

01

Коэффициенты уширения и сдвига линий D_1 и D_2 атомов Rb неона: разрешение сверхтонких компонент в полуволновой ячейке с применением техники двойного дифференцирования по частоте

© А. Саргсян^{1,¶}, Т.А. Вартамян², Д. Саркисян¹

¹ Институт физических исследований НАН Армении,
0203 Аштарак, Армения

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: sarmeno@mail.ru

Поступила в редакцию 22.02.2021 г.

В окончательной редакции 30.03.2021 г.

Принята к публикации 19.04.2021 г.

Для измерения коэффициентов уширения и сдвига линий D_1 и D_2 атомов Rb неона использована ячейка субмикронной толщины. Разрешение сверхтонких компонент достигнуто комбинацией двух приемов. Во-первых, толщина столба паров Rb в направлении распространения лазерного излучения выбиралась равной половине его длины волны λ в условиях резонанса с частотой атомного перехода. Для атомов рубидия $\lambda/2 \sim 400$ nm. При толщине наноячейки $L \sim \lambda/2$ в спектре пропускания $A(\nu)$ происходит сужение спектральных линий атомных переходов за счет исключения доплеровского уширения. Во-вторых, дальнейшее сужение регистрируемых сигналов достигалось путем двойного дифференцирования спектра пропускания $A''(\nu)$. Измерены спектры пропускания чистых паров рубидия и паров рубидия с добавкой неона при различных давлениях. Измеренные величины коэффициентов сдвига линий D_1 и D_2 рубидия в присутствии Ne составили -1.1 ± 0.2 MHz/Torr и -2.1 ± 0.2 MHz/Torr соответственно. Коэффициенты уширения линий D_1 и D_2 совпадают и составляют 10 ± 1 MHz/Torr. Благодаря высокому спектральному разрешению методика позволяет проводить измерения для каждого индивидуального перехода в отдельности.

Ключевые слова: рубидий, неон, щелочные металлы, благородные газы, уширение спектральных линий, наноячейка, бездоплеровская спектроскопия, столкновительное уширение, буферные газы.

DOI: 10.21883/OS.2021.08.51192.1937-21

1. Введение

Буферные газы, в качестве которых обычно выступают гелий, неон, аргон и другие благородные газы, широко используются в спектроскопии атомарных паров щелочных металлов. Известно, например, что наличие в ячейке буферного газа приводит к многократному сужению спектральной ширины резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕИП), вплоть до десятков Hz [1]. Аналогичное влияние оказывает наличие буферного газа и на процесс электромагнитно-индуцированного поглощения (ЕИА) [2,3]. Общей причиной сужения спектральной ширины резонансов в обоих процессах является то, что в ячейке без буферного газа атомы движутся свободно со скоростью, определяемой температурой ячейки. В буферном газе свободные пролеты сменяются диффузионным движением, что приводит к возрастанию времени взаимодействия атомов с лазерным пучком, и как следствие, сужению спектральной ширины резонанса. Известно, что наличие буферного газа приводит к частотным сдвигам и уширению атомных переходов; эти величины для линий $D_{1,2}$ атомов Rb приведены в [4–7]. В работе [8] было предсказано, что величины частотных сдвигов и

уширения для группы атомных переходов линии D_1 (также и для группы переходов линии D_2) атомов Rb в своей группе должны быть равны между собой. Благодаря высокому спектральному разрешению в настоящей работе это продемонстрировано экспериментально. В работе [9] показано, что в отличие от атомов других щелочных металлов частотные сдвиги переходов Cs линии D_1 больше, чем частотные сдвиги переходов линии D_2 .

Для многих практических применений ячеек с парами щелочных металлов важно добиться уменьшения их размеров без ухудшения параметров протекающих в них процессов. В связи с этим актуальность приобретает исследование оптических процессов в тонких и сверхтонких ячейках [10–12]. В частности, как показано в [11], в ячейке, толщина которой составляет половину длины волны (или целое кратное длин волн плюс половина длины волны) резонансного излучения, происходит сужение спектра пропускания благодаря частичному исключению доплеровского уширения, что позволяет исследовать уширение спектральных линий при таких давлениях буферного газа, при которых это уширение значительно меньше доплеровского.

