для формирования процесса электромагнитно-индуцированной прозрачности [20]. Это было теоретически предсказано в работе [21].

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

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.A. Vartanyan, D. L. Lin. Phys. Rev. A, **51**, 1959 (1995).
2. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy. Phys. Rev. Lett., **83**, 5467(1999).
3. D. Bloch, M. Ducloy. Adv. At. Mol. Opt. Phys., **50**, 91 (2005).
4. A. Badalyan, V. Chaltykyan, G. Grigoryan, A. Papoyan, S. Shmavonyan, M. Movsesian. Eur. Phys. J. D, **37**, 157 (2006).
5. V. Sautenkov, S. Saakyan, A. Bobrov, L. Khalutornykh, B. Zelener. JQSRT, **328**, 109153 (2024).
6. S. Shmavonyan, A. Khanbekyan, A. Gogyan, M. Movsisyan, A. Papoyan. J. Molecular

- Spectroscopy, **313**, 14 (2015).
7. **B. Dutta, J. C. de Aquino Carvalho, G. Garcia-Arellano, P. Pedri, A. Laliotis, C. Boldt, J. Kaushal, S. Scheel.** Phys. Rev. Res., **6**, L022035 (2024).
 8. **М. Борн, Э. Вольф.** Основы оптики. Москва, Наука, 1973.
 9. **W. Demtroder.** Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, Series in Chemical Physics, Springer, Berlin, 2004.
 10. **D.A. Steck.** Rubidium 85 *D* line data, Rubidium 87 *D* line data, <http://steck.us/alkalidata>.
 11. **A.D. Sargsyan, A.S. Sarkisyan, D.H. Sarkisyan.** J. Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences), **53**, 301 (2018).
 12. **A. Sargsyan, R. Momier, C. Leroy, D. Sarkisyan.** Phys. Lett. A, **483**, 129069 (2023).
 13. **A. Sargsyan, A. Papoyan, I.G. Hughes, C.S. Adams, D. Sarkisyan.** Opt. Lett., **42**, 1476 (2017).
 14. **G. Dutier, S. Satiel, D. Bloch, M. Ducloy.** J. Opt. Soc. Am. B, **20**, 793 (2003).
 15. **J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, C. S. Adams.** Phys. Rev. Lett., **108**, 173601 (2012).
 16. **D.A. Smith, I.G. Hughes.** Am. J. Phys., **72**, 631 (2004).
 17. **A. Sargsyan, A. Amiryan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** Opt. Lett., **44**, 5533 (2019).
 18. **A.J. Krmpot, M.M. Mijailovic, B.M. Panic, D.V. Lukić, A.G. Kovačević, D.V. Pantelić, B.M. Jelenković.** Opt. Express, **13**, 1448 (2005).
 19. **H.N. De Freitas, M. Oria, M. Chevrollier.** Appl. Phys. B, **75**, 703 (2002).
 20. **A. Sargsyan, A. Gogyan, D. Sarkisyan.** QJST, **329**, 109197 (2024).
 21. **D.N. Khachatryan, G.G. Grigoryan.** J. Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences) **54**, 136 (2019).

FEATURES OF SELECTIVE REFLECTION OF HIGH INTENSITY LASER RADIATION USING RUBIDIUM NANOCELL

A.D. SARGSYAN, D.H. SARKISYAN

The effect of selective reflection (SR) of laser radiation from the boundary of ^{87}Rb D_2 -line atomic vapors and a dielectric window was studied using a nano-cell (NC) with a vapor column thickness of ~ 300 nm. The formation of an SR with a spectral width of 25 MHz, located on atomic transitions is demonstrated. This is a record narrowing of the 670 MHz Doppler width by a factor of 27 using single-pass geometry. The SR signal reaches several % of the intensity of its forming radiation and the linear dependence of the SR amplitude is maintained up to 100 mW/cm^2 , which is almost two orders of magnitude greater than the saturation intensity of optical processes when using centimeter-long cells with atomic vapor. Such a high value of saturation intensity is achieved due to the use of the nanocell.