

01
Особенности флуоресценции паров атомов Rb, заключенных в ячейку с антирелаксационным покрытием

© А. Саргсян, А. Папоян, Д. Саркисян

Институт физических исследований НАН Армении,
0203 Аштарак, Армения
e-mail: sargsyanarmen85@gmail.com

Поступила в редакцию 02.02.2023 г.
В окончательной редакции 02.02.2023 г.
Принята к публикации 13.02.2023 г.

Впервые исследованы особенности спектров флуоресценции паров Rb D₁-линии с применением ячейки с антирелаксационным покрытием из полидиметилсилоксана (PDMS). При больших интенсивностях (> 200 мВт/см²) непрерывного узкополосного диодного лазера в спектрах пропускания вследствие эффекта оптической накачки отсутствуют линии поглощения на атомных переходах, в то время как в спектре флуоресценции все 8 атомных переходов линии D₁ ярко выражены. Регистрируется сильное перераспределение интенсивности флуоресценции на атомных переходах ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb: в частности, отношение амплитуд флуоресценции для переходов ⁸⁷Rb F_g = 1 → F_e = 1, 2 в обычной ячейке составляет 5, в то время как в PDMS-ячейке оно равно 1.5. Приведено физическое объяснение наблюдаемых особенностей флуоресценции в PDMS-ячейке. Продемонстрировано значительное увеличение интенсивности флуоресценции и изменение перераспределения на переходах при увеличении температуры PDMS-ячейки. Отмечается, что при больших интенсивностях лазерного излучения (когда в спектрах пропускания отсутствуют пики поглощения на атомных переходах) спектры флуоресценции остаются единственным удобным и информативным инструментом исследования поведения атомов.

Ключевые слова: атомы рубидия, щелочные металлы, антирелаксационное покрытие, оптическая накачка, поглощение и флуоресценция паров атомов.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55016.4585-22

Введение

Пары атомов щелочных металлов, заключенные в стеклянные, кварцевые, сапфировые ячейки, широко используются в лазерной физике [1]. Это обусловлено сильными атомными переходами в ближней ИК области, наличием доступных лазеров с хорошими параметрами и простотой получения больших атомных плотностей. Поэтому продолжают работы по модернизации ячеек. К примеру, показано, что ячейки с толщиной столба паров в несколько сотен нанометров являются удобным инструментом для исследования атомных переходов, в частности, в сильных магнитных полях [2,3]. Для исключения неупругих столкновений атомов со стенками ячеек, что приводит к рандомизации спина атомов из-за столкновений атом–поверхность, на стенки ячеек наносятся антирелаксационные органические покрытия. В этом случае, оператор $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$ дает основной вклад в спиновую динамику [4–8]. Другими словами, благодаря органическим покрытиям, таким как пленки силоксана, парафина или покрытием из полидиметилсилоксана (PDMS) оператор $\langle \mathbf{S} \cdot \mathbf{I} \rangle$ не изменяется во времени в течение десятков секунд и более [9]. Вследствие замечательных свойств сохранять спин органические покрытия были успешно применены в магнитометрии, лазерном охлаждении, пленении атомов, в когерентных процессах и др. [10–14]. В работах [15–18] было выявлено, что антирелаксационное покрытие также аккумулирует зна-

чительное количество атомов щелочных металлов, которые могут быть легко „высвобождены“ нерезонансным синим или фиолетовым светом вследствие процесса, называемого „светоиндуцированной атомной десорбцией“ (LIAD).

В работе [19] показано, что применение ячейки с PDMS-покрытием сильно модифицирует спектр резонансов электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) в парах атомов Rb в магнитном поле. Два ЭИП-резонанса из четырех демонстрируют уменьшение поглощения, в то время как два других демонстрируют увеличение поглощения. В ячейке без покрытия все четыре ЭИП-резонанса демонстрируют уменьшение поглощения.

В работе [20] было показано, что в присутствии органических покрытий парафина или PDMS, нанесенных на стенки ячейки, в спектрах поглощения паров Rb линии D₂ регистрируется перераспределение населенности, созданной оптической накачкой. В частности, наблюдались деформация профилей поглощения и частотный сдвиг пиковых амплитуд, и эти изменения сильно зависят от скорости и направления сканирования лазерной частоты. Было показано, что в ячейке с покрытием при увеличении лазерной интенсивности существенно проявляется сверхтонкая оптическая накачка, что приводило к уменьшению поглощения на атомных переходах в десятки раз.