Для формирования EIA-резонанса в N-системе в работе [3] была использована ячейка толщиной $40\ \mu\text{m}$, заполненная парами Rb и Ne с давлением 150 Torr. В работе [13] была использована наноячейка (nanocell, NC) с толщиной столба паров Rb менее $100\ \text{nm}$ и показано, что, используя процесс селективного отражения (selective reflection, SR) лазерного излучения от границы окна субмикронной ячейки и паров атомов Rb, можно по спектру SR дистанционно определять индукцию сильных магнитных полей вплоть до нескольких kG. Недавно разработанные стеклянные NC [14], которые проще в изготовлении, чем NC, изготовленные из технического сапфира, сделают их более доступными. Поэтому важно исследовать влияние буферного газа на частотные сдвиги и спектральные уширения переходов в случае, когда атомы заключены в субмикронную ячейку (или NC). В данной работе используются две NC, заполненные парами атомов Rb и газом Ne с давлением 6 и 20 Torr соответственно. Измеряемые величины находятся в интервале $1\text{--}10\ \text{MHz/Torr}$, однако применение широко используемой в спектроскопии сверхвысокого разрешения техники насыщенного поглощения (SA) [4] неприемлемо, поскольку, как показано в работе [15], при наличии в ячейке буферного газа с давлением $> 0.1\ \text{Torr}$ все формируемые резонансы исчезают.

2. Эксперимент

2.1. Комплексная спектроскопическая ячейка

Фотография комплексной ячейки и ее схема приведены на рис. 1. Комплексная ячейка содержит две сообщающиеся ячейки. Толщина 1-й ячейки составляет 1 см. Вторая ячейка — это NC с клиновидным зазором между внутренними поверхностями окон NC. Толщина зазора варьируется в интервале $0.3\text{--}3\ \mu\text{m}$. Все детали конструкции изготовлены из технического сапфира. Только к самому концу тонкой сапфировой трубки-резервуара припаяна стеклянная трубка, через которую производится заполнение Ne и металлическим Rb, состоящим из изотопов ^{85}Rb (72%) и ^{87}Rb (28%). После заполнения ячейки производится отпайка стеклянной трубки. Для нагрева ячейки она помещается в печь, в которой имеются 2 отверстия диаметром 10 mm для прохождения лазерного излучения как через ячейку толщиной 1 см, так и через NC. Печка содержит две нагревательные секции (для нагрева окон NC и отрезка резервуара) и может плавно перемещаться в вертикальном направлении. В данной работе используются толщины зазора L в направлении лазерного излучения, равные $L = \lambda_1/2 = 390\ \text{nm}$ или $L = \lambda_2/2 = 397.5\ \text{nm}$, где $\lambda_1 = 780\ \text{nm}$ и $\lambda_2 = 795\ \text{nm}$ — длины волн лазерного излучения, резонансного с переходами линий D_2 или D_1 Rb соответственно. Методика определения толщины NC приведена в [16]. Были использованы две комплексные ячейки, каждая из которых содержит NC: в первую

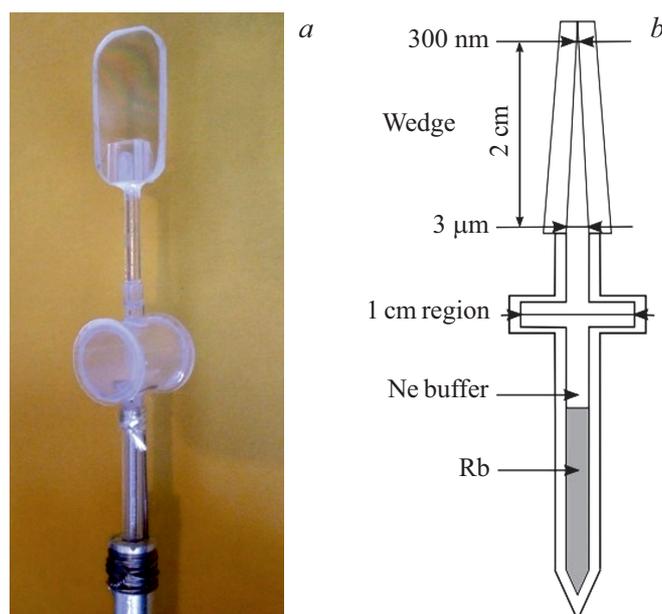


Рис. 1. (а) Фотография комплексной ячейки, содержащей сантиметровую ячейку в средней части и NC с парами Rb и Ne в верхней части, (b) схема комплексной ячейки: сантиметровая ячейка показана в средней части конструкции, NC приведена в верхней части схемы.

при заполнении Rb был добавлен Ne с парциальным давлением 6 Torr; во второй был добавлен Ne с парциальным давлением 20 Torr. Ячейка толщиной 1 см комплексной ячейки с Ne с давлением 6 Torr была использована в работе [17] для изучения процесса EIT в лестничной системе атомов Rb, а NC использовалась для регистрации резонансной флуоресценции паров атомов Rb [18].

2.2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки достаточно проста. Для регистрации частотного сдвига и спектрального уширения атомных переходов используется NC, приведенная в верхней части на рис. 1. Толщина столба паров Rb в направлении лазерного излучения составляла $L = \lambda_1/2 = 390\ \text{nm}$ или $L = \lambda_2/2 = 397.5\ \text{nm}$. В работах [16,19,20] было показано, что при такой толщине L в спектре пропускания (поглощения) $A(\nu)$ NC происходит сужение спектра поглощения на атомных переходах. Основная причина сужения заключается в том, что наибольший вклад в поглощение вносят атомы, летящие параллельно стенкам NC и перпендикулярно направлению распространения лазерного излучения. Для таких атомов доплеровский сдвиг частоты перехода мал. Для дальнейшего сужения производилось двойное дифференцирование спектра поглощения $A''(\nu)$, что обеспечивало дополнительное сужение атомных линий в спектре второй производной (SD — second derivative) [21–24]. Это особенно важно для частотного разделения близко

расположенных атомных переходов [23,24]. Отросток NC с Rb нагревался до 120°C , что обеспечивало концентрацию атомов $N_{\text{Rb}} \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Использовалось излучение перестраиваемого узкополосного диодного лазера с внешним резонатором [25] со спектральной шириной излучения $\sim 1 \text{ MHz}$ и диаметром пучка 1 mm . Часть лазерного излучения направлялась на узел, содержащий дополнительную NC с $L = \lambda/2$ с чистыми парами Rb, спектр SD поглощения которой служил частотным репером для определения частотных сдвигов и спектрального уширения. Излучение, прошедшее через атомные пары, регистрировалось фотодиодами, сигналы с которых подавались на осциллограф Tektronix TDS2014B.

2.3. Экспериментальные результаты

2.3.1. Исследование D_1 -линий ^{85}Rb и ^{87}Rb

На рис. 2, *a, b* приведены диаграммы сверхтонкого расщепления уровней и атомных переходов линий $D_{1,2}$ атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb . На рис. 3 верхние кривые 6, 5 и 4 показывают экспериментальные спектры пропускания переходов $2 \rightarrow 2', 3'$ атомов ^{85}Rb D_1 -линии, полученные при толщине NC $L = \lambda/2 = 397.5 \text{ nm}$: кривая 6 показывает реперный спектр чистых паров Rb в NC; кривая 5 показывает спектр для случая, когда давление Ne в NC составляет 6 Torr, кривая 4 показывает спектр пропускания NC для давления Ne в NC 20 Torr. Мощность лазерного излучения $\sim 10 \mu\text{W}$. Кривая 1 показывает вторую производную (second derivative, SD) спектра пропускания 6; кривая 2 показывает спектр SD кривой 5; кривая 3 показывает спектр SD кривой 4. Заметим, что при 6 Torr Ne в спектре пропускания кривой 5 еще возможно наблюдать пики увеличенного поглощения на переходах $2 \rightarrow 2', 3'$ атомов ^{85}Rb , однако при 20 Torr Ne в спектре пропускания кривой 4 эти пики полностью отсутствуют. Метод SD позволяет выявить частотное положение переходов, скрытых спектральным уширением, вызванным столкновениями Rb–Ne: при 6 Torr Ne переходы $2 \rightarrow 2', 3'$ смещены на -7 MHz (красное смещение) относительно реперной частоты SD (кривая 1), а при 20 Torr Ne переход $2 \rightarrow 3'$ смещен на -19 MHz (красное смещение), т. е. атомы Ne вызывают частотное смещение перехода $2 \rightarrow 3'$ атома ^{85}Rb на величину $-1.1 \pm 0.2 \text{ MHz/Torr}$. Как видно из диаграммы, на рис. 2, *a* вероятность перехода $2 \rightarrow 2'$ более чем в 3 раза меньше вероятности перехода $2 \rightarrow 3'$ и, поскольку наряду со сдвигом частоты и уширением спектра, вызванного Ne, происходит уменьшение пиковой амплитуды, то при 20 Torr Ne переход $2 \rightarrow 2'$ в спектре SD не регистрируется.

На рис. 4 верхние кривые 6, 5 и 4 показывают экспериментальные спектры пропускания переходов $2 \rightarrow 1', 2'$ атомов ^{87}Rb D_1 -линии (переходы показаны на рис. 1, *a*), полученные при толщине NC $L = 397.5 \text{ nm}$: кривая 6

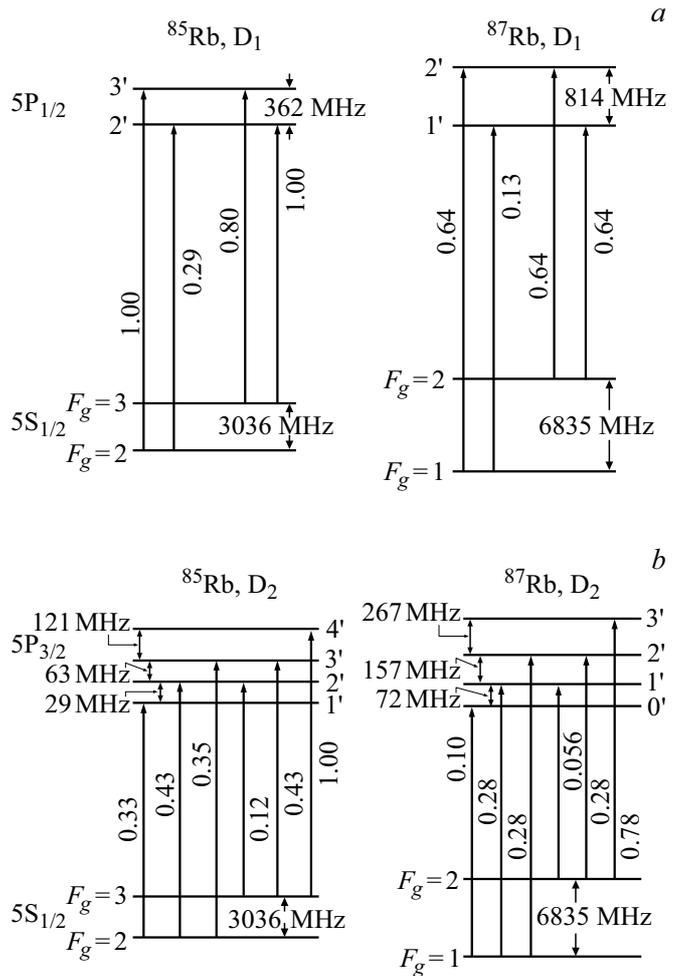


Рис. 2. Диаграммы сверхтонкого расщепления уровней и переходов атомов ^{85}Rb , ^{87}Rb . (*a*) D_1 -линия. Приведены относительные вероятности переходов, нормированные к вероятности самого сильного перехода ^{85}Rb , $2 \rightarrow 3'$, принятой за единицу; частотные интервалы изображены не в масштабе. (*b*) D_2 -линия. Приведены относительные вероятности переходов, нормированные к вероятности самого сильного перехода ^{85}Rb , $3 \rightarrow 4'$, принятой за единицу; частотные интервалы изображены не в масштабе. Штрихами отмечены полные атомные угловые моменты верхних уровней.

показывает реперный спектр в случае, когда в NC присутствуют только чистые пары Rb; кривая 5 показывает спектр в случае наличия в NC 6 Torr Ne, кривая 4 показывает спектр в случае наличия в NC 20 Torr Ne. Кривая 1 показывает спектр SD реперной кривой 6; кривая 2 показывает спектр SD кривой 5, кривая 3 показывает спектр SD кривой 4. Заметим, что при 6 Torr Ne в спектре пропускания кривой 5 еще видны пики увеличенного поглощения на переходах $2 \rightarrow 1', 2'$, однако при 20 Torr Ne в спектре пропускания кривой 4 эти пики слабо выражены. При 6 Torr Ne переходы $2 \rightarrow 1', 2'$ смещены на -8 MHz относительно реперной частоты SD (кривая 1), а при 20 Torr Ne переходы $2 \rightarrow 1', 2'$ смещены на -20 MHz , т. е. атомы Ne вызывают сме-

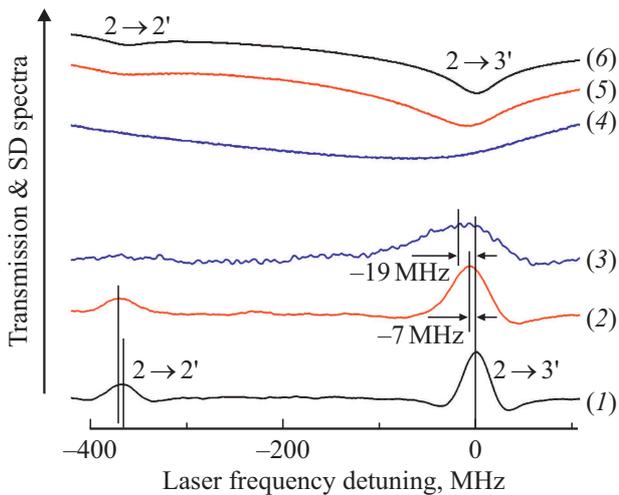


Рис. 3. Экспериментальные спектры пропускания переходов $2 \rightarrow 2', 3'$ атомов ^{85}Rb , D_1 -линии, толщина NC $L = 397.5$ nm; кривая 6 — реперный спектр пропускания чистых паров Rb в NC; кривые 5 и 4 — спектры пропускания при давлениях Ne в NC соответственно 6 и 20 Torr; кривые 1, 2 и 3 — вторые производные (SD) спектров 6, 5 и 4 соответственно, приведены частотные сдвиги, вызванные столкновениями ^{85}Rb –Ne при 6 и 20 Torr Ne.

шение переходов $2 \rightarrow 1', 2'$ атома ^{87}Rb линии D_1 на величину -1.1 ± 0.2 MHz/Torr. В правой части вставки рис. 4 приведен умноженный на -1 фрагмент кривой 5, аппроксимированный лоренцевым контуром, который, как правило, описывает форму линии перехода при наличии буферного газа. В левой части вставки рис. 4 показано, что в случае лоренцева контура спектральная ширина на полувысоте A равна частотному расстоянию B между минимумами SD. В работе [26] показано, что профиль контура пропускания на атомном переходе в чистых парах при $L = \lambda/2$ хорошо аппроксимируется функцией PsdVoigt2 программы ORIGIN, которая близка к лоренцеву контуру, при этом $A \approx B$. Расстояние между минимумами SD $B = 80$ MHz и 145 MHz отмечены стрелками для кривых 1 и 2 в случае 6 Torr Ne для перехода $2 \rightarrow 1'$, что дает величину коэффициента уширения $(145 - 80 \text{ MHz})/6 \text{ Torr} = 10.8 \text{ MHz/Torr}$. Обработка полученных спектров для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb линий D_1 дает величину коэффициента уширения $10 \pm 1 \text{ MHz/Torr}$.

2.3.2. Исследование D_2 -линий ^{85}Rb и ^{87}Rb

На рис. 5 верхние кривые 4–6 показывают экспериментальные спектры пропускания переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ атомов ^{85}Rb линии D_2 (переходы показаны на рис. 1, *b*), полученные при толщине NC $L = \lambda/2 = 390$ nm: кривая 6 показывает реперный спектр чистых паров Rb; кривая 5 показывает спектр в случае наличия 6 Torr Ne в NC; кривая 4 показывает спектр пропускания в NC в присутствии 20 Torr Ne. Мощность лазерного излучения $10 \mu\text{W}$. Кривая 1 показывает репер-

ный спектр SD кривой 6, кривая 2 показывает спектр SD кривой 5, кривая 3 показывает спектр SD кривой 4. Заметим, что при 6 Torr Ne в спектре пропускания кривой 5 еще видны пики увеличенного поглощения на переходах $3 \rightarrow 2', 3', 4'$, однако при 20 Torr Ne они полностью отсутствуют. При 6 Torr Ne переходы $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ смещены на -13 MHz относительно реперной частоты SD, а при давлении Ne 20 Torr переходы $3 \rightarrow 3', 4'$ смещены на -44 MHz, т.е. атомы Ne вызывают частотное смещение D_2 -линии на величину -2.1 ± 0.2 MHz/Torr. Как видно из сравнения спектра 2 на рис. 5 и диаграммы на рис. 2, *b*, соотношение между величинами вероятностей переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ атома ^{85}Rb при наличии буферного газа сохраняется.

На рис. 6 верхние кривые 6, 5 и 4 показывают экспериментальные спектры пропускания переходов $2 \rightarrow 1', 2', 3'$ атомов ^{87}Rb D_2 -линии, полученные при толщине NC $L = 390$ nm: кривая 6 показывает реперный спектр в случае, когда в NC присутствуют только чистые пары Rb; кривая 5 показывает спектр пропускания в случае, когда в NC присутствует 6 Torr Ne, кривая 4 показывает спектр, полученный, когда NC содержит 20 Torr Ne. Кривая 1 показывает SD реперного спектра 6; кривая 2 показывает SD спектра 5, кривая 3 показывает SD спектра 4. Заметим, что при 6 Torr Ne в спектре пропускания 5 еще возможно наблюдать пики поглощения на переходах $2 \rightarrow 1', 2', 3'$, однако при 20 Torr Ne в спектре пропускания 4 эти пики полностью отсутствуют. При

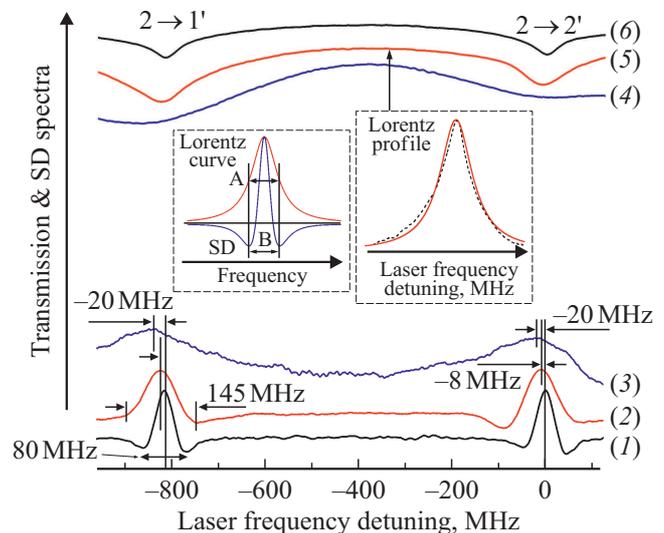


Рис. 4. Экспериментальные спектры пропускания переходов $2 \rightarrow 1', 2'$ атомов ^{87}Rb , линии D_1 , $L = 397.5$ nm; кривая 6 — реперный спектр паров Rb; кривые 5 и 4 — спектры при наличии в NC 6 Torr и 20 Torr Ne; кривые 1, 2 и 3 — SD спектров 6, 5 и 4 соответственно, приведены частотные сдвиги переходов $2 \rightarrow 1', 2'$, вызванные столкновениями при 6 и 20 Torr Ne. На правой вставке приведен фрагмент кривой 5, умноженный на -1 и аппроксимированный лоренцевым контуром. На левой вставке продемонстрировано, что ширина лоренцева контура на полувысоте A равна частотному расстоянию B между минимумами SD.

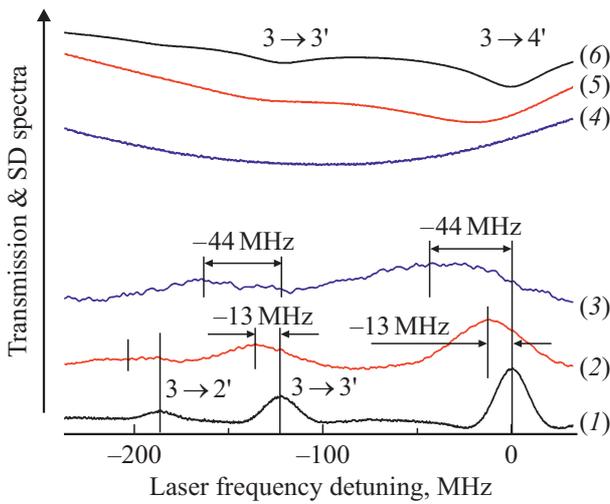


Рис. 5. Экспериментальные спектры пропускания переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ атомов ^{85}Rb , D_2 -линии, толщина NC $L = \lambda/2 = 390 \text{ nm}$; кривая 6 — реперный спектр чистых паров Rb; кривые 5 и 4 — спектры, полученные при 6 Torr и 20 Torr Ne в NC; кривые 1, 2 и 3 — SD спектров 6, 5 и 4 соответственно, приведены частотные сдвиги переходов, вызванные столкновениями ^{85}Rb -Ne при 6 и 20 Torr Ne.

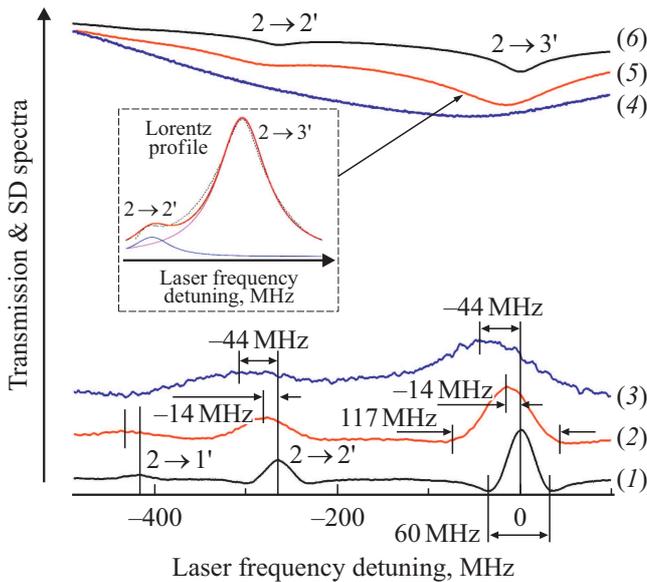


Рис. 6. Экспериментальные спектры пропускания переходов $2 \rightarrow 1', 2', 3'$ атомов ^{87}Rb , линии D_2 , $L = 390 \text{ nm}$; кривая 6 — реперный спектр чистых паров Rb; кривые 5 и 4 — спектры в случае 6 Torr и 20 Torr Ne; кривые 1, 2 и 3 — SD спектров 6, 5 и 4 соответственно, приведены частотные сдвиги переходов, вызванные столкновениями ^{87}Rb -Ne при 6 и 20 Torr Ne. На вставке — разложенный на два лоренцева контура фрагмент кривой 5, умноженный на -1 .

6 Torr Ne переходы $2 \rightarrow 1', 2', 3'$ смещены на -14 MHz относительно реперной частоты SD (кривая 1), а при 20 Torr Ne переходы $2 \rightarrow 2', 3'$ линии D_2 смещены на величину $-2.1 \pm 0.2 \text{ MHz/Torr}$, которая примерно одина-

кова для всех трех переходов. Поскольку для линии D_2 величина сдвига частоты перехода в 2 раза больше, чем для линии D_1 , сдвиг частоты регистрируется даже для слабого перехода $3 \rightarrow 2'$ при 6 Torr Ne — кривая 2 на рис. 6. Как видно из сравнения с величинами, приведенными на диаграмме рис. 2, а, столкновения Rb-Ne не изменяют соотношения вероятностей переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$. На вставке к рис. 6 приведен фрагмент кривой 5, умноженный на -1 и аппроксимированный функцией Лоренца. На вставке рис. 4 показано, что в случае лоренцева контура спектральная ширина на полувысоте A равна частотному расстоянию B между минимумами SD. Расстояние между минимумами (величины $B = 60 \text{ MHz}$ и 117 MHz отмечены стрелками для кривых 1 и 2 в случае 6 Torr Ne, что дает величину уширения $(117 - 60 \text{ MHz})/6 \text{ Torr} = 9.5 \text{ MHz/Torr}$. Обработка других полученных кривых для линии D_2 атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb дает величину уширения $10 \pm 1 \text{ MHz/Torr}$.

Сдвиги (MHz/Torr)				
	Настоящая работа	[27]	[5]	[6]
D_1	-1 ± 0.1	-0.9 ± 0.02	-1.7 ± 0.5	-0.37 ± 0.3
D_2	-2.2 ± 0.1	-2.44 ± 0.02	-2.7 ± 0.2	-2 ± 0.3

Уширения (MHz/Torr)				
	Настоящая работа	[27]	[5]	[6]
D_1	10 ± 1	9.84 ± 0.1	7 ± 2	9.4 ± 1.3
D_2	10 ± 1	9.47 ± 0.1	13 ± 3	9.8 ± 1.7

3. Обсуждение

Величины частотных сдвигов и спектральных уширений переходов атомов Rb $D_{1,2}$ -линий Ne приведены в таблице. Полученные нами результаты согласуются с величинами, приведенными в работе [27], в которой использовались спектроскопические ячейки сантиметровой длины. Такое согласие результатов при использовании NC с $L = 400 \text{ nm}$ возможно объяснить следующим образом. Как показано в работах [12,13], вандер-ваальсово (vdW) взаимодействие атомов щелочных металлов с поверхностью сапфировых окон NC приводит к значительным сдвигам частоты переходов и их спектральному уширению при толщинах $L < 100 \text{ nm}$. Однако при такой относительно большой величине, как $L \sim 400 \text{ nm}$, vdW взаимодействие приводит к сдвигам частоты и уширению $< 0.1 \text{ MHz}$ переходов линий $D_{1,2}$. Как показано в работе [10], наличие в микронной ячейке буферного газа с давлением $\sim 10 \text{ Torr}$ существенно уменьшает столкновительную ширину (оценка ширины в нашем случае $< 0.1 \text{ MHz}$). Таким образом,

замечательной особенностью NC с толщиной $L = \lambda/2$ является сужение спектра пропускания на атомных переходах [11,19,20], в то время как vdW взаимодействие еще незначительно.

Поскольку пиковое поглощение в NC при $L \sim 4 \cdot 10^{-5}$ см мало, формула Бугера–Бера для поглощения записывается просто [4]: $\sigma \times N \times L$, где $\sigma \sim 10^{-11}$ см² представляет поперечное сечение резонансного поглощения для атома Rb на переходе $5S-5P$, $N_{\text{Rb}} = 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, что дает для пикового поглощения величину $\sim 10^{-2}$. Если предположить, что сечение σ_{Col} столкновительного уширения Rb($5P$)–Ne такого же порядка, как для Rb($5D$)–Ne, то можно принять $\sigma_{\text{Col}} \sim 2 \cdot 10^{-14}$ см² [17]. Тогда для спектрального уширения линий $D_{1,2}$ для 1 Torr Ne ($N_{\text{Ne}} \sim 10^{16}$ см⁻³) получим $\sigma_{\text{Col}} N_{\text{Ne}} V_{\text{Rb-Ne}}$, где $V_{\text{Rb-Ne}} \sim 5 \cdot 10^4$ см/с — относительная скорость атомов Rb–Ne, это дает для коэффициента уширения величину ~ 10 МГц/Torr, в согласии с [27]. Как видно из таблицы, в ряде случаев величины, полученные разными авторами, различаются, и велика приведенная неточность (за исключением работы [27]). Так, величины сдвигов линии D_1 в работах [5,6] различаются в 4.6 раза. Также велика неточность в 80% при определении сдвига линии D_1 в работе [6] и неточность в 30% при определении той же величины в работе [5]. В теоретической работе [7] ошибочно предсказан (положительный вместо отрицательного) знак сдвига частоты линии D_2 Rb.

Приведенная методика может применяться для исследования сдвига и уширения буферным газом и высокочастотных переходов атомов, например, для перехода $5S-6P$, атома Rb, $\lambda = 420$ нм [28]. В работе [29] продемонстрирована конструкция Т-образной „открытой“ (не отпаянной) NC, которая позволяет варьировать давление буферного газа в широких пределах, а также менять буферный газ. Такая конструкция NC может быть доработана и использована для исследований уширений атомных переходов щелочных металлов буферным газом.

4. Заключение

В работе экспериментально определены частотные сдвиги и спектральные уширения линий $D_{1,2}$ атомов ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb с использованием наноячейки с $L \sim 400$ нм, которая содержит буферный газ неон. Полученные результаты важны для практических применений оптических процессов в ячейках микронной и субмикронной толщины при наличии в них буферного газа. Использование ячеек сантиметровой длины позволяет достичь более высокой точности [9,27], однако предложенная методика позволяет проводить измерения сдвига частоты и уширения оперативно для каждого индивидуального перехода, что может быть важно в ряде случаев.

Заметим, что при $L \leq 100$ нм, когда столкновения со стенками и влияние эффекта vdW будут доминирующими, различие с результатами измерений в сантиметровых ячейках будет значительным.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 633.
- [2] Sargsyan A., Mirzoyan R., Papoyan A., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 4871.
- [3] Brazhnikov D.V., Ignatovizh S., Vishnyakov V.I., Boudot R., Skvortsov M.N. // Optics Express. 2019. V. 27. P. 36034.
- [4] Demtröder W. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation, Springer, 2004.
- [5] Изотова С.Л., Канцеров А.И., Фруш М.С. // Опт. и спектр. 1981. Т. 51. С. 196.
- [6] Ottinger Ch., Scheps R., York G.W., Gallagher A. // Phys. Rev. A. 1975. V. 11. P. 1815.
- [7] Granier R., Granier J., Schuller F. // J. Quant. Spectr. & Radiat. Transfer. 1976. V. 16. P. 143.
- [8] Ребане В.Н. // Опт. и спектр. 1978. Т. 44. С. 644.
- [9] Andalkar A., Warrington R.B. // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. P. 032708.
- [10] Kitching J. // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. P. 031302.
- [11] Vartanyan T.A., Lin D.L. // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. P. 1959.
- [12] Bloch D., Ducloy M. // Adv. At. Mol. Opt. Phys. 2005. V. 50. P. 91.
- [13] Sargsyan A., Papoyan A., Hughes I.G., Adams C.S., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2017. V. 42. P. 1476.
- [14] Peyrot T., Beurthe C., Coumar S., Roullia Y., Perronet K., Bonnay P., Adams C.S., Browaeys A., Sortais Y.R.P. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 1940.
- [15] Thornton D.E., Phillips G.T., Perram G.P. // Opt. Commun. 2011. V. 284. P. 2890.
- [16] Саргсян А., Амирян А., Карталева С., Саркисян Д. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 54.
- [17] Sargsyan A., Sarkisyan D., Krohn U., Keaveney J., Adams C. // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. P. 045806.
- [18] Hakhtumyan G., Sargsyan A., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Papoyan A., Sarkisyan D. // Optics Express. 2010. V. 18. P. 14577.
- [19] Dutier G., Yarovitski A., Saltiel S., Papoyan A., Sarkisyan D., Bloch D., Ducloy M. // Europhys. Lett. 2003. V. 63. P. 35.
- [20] Sargsyan A., Amiryanyan A., Pashanyan-Leroy Y., Leroy C., Papoyan A., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 5533.
- [21] Саргсян А., Вартамян Т.А., Саркисян Д. // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. С. 589.
- [22] Саргсян А., Амирян А., Саркисян Д. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. С. 241.
- [23] Sargsyan A., Amiryanyan A., Klinger E., Sarkisyan D. // J. Phys. B. 2020. V. 53. P. 185002.
- [24] Sargsyan A., Amiryanyan A., Tonoyan A., Klinger E., Sarkisyan D. // Phys. Lett. A. 2021. V. 390. P. 127114.
- [25] Vassiliev V.V., Zibrov S.A., Velichansky V.L. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 013102.

- [26] Саргсян А.Д., Саркисян Д., Пашаян-Леруа Е., Леруа К., Морошкин П., Вейс А. // Изв. НАН Армении. Физика. 2008. Т. 43. С. 11.
- [27] Pitz G.A., Sandoval A.J., Tafoya T.B., Klennert W.L., Hostutler D.A. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer 2014. V. 140. P. 18.
- [28] Aumiler D., Ban T., Pichler G. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. P. 032723.
- [29] Hartmann J.-M., Landsheere X., Boulet C., Sarkisyan D., Sarkisyan A.S., Leroy C., Panguì E. // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. P. 012516.