# АТОМНЫЙ ЧАСТОТНЫЙ РЕПЕР В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА НА ОСНОВЕ ПЕРЕХОДОВ $6S_{1/2} o 7P_{3/2}$ В ПАРАХ Cs, Заключенных в наноячейку

А. Д. Саргсян<sup>а\*</sup>, Т. А. Вартанян<sup>b</sup>, Д. Г. Саркисян<sup>a</sup>

<sup>а</sup> Институт физических исследований Национальной академии наук Армении 0204, Аштарак, Армения

> <sup>b</sup> Университет ИТМО 197101, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14 апреля 2025 г., после переработки 14 мая 2025 г. Принята к публикации 15 мая 2025 г.

Изучены субдоплеровские резонансы, формируемые при сканировании частоты лазера в окрестностях перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  на длине волны 456 нм в атомарных парах Cs, заключенных в наноячейку. При толщине столба атомарных паров  $L \approx 900$  нм формируемые в спектре пропускания нелинейные субдоплеровские резонансы имеют ширину 30 МГц и расположены на несмещенных атомных переходах  $F_g = 3, 4 \rightarrow F_e = 2, 3, 4, 5$ , причем амплитуды нелинейных резонансов, наблюдаемых в наноячейке, пропорциональны амплитудам соответствующих переходов. Показано, что наноячейка с толщиной около 900 нм может применяться как удобный частотный репер, привязанный к несмещенным частотам атомных переходов в синей области спектра. Продемонстрированы преимущества предлагаемого частотного репера перед распространенным частотным репером на основе техники насыщенного поглощения.

DOI: 10.31857/S0044451025080048

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические и магнитооптические процессы, происходящие в парах атомов рубидия и цезия, имеют важные практические приложения, такие как оптические атомные часы и магнитометры, атомные гироскопы, атомные реперы частоты [1, 2]. В подавляющем большинстве случаев используются резонансные переходы  $D_{1,2}$ -линий этих атомов, расположенные в ближней ИК-области в диапазоне длин волн 750–900 нм. Как было показано в работах [3–7], в спектре пропускания наноячейки (в направлении лазерного излучения) с толщиной столба атомных паров  $L = n\lambda$  (где  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения, *n* — целое число) при определенных значениях мощности лазера формируются субдоплеровские резонансы, селективные по атомным скоростям (известные как VSOP — velocity selective optical

(21

pumping), которые расположены точно на атомных переходах [7].

Ранее VSOP-резонансы наблюдались на атомных переходах Rb:  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2,3/2}$  ( $\lambda = 795$  и 780 нм соответственно), и Cs:  $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2,3/2}$  ( $\lambda = 895$  и 852 нм соответственно) [3,5–7], а переходы в синей области с применением ячеек нанометровой толщины не исследовались. Укажем на причины, по которым спектроскопия перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  атома Cs на длине волны 456 нм остается малоизученной с помощью наноячеек.

1. При малой величине поглощения  $\alpha$  атомарных паров она определяется как  $\alpha = \sigma NL$ , где N — плотность паров,  $\sigma$  — сечение поглощения на атомном переходе, которое пропорционально силе осциллятора перехода f [8]. Для перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  сила осциллятора почти на два порядка меньше, чем для перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ , поэтому необходимо нагревать ячейку до высоких температур.

2. Доплеровская ширина, пропорциональная частоте перехода, на длине волны 456 нм более чем в два раза больше, чем для переходов в ИК-области  $(D_{1,2}$ -линии).

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> E-mail: sarmeno@mail.ru

3. Сверхтонкое расщепление между уровнями  $7P_{3/2}$  примерно в три раза меньше, чем между уровнями  $6P_{3/2}$ , что затрудняет спектральное разделение.

4. Коэффициент  $C_3$ , определяющий ван-дерваальсово взаимодействие Cs с сапфировой поверхностью наноячейки, на длине волны 456 нм составляет 20 кГц·мкм<sup>3</sup> [9], что в 10 раз больше  $C_3$  на 852 нм. Поэтому красный частотный сдвиг проявляется уже при  $L \leq 400$  нм.

Все эти особенности необходимо учитывать при разработке частотного репера в синей области спектра.

Напомним, что добротность резонанса (Q-фактор) определяется как  $Q = \nu/\Delta\nu$ , где  $\nu$  — оптическая частота,  $\Delta\nu$  — ширина резонанса на полувысоте. Поскольку  $\Delta\nu$  VSOP-резонансов в ИК-и синей областях примерно одинакова, добротность в синей области в 1.86 раза выше. Таким образом, формирование VSOP-резонанса в синей области спектра предпочтительнее, чем в ИК-области.

Кратко отметим работы по применению лазера на 456 нм. В [10] исследованы магнитооптические резонансы во флуоресценции с переходом в основное состояние из  $7P_{3/2}$ , возбужденного лазером на  $\lambda = 456$  нм. В [11] исследованы переходы  $D_2$ -линии и проведено сравнение с  $D_1$ -линией ( $\lambda = 459$  нм). В [12] применен метод насыщенного поглощения (saturated absorption, SA) для субдоплеровской спектроскопии [8].

В [13, 14] исследована стабильность частоты лазеров на  $D_1$ -линии Cs (459 нм) с внешним резонатором, стабилизированных методом SA. Использовалась микроячейка длиной 1.3 мм при температуре 118°C. Частотная нестабильность составляла 2.5 · 10<sup>-13</sup> при усреднении за 1 с и 3 · 10<sup>-14</sup> — за 200 с. Спектр SA состоял из четырех VSOP-резонансов на переходах  $F_g = 3, 4 \rightarrow F_e = 3, 4$  и двух перекрестных резонансов.

В настоящей работе впервые осуществлена спектроскопия высокого разрешения перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  с наноячейкой толщиной  $L = 2\lambda \approx 900$  нм. При такой толщине взаимодействие атомов со стенками минимально. Проведено сравнение традиционного SA-репера с методом на основе наноячейки и показаны его преимущества.

Кратко напомним метод SA: лазерный пучок делится на слабый пробный и сильный накачивающий, которые направляются навстречу друг другу (см. рис. 1). Из-за противоположных доплеровских сдвигов только атомы, движущиеся пер-



Рис. 1. ECDL — диодный лазер, 1 — изолятор Фарадея, 2 — поляризатор Глана, 3 — наноячейка с парами Сs внутри нагревателя, 4 — фотодетекторы, Refer. SA — 1-см ячейка для получения спектра SA, 5 — зеркало для получения спектра SA. Сигналы обрабатываются цифровым осциллографом. На вставке — фотография Cs-наноячейки. Овалом отмечена область  $L \approx 900$  нм. Интерференционные полосы образованы отражением от двух внутренних поверхностей наноячейки

пендикулярно двум излучениям, резонансно взаимодействуют с обоими пучками. Накачка насыщает переход, и в пробном пучке наблюдается уменьшение поглощения в виде VSOP-резонанса. При правильно выбранных интенсивностях ширина VSOP-резонанса может достигать естественной ширины перехода. Также появляются перекрестные CO-резонансы (cross-over) [3,8].

### 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Для резонансного возбуждения переходов  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  атома Cs использовался перестраиваемый диодный лазер с внешним резонатором (ECDL) со спектральной шириной линии  $\approx 0.4$  МГц и возможностью перестройки частоты в области  $\lambda = 456$  нм. Лазерное излучение направлялось нормально к окнам наноячейки, содержащей атомные пары с толщиной столба паров  $L \approx 900$  нм: формируемые резонансы расположены точно на атомных частотах, без дополнительного частотного сдвига. Приведем физический механизм образования необходимых узких оптических VSOP-резонансов.

Экспериментально было установлено, что при прохождении перестраиваемого по частоте лазерного излучения с мощностью  $\geq 1$  мВт через столб паров атомов Cs с толщиной  $L = n\lambda$  на точном атомном переходе формируется узкополосный оптический VSOP-резонанс. Этот VSOP-резонанс демон-



Рис. 2. Диаграмма сверхтонкого расщепления уровней и переходы  $D_2$ -линии атома Cs на длине волны  $\lambda = 456$  нм. Приведены относительные вероятности переходов, нормированные к вероятности самого сильного перехода Cs,  $4 \rightarrow 5'$ , принятой за 1; частотные интервалы изображены не в масштабе. Штрихами отмечены полные угловые моменты верхних уровней

стрирует уменьшение поглощения [6] и возникает в результате того, что, скажем, (см. рис. 2) атом, поглотив лазерный фотон с основного уровня  $F_g = 3$ , переходит на возбужденный уровень 2', 3', 4' (верхние уровни отмечены штрихами) и далее спонтанно переходит либо на уровень  $F_g = 3$ , либо на  $F_g = 4$ . Это явление называется оптической накачкой (OP орtical pumping) [8]. В результате OP происходит уменьшение числа атомов на уровне  $F_g = 3$ , что и приводит к формированию VSOP-резонанса, демонстрирующего уменьшение поглощения с этого уровня.

Эффективность процесса ОР определяется выражением [3]

$$\eta \propto \frac{\Omega^2 \gamma_N t}{(\Delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma^2},\tag{1}$$

где t — время взаимодействия лазерного излучения с атомом,  $\Omega$  — частота Раби лазерного излучения,  $\Delta$  — частотная расстройка от резонанса,  $\Gamma$  — сумма однородных и неоднородных уширений,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\gamma_N$  — радиационная ширина уровня  $7P_{3/2}$ , равная 1.2 МГц (коэффициент  $2\pi$  опущен для простоты),  $\mathbf{v}$  — тепловая скорость атомов в ячейке.

Для частоты Раби $\Omega$ оценку можно получить из выражения

$$\frac{\Omega}{2\pi} = \gamma_N \sqrt{\frac{I}{8}},\tag{2}$$

ЖЭТФ, том **168**, вып. 2 (8), 2025

где *I* [мВт/см<sup>2</sup>] — интенсивность лазерного излучения [15].

Из (1) видно, что чем больше время взаимодействия *t* атомов с лазерным пучком, тем выше эффективность оптической накачки, следовательно, больше амплитуда VSOP-резонанса. Для атомов, летящих параллельно окнам наноячейки (т. е. перпендикулярно к лазерному пучку), время взаимодействия  $t_D = D/v$ , где D — диаметр лазерного пучка, v тепловая скорость атома, в то время как для атомов, летящих вдоль направления лазерного пучка **k**, время взаимодействия  $t_L = L/v_k$ . Поскольку диаметр пучка приблизительно 1 мм, а расстояние между стенками L = 900 нм, то  $t_D$  на три порядка больше, чем  $t_L$ . Для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку,  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$ , и выражение (1) принимает максимальное значение при  $\Delta = 0$ . По этой причине VSOP-резонансы расположены точно на атомных переходах.

Из (1) также видно, что чем больше частота Раби (т. е. интенсивность лазерного излучения), тем выше эффективность оптической накачки, следовательно, происходит дополнительное уменьшение числа атомов на уровне  $F_g = 3$ , что приводит к уменьшению поглощения с этого уровня и, следовательно, к увеличению амплитуды VSOP-резонанса.

#### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Детали конструкции наноячейки приведены в работе [16]. Спектры пропускания регистрировались с помощью фотодиодов и четырехканального цифрового осциллографа Tektronix TDS2014B. На рис. 2 приведена диаграмма сверхтонкого расщепления уровней и переходы  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  атома Cs. Как видно, частотные расстояния между верхними уровнями составляют 50, 66 и 83 МГц, что примерно в 3 раза меньше частотных расстояний между верхними уровнями на длине волны 852 нм, которые равны 151, 201 и 251 МГц соответственно [8].

Для того чтобы определить минимальную пирину VSOP-резонанса, спектр пропускания исследовался в зависимости от мощности лазера. На рис. З *а* кривыми 1-3 показаны спектры пропускания наноячейки с  $L \approx 900$  нм для атомных переходов  $3 \rightarrow 2', 3', 4'$  при разных значениях мощности лазера (см. подпись к рис. 3). Заметим, что резонансы, которые формируются на атомных переходах методом SA, также называются VSOP-резонансами [8]. Штриховыми стрелками обозначены положения VSOP-резонансов, полученных ме

а



Frequency detuning, MHz

Рис. 3. а) Кривые 1-3 — спектры пропускания наноячейки толщиной  $L \approx 900$  нм при изменении мощности лазера 0.5, 7 и 77 мВт соответственно. Отмечены атомные переходы  $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ . Кривая 4 — реперный спектр насыщенного поглощения SA, который содержит три VSOPрезонанса (их положения отмечены вертикальными штриховыми линиями) и три перекрестных (CO) резонанса. b) Кривые 1-3 — спектры пропускания наноячейки при изменении мощности лазера 0.8, 10 и 115 мВт соответственно. Отмечены атомные переходы  $4 \rightarrow 3', 4', 5'$ . Кривая 4 —

реперный спектр насыщенного поглощения

тодом насыщенного поглощения SA для переходов  $F_g=3 \rightarrow F_e=2,3,4$  (далее будем использовать запись  $3 \rightarrow 2',3',4'$ ).

На рис. 3 *b* приведены спектры пропускания наноячейки для атомных переходов 4  $\rightarrow$  3', 4', 5' при разных мощностях лазера (см. подпись к рис. 3). Температура наноячейки составляла около 170 °C, что соответствует концентрации паров  $\approx 6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, доплеровское уширение  $\approx 800$  МГц. Отметим, что пиковое поглощение при



**Рис. 4.** Зависимость амплитуды VSOP-резонанса от мощности лазерного излучения. Погрешность измерения 5%. Сплошная линия приведена для удобства

 $L \approx 900$  нм составляет примерно 2%. Поглошение можно увеличить нагревом хвоста наноячейки, что, однако, приведет к дополнительному спектральному уширению VSOP-резонанса. Поэтому ≈ 170°C — оптимальная температура. Ширина VSOP-резонанса (FWHM) на кривой 1 (рис. 3a) составляет 30 МГц [17]. Ширина VSOP-резонанса обусловлена остаточной доплеровской шириной. Кривая 4 — спектр насыщенного поглощения, полученный в ячейке толщиной *L* = 1 см, который содержит по три VSOP- и СО-резонанса. Приведем пояснения для спектров насыщенного поглощения. Наряду с VSOP-резонансами в спектре SA появляются также перекрестные СО-резонансы. В случае переходов 3 <br/>  $\to 2', 3', 4'$ три СО-резонанса формируются на частотах посередине трех пар переходов:  $(3 \rightarrow 2' \text{ и } 3 \rightarrow 3'), (3 \rightarrow 2' \text{ и } 3 \rightarrow 4')$  и  $(3 \rightarrow 3'$  и  $3 \rightarrow 4')$ . В случае переходов  $4 \rightarrow 3', 4', 5'$ три СО-резонанса формируются на частотах посередине трех пар переходов:  $(4 \rightarrow 3' \text{ и } 4 \rightarrow 4')$ ,  $(4 \rightarrow 3' \text{ is } 4 \rightarrow 5') \text{ is } (4 \rightarrow 4' \text{ is } 4 \rightarrow 5') [3].$ 

На рис. 4 приведена зависимость амплитуды VSOP-резонанса  $4 \rightarrow 5'$  от мощности лазера. Видно, что с увеличением мощности лазера происходит увеличение амплитуды VSOP-резонанса.

Известно, что для удобного частотного репера важна не только большая амплитуда VSOP-резонанса, но и его малая ширина. По этой причине на рис. 5 приведена зависимость отношения амплитуды VSOP-резонанса (перехода  $4 \rightarrow 5'$ ) к его ширине  $\gamma_{VSOP}$  от мощности лазерного излучения. Как видно из рисунка, с увеличением мощности лазера сна-



Рис. 5. Зависимость отношения амплитуды VSOPрезонанса к его ширине  $A_{VSOP}/\gamma_{VSOP}$  от мощности лазерного излучения. Погрешность измерения 5%. Сплошная линия приведена для удобства

чала происходит увеличение отношения амплитуды VSOP-резонанса к его ширине, однако при дальнейшем увеличении мощности лазера до 100 мВт ширина резонанса растет быстрее его амплитуды и отношение  $A_{VSOP}/\gamma_{VSOP}$  начинает уменьшаться. Из рис. 5 видно, что оптимальная мощность лазера, при которой формируется относительно контрастный VSOP-резонанс при узкой ширине, составляет величину 20-30 мВт.

Как было показано в работе [18], взятие второй производной (SD — second derivative) от кривой спектра поглощения атомов позволяет выделить однородную ширину, замаскированную доплеровским уширением, вследствие чего происходит спектральное сужение VSOP-резонанса.

На рис. 6 а, в показаны спектры вторых производных спектров, приведенных на рис. 3 a, b. Видно, что происходит дополнительное спектральное сужение VSOP-резонансов. В частности, частотное разделение переходов  $3 \rightarrow 2'$  и  $3 \rightarrow 3'$  на кривой 3 по сравнению со случаем, показанным на рис. 3 а, существенно улучшилось из-за сужения спектров вторых производных. В результате взятия второй производной (SD) от спектра пропускания тонкой ячейки ширина VSOP-резонанса уменьшается до 20 МГц, что в 40 раз уже по сравнению с доплеровским уширением перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ .

Важно отметить преимущества метода SD как инструмента частотного репера с использованием наноячейки по сравнению с частотным репером с



Рис. 6. а) Вторые производные спектров, приведенных на рис. З a (переходы  $F_g = 3 \rightarrow 2', 3', 4'$ ). b) Спектры вторых производных, приведенных на рис. 3 b (переходы  $F_q = 4 \rightarrow 3', 4', 5'$ ). На вставке приведена аппроксимация VSOP-резонанса перехода  $4 \rightarrow 5'$  (кривая 1) гауссовой кривой

использованием техники насыщенного поглощения SA в обычной сантиметровой ячейке: a) простота реализации геометрии взаимодействия, так как реализуется однопроходное пропускание излучения, в отличие от необходимости формировать встречные пучки для геометрии SA; б) малая величина требуемой мощности лазера (в несколько раз меньше, чем для метода SA); в) отсутствие CO-резонансов; г) соответствие амплитуд атомных резонансов их интенсивностям переходов. Например, для соотношения амплитуд резонансов  $3 \rightarrow 3'$  и  $3 \rightarrow 2'$  из диаграммы рис. 1 имеем 1.04, а из экспериментальной кривой 2 (рис. 6 а) получаем 1.08. Далее, для соотношения амплитуд резонансов  $3 \rightarrow 3'$  и  $3 \rightarrow 4'$  по теории ожидалось 1.38, а из экспериментальной кривой 2 того



**Рис. 7.** Зависимость спектральной ширины VSOPрезонанса (его второй производной SD)  $4 \rightarrow 5'$  от мощности лазера. Погрешность измерения 5%. Штриховая линия получена эмпирически (см. текст)

же рис. 6 а получаем 1.52. Как видно, наблюдается неплохое согласие экспериментальных данных с теоретическими. В отличие от данного метода, широко применяемый реперный спектр SA на кривой 4 плохо соответствует теоретическим данным. Например, соотношение амплитуд резонансов  $3 \rightarrow 3'$  и  $3 \rightarrow 2'$ по реперной кривой 4 дает величину 0.7 вместо теоретического значения 1.04. Соотношение амплитуд резонансов  $3 \rightarrow 3'$  и  $3 \rightarrow 4'$ , полученных методом SA (кривая 4), дает величину 0.84 вместо теоретического значения 1.38. Кроме того, частотный репер на основе насыщенного поглощения SA содержит не только полезные VSOP-резонансы, но и нежелательные СО-резонансы, которые расщепляются на дополнительные компоненты во внешнем магнитном поле [19], в то время как спектр пропускания наноячейки содержит только полезные VSOP-резонансы. Это позволяет изучать воздействие внешнего магнитного поля на атомные переходы  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ . На рис. 7 приведена зависимость спектральной ширины VSOP-резонанса  $4 \rightarrow 5'$  от мощности лазера. Получена эмпирическая формула

$$\gamma \left[\mathrm{M}\Gamma\mathrm{II}\right] = 5\sqrt{\frac{P\left[\mathrm{M}\mathrm{B}\mathrm{II}\right]}{5} + 18}$$

которая описывает эксперимент.

Отметим, что в недавно опубликованной работе [20] для исследования поведения атомных переходов Cs,  $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ ,  $D_2$ -линии на длине волны 852 нм в магнитном поле 610 Гс была использована техника SA.

В работе [3] было показано, что, как правило, формирование СО-резонанса в микроячейке сильно затруднено. Однако использование микроячейки в технике SA для исследования поведения атомных переходов на длине волны 456 нм в магнитном поле непродуктивно по отмеченным выше причинам, а именно: в 2 раза большего доплеровского уширения, чем на длине волны 852 нм, и в три раза меньшего частотного расщепления между верхними уровнями 7Р<sub>3/2</sub>. Напомним, что СО-резонанс появляется, когда частотное расстояние между двумя близкими переходами мало и атомные линии перекрываются доплеровски уширенными крыльями. В случае, когда будет приложено магнитное поле, это приведет к расщеплению СО-резонансов на большое количество дополнительных компонент, что сильно затруднит изучение поведения атомных переходов. Как отмечено выше, при формировании VSOP-резонансов с помощью наноячейки СО-резонансы полностью отсутствуют, поэтому они могут быть более успешно использованы при изучении атомных переходов во внешнем магнитном поле, в отличие от метода, примененного в работе [20]. Недавно была опубликована работа [21], в которой для исследования перехода  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  также была использована наноячейка. Кратко проведем сравнение результатов с настоящей работой. Основным результатом работы [21] является первая регистрация эффекта сужения Дике (происходит сужение спектра поглощения в 3-4 раза по сравнению с доплеровским уширением) в спектре поглощения при толщине ячейки  $L = \lambda/2$  в синей области. В отличие от рассмотренных в настоящей работе нелинейных методов преодоления доплеровского уширения, бездоплеровские резонансы в ячейках с толщиной  $(\lambda/2)(2n+1)$ , где n — целое число, это линейный по интенсивности возбуждающего излучения эффект [22]. Приведенная теория хорошо описывает эксперимент. Ранее эффект сужения Дике при толщине ячейки  $L = \lambda/2$  был зарегистрирован в ближней инфракрасной области спектра [4,5]. При толщине ячейки  $L = n\lambda$ , где n - целое число, линейные бездоплеровские резонансы отсутствуют. В этом случае, рассмотренном в настоящей работе, в спектре пропускания наноячейки формируются VSOP-резонансы, которые также могут служить частотным репером. Также заметим, что так как коэффициент С<sub>3</sub>, который определяет ван-дер-ваальсово взаимодействие атома Cs с диэлектрической поверхностью ячейки, составляет величину 20 кГц · мкм<sup>3</sup> [9], то нетрудно показать (по формуле (1) из работы [21]), что даже при толщине  $L \simeq \lambda \simeq 460$  нм расчетная величина ван-дер-ваальсового сдвига составляет приблизительно 3 МГц. Этот сдвиг не виден на приведенном в работе [21] рис. З из-за ширины 30 МГц VSOP-резонанса. При ширине оптического резонанса в 1 МГц этот частотный сдвиг будет проявляться, что нежелательно для частотного репера. При толщине  $L \simeq 2\lambda \approx 900$  нм ван-дерваальсов сдвиг практически не проявляется. Другое преимущество использования наноячейки толщиной  $L \simeq 2\lambda \approx 900$  нм состоит в том, что амплитуда VSOP-резонанса в этом случае больше амплитуды VSOP-резонанса при толщине  $L \simeq \lambda$ , при этом спектральная ширина практически одинаковая. Это особенно важно для слабых по интенсивности переходов, каким является переход  $6S \rightarrow 7P$ , а также для практических применений VSOP-резонансов. Важно также отметить, что опытный стеклодув может изготовить стеклянную ячейку толщиной около 1 мкм по рисунку, приведенному в работе [23], в то время как изготовление наноячейки продолжает оставаться сложной задачей.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые с помощью спектроскопии высокого разрешения исследованы переходы Cs  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ с использованием наноячейки с толщиной слоя паров  $L = 2\lambda \approx 900$  нм. Получено сужение спектра VSOP-резонансов в 40 раз по сравнению с доплеровски уширенным переходом  $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  атома Cs. Полученные спектры вторых производных могут служить удобным частотным репером, которые имеют существенное преимущество по сравнению со спектрами насыщенного поглощения (SA). Ожидается, что наноячейка с Cs может быть также успешно использована в спектроскопии перехода  $6S_{1/2} \to 8P_{3/2}$  (389 нм). В этом случае уменьшение силы осциллятора этого перехода можно компенсировать увеличением концентрации атомарных паров Cs. При наличии наноячеек, заполненных парами атомов Rb, Na, K, на основе этих атомов также могут быть созданы удобные частотные реперы в синей области спектра. Кроме того, возможно применение частотного репера на основе наноячейки в синей области и во внешнем магнитном поле. Найдено оптимальное значение мощности лазера для формирования высококонтрастного и узкого VSOP-резонанса в наноячейке. Получена эмпирическая формула, которая позволяет оценить ширину VSOP-резонанса в зависимости от мощности лазера.

наноячейка из технического сапфира (использованная в настоящей работе), может сделать приведенные исследования доступными для более широкого круга исследователей.

**Благодарности.** А. Саргсян благодарит сотрудников Университета ИТМО за сотрудничество. Авторы благодарят А. Гогян за техническое содействие.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке Республики Армения в рамках проекта № 25RG-1C008.

# ЛИТЕРАТУРА

- J. Kitching, *Chip-Scale Atomic Devices*, Appl. Phys. Rev. 5, 031302 (2018).
- M. Abdel Hafiz, R. Vicarini, N. Passilly, C. Calosso, V. Maurice, J. Pollock, A. Taichenachev, V. Yudin, J. Kitching, and R. Boudot, Phys. Rev. Appl. 14, 034015 (2020).
- A. Sargsyan, D. Sarkisyan, A. Papoyan, Y. Pashayan-Leroy, P. Moroshkin, A. Weis, A. Khanbekyan, E. Mariotti, and L. Moi, Laser Phys. 18, 749 (2008).
- G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, J. Opt. Soc. Amer. B 20, 793 (2003).
- G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, Europhys. Lett. 63, 35 (2003).
- D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. A 69, 065802 (2004).
- A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, Appl. Phys. Lett. 93, 021119 (2008).
- 8. W. Demtroder, Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, Springer (2002).
- J. C. de Aquino Carvalho, I. Maurin, P. Chaves de Souza Segundo, A. Laliotis, D. de Sousa Meneses, and D. Bloch, Phys. Rev. Lett. 131, 143801 (2023).
- M. Auzinsh, R. Ferber, F. Gahbauer, A. Jarmola, L. Kalvans, and A. Atvars, Opt. Commun. 284, 2863 (2011).
- A. Damitz, G. Toh, E. Putney, C. E. Tanner, and D. S. Elliott, Phys. Rev. A 99, 062510 (2019).

- W. Williams, M. Herd, and W. Hawkins, Laser Phys. Lett. 15, 095702 (2018).
- E. Klinger, A. Mursa, C. M. Rivera-Aguilar, R. Vicarini, and R. Boudot, Opt. Lett. 49, 1953 (2024).
- 14. E. Klinger, C. M. Rivera-Aguilar, A. Mursa, Q. A. A. Tanguy, N. Passilly, and R. Boudot, Appl. Phys. Lett. 126, 124003 (2025).
- A. J. Krmpot, M. M. Mijailovic, B. M. Panic, D. V. Lukic, A. G. Kovacevic, D. V. Pantelic, and B. M. Jelenkovic, Opt. Express 13, 1448 (2005).
- 16. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. 108, 173601 (2012).
- 17. G. Toh, N. Chalus, A. Burgess et al., Phys. Rev. A 107, 052507 (2019).

- **18**. А. Саргсян, А. Амирян, Д. Саркисян, ЖЭТФ **158**, 241 (2020).
- 19. S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, and E. Arimondo, Phys. Rev. A 92, 063810 (2015).
- 20. J. Han, S. Chen, W. Xiao, X. Peng, and H. Guo, Phys. Rev. A 111, 032813 (2025).
- 21. A. Sargsyan, E. Klinger, R. Boudot, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. 50, 3229 (2025).
- 22. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, Phys. Rev. A 51, 1959 (1995).
- 23. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, ЖЭТФ 147, 668 (2015).
- 24. T. Peyrot, C. Beurthe, S. Coumar, M. Roulliay, K. Perronet, P. Bonnay, C. Adams, A. Browaeys, and Y. Sortais, Opt. Lett. 44, 1940 (2019).