В обычных ячейках с парами щелочных металлов спектры поглощения и флуоресценции практически

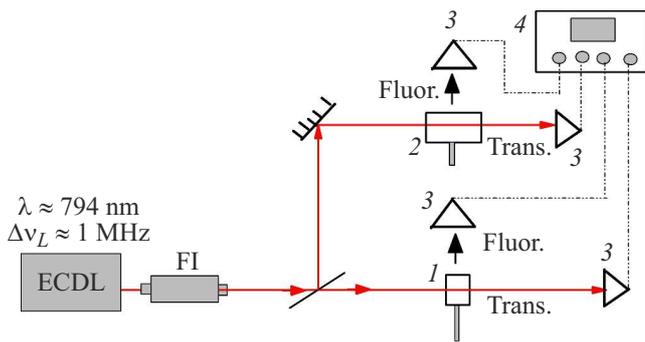


Рис. 1. Экспериментальная схема для регистрации спектра поглощения и FL PDMS-ячейки: ECDL — перестраиваемый диодный лазер $\lambda = 795$ nm, FI — фарадеевский изолятор, 1 — 8 mm ячейка с PDMS-покрытием, 2 — дополнительная Rb см ячейка, 3 — фотодиоды FD-24K, 4 — осциллограф Tektronix TDS 2024C.

идентичны [21]. Различие между этими спектрами было зарегистрировано только для ячеек, имеющих нанометровую толщину в направлении распространения лазерного излучения [22]: спектральная ширина поглощения достигает минимального значения при $L = (2n + 1)\lambda/2$ (где n — целое число, λ — длина волны лазерного излучения с частотой, резонансной соответствующему переходу), в то время как спектральная ширина флуоресценции достигает минимального значения при $L = \lambda/2$ и при увеличении L монотонно возрастает вплоть до доплеровской ширины при $L \sim 5 \mu\text{m}$.

В настоящей работе впервые исследованы особенности спектров флуоресценции (FL) паров Rb линии D_1 с применением ячейки с PDMS-покрытием и зарегистрировано существенное различие со спектром поглощения.

1. Эксперимент

На рис. 1 приведена экспериментальная схема для регистрации спектров поглощения и флуоресценции ячейки с PDMS-покрытием. Использовалось излучение непрерывного диодного лазера с внешним резонатором (extended cavity diode laser, ECDL) с длиной волны 795 nm, спектральной шириной ~ 1 MHz, диаметром пучка 1.5 mm. Частота сканирования лазерной частоты была фиксирована и составляла 50 Hz. Для предотвращения обратной связи использовался фарадеевский изолятор FI. Лазерное излучение мощностью P в интервале $10 \mu\text{W} - 10 \text{mW}$ направлялось на 8 mm-стеклянную ячейку (1) с PDMS покрытием, заполненной парами Rb, которая находилась при комнатной температуре. Оптические излучения регистрировались фотодиодами FD-24K (3), сигналы с которых усиливались и подавались на четырехканальный осциллограф Tektronix TDS2014B (4). Фотодиодами одновременно регистрировались проходящее через ячейку излучение (поглощение паров) и FL от ячейки. Большая полезная апертура

диаметром 10 mm делает удобным регистрацию флуоресценции вбок фотоприемником FD-24K, который расположен вплотную к ячейке. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на дополнительную ячейку (2), заполненную парами Rb, поглощение которой на переходах $1, 2 \rightarrow 1', 2'$ атома ^{87}Rb и $2, 3 \rightarrow 2', 3'$ атома ^{85}Rb (рис. 2) служили частотным репером. В ряде случаев для формирования частотного репера вместо ячейки (2) помещалась наноячейка (nanocell, NC) заполненная парами атомов Rb с толщиной столба паров $L \sim 400$ nm.

2. Результаты и их обсуждение

На рис. 3 верхняя кривая показывает спектр FL паров Rb в обычной ячейке $L = 2$ cm, $P = 1$ mW. Поскольку доплеровская ширина атомных переходов ~ 500 MHz, а частотное расстояние между переходами ^{85}Rb составляет 362 MHz, то они частотно не разделяются. На верхней вставке приведена аппроксимация переходов ^{85}Rb гауссовыми кривыми для переходов $2 \rightarrow 2', 3'$ с относительными вероятностями, показанными на рис. 2. Отношение пиковых амплитуд FL атомов ^{85}Rb для переходов $A(2-3')/A(2-2') = 3.5$, а отношение пиковых амплитуд FL атомов ^{87}Rb для переходов $A(1-2')/A(1-1') = 5$. Эти отношения приведены для сравнения этих величин в случае использования Rb-ячейки с PDMS-покрытием.

На рис. 3 нижняя кривая показывает спектр FL наноячейки, заполненной парами атомов Rb с толщиной столба паров $L \sim 400$ nm (NC нагрета до 110°C , $P = 5$ mW). Как показано в работе [2], применение NC позволяет существенно уменьшить доплеровские уширения атомных переходов, что позволяет их частотно разделить. Основная причина сужения заключается в том, что наибольший вклад в поглощение вносят атомы, летящие параллельно стенкам NC и перпендикулярно

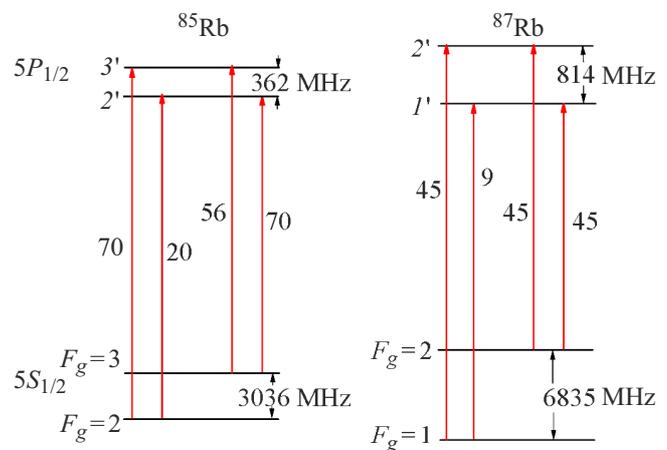


Рис. 2. Диаграмма уровней и переходов для атомов Rb для линии D_1 , переходы $5S_{1/2} - 5P_{1/2}$, с учетом сверхтонкого расщепления нижних и верхних уровней (верхние уровни отмечены штрихами). На стрелках, обозначающих переходы, отмечены их относительные вероятности.

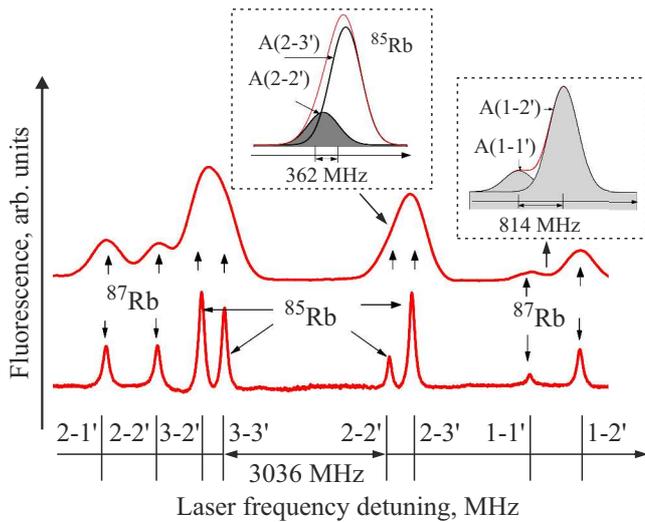


Рис. 3. Верхняя кривая — спектр FL паров Rb в обычной сантиметровой ячейке, $P = 1 \text{ mW}$. На верхней вставке — аппроксимация переходов ^{85}Rb гауссовыми кривыми для переходов $3 \rightarrow 2', 3'$. Отношение пиковых амплитуд FL $A(2-3')/A(2-2') = 3.5$, отношение пиковых амплитуд FL ^{87}Rb $A(1-2')/A(1-1') = 5$. Нижняя кривая — спектр FL от NC с парами Rb с толщиной столба паров $L \sim 400 \text{ nm}$, NC нагрета до 110°C . Применение NC позволяет осуществить сужение атомных переходов и их частотное разделение.

направлению распространения лазерного излучения \mathbf{k} (где \mathbf{k} — волновой вектор). Для таких атомов доплеровский сдвиг частоты атомных переходов мал. В то же время атомы, которые летят вдоль распространения лазерного излучения \mathbf{k} , испытывают неупругие столкновения со стенками NC (время пролета до стенок для атомов со средней тепловой скоростью всего несколько наносекунд) и безызлучательно оказываются на нижних уровнях ^{87}Rb , $F_g = 1, 2$ и ^{85}Rb , $F_g = 2, 3$. Следовательно, условия для атомов, находящихся в NC и в ячейке с антирелаксационным покрытием, диаметрально противоположные. Важно также отметить, что в случае NC амплитуды атомных переходов ^{87}Rb $1, 2 \rightarrow 1', 2'$ и ^{85}Rb $2, 3 \rightarrow 2', 3'$ хорошо соответствуют относительным вероятностям, показанным на рис. 2.

На рис. 4 верхняя кривая 1 показывает спектр FL паров Rb в PDMS-ячейке, мощность лазера $P = 4.9 \text{ mW}$, интенсивность $I = 220 \text{ mW/cm}^2$ (интенсивность насыщения для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb составляет $\sim 4.5 \text{ mW/cm}^2$ [23]). Результат достаточно неожиданный, поскольку в спектре пропускания (поглощения), приведенном на средней кривой, отсутствуют атомные линии на переходах атомов ^{87}Rb , ^{85}Rb однако, имеется поглощение (без субструктуры) на уровне нескольких процентов. Результаты по спектру пропускания согласуются с результатами работы [20], в которой также использовалась Rb-ячейка с PDMS-покрытием, и в которой при увеличении интенсивности лазера начинал проявляться эффект сверхтонкой оптической накачки. Резонансное лазерное излучение переводит атомы, скажем, с первого

нижнего уровня на верхние возбужденные уровни, с которых атомы спонтанно переходят на второй нижний уровень. Поскольку частотные расстояния между нижними уровнями достаточно большие — 3 и 6.8 GHz соответственно для атома ^{85}Rb и ^{87}Rb (рис. 2) — то частота лазера уже не находится в резонансе с атомным переходом со второго уровня. Это приводит к уменьшению поглощения на атомных переходах в десятки раз при больших интенсивностях лазерного излучения. Это явление называется оптической накачкой (ОН) [21,24]. При большой лазерной интенсивности (рис. 4.) происходят сильная деформация профилей спектров ^{85}Rb , ^{87}Rb по сравнению с реперными спектрами (нижняя кривая) и частотный сдвиг пиковых амплитуд (пунктирные вертикальные линии показывают несмещенное положение пиковых амплитуд ^{85}Rb). На вставке приведена аппроксимация переходов ^{87}Rb гауссовыми кривыми для переходов $1 \rightarrow 1', 2'$. Отношение пиковых амплитуд FL атомов ^{87}Rb для переходов $A(1-2')/A(1-1') \sim 2.2$ (по диаграмме, показанной на рис. 2, это отношение должно быть равно 5). Имеет место также изменение отношения пиковых амплитуд FL атомов ^{85}Rb для переходов $2 \rightarrow 2', 3'$, которое проявляется в спектре FL при большей интенсивности лазерного излучения, показанного на рис. 5. Изменение отношения для амплитуд атомных переходов приводит к частотному сдвигу пиковых амплитуд огибающих, что наблюдается лучше для атомов ^{85}Rb , поскольку частотное расстояние между переходами (362 MHz) существенно меньше, чем для ^{87}Rb .

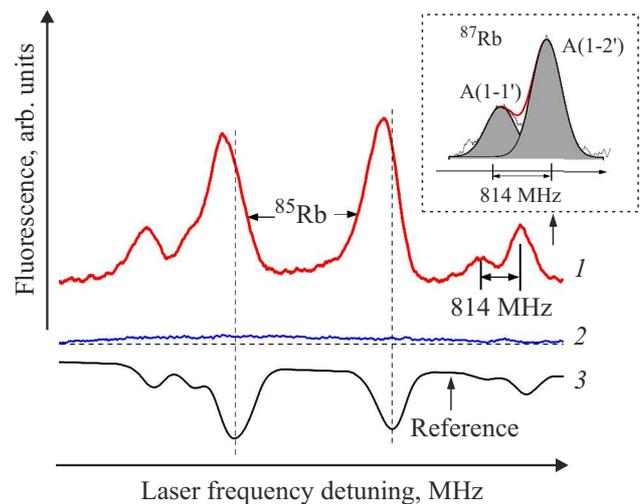


Рис. 4. Верхняя кривая (1) — спектр FL паров Rb в PDMS-ячейке, $P = 4.9 \text{ mW}$, $I = 220 \text{ mW/cm}^2$. На вставке — аппроксимация переходов ^{87}Rb гауссовыми кривыми для отношения амплитуд FL $A(1-2')/A(1-1') \sim 2.2$; средняя кривая (2) — спектр пропускания (поглощения), на котором отсутствуют атомные линии на переходах ^{87}Rb , ^{85}Rb . Нижняя кривая (3) — реперная (reference) — спектр пропускания обычной двухсантиметровой Rb-ячейки.

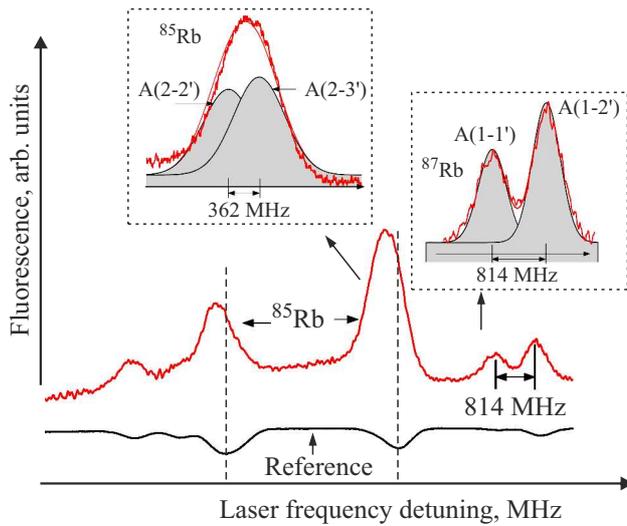


Рис. 5. Верхняя кривая — FL паров Rb в PDMS-ячейке, $P = 8.5 \text{ mW}$, $I \sim 380 \text{ mW/cm}^2$. На вставках — аппроксимация переходов ^{85}Rb и ^{87}Rb гауссовыми кривыми для переходов $2 \rightarrow 2', 3'$ и $1 \rightarrow 1', 2'$. Отношение пиковых амплитуд FL атомов ^{85}Rb $A(2-3')/A(2-2') \sim 1.14$, отношение пиковых амплитуд FL атомов ^{87}Rb $A(1-2')/A(1-1') \sim 1.5$.

Эффективность процесса ОН [24] определяется выражением

$$\eta \sim \frac{\Omega^2 \gamma_{Nt}}{(\Delta + \mathbf{k}\mathbf{v})^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

где $\Omega = Ed/h$ — частота Раби, E — электрическое поле излучения, d — дипольный момент, t — время взаимодействия излучения с атомом, $\mathbf{k}\mathbf{v}$ — доплеровский сдвиг, Δ — частотная расстройка от резонанса, Γ — сумма однородных и неоднородных уширений. Частота Раби (с неплохой точностью) может быть определена из выражения $\Omega/2\pi = \gamma_N(I/8)^{1/2}$ [25], где I — лазерная интенсивность, выраженная в $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$, γ_N как и в формуле (1) — радиационная ширина возбужденного состояния. Как видно из формулы (1), эффективность ОН сильно зависит от частоты Раби, т.е. от I . При малых $I \sim 1 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ процесс ОН практически отсутствует и спектр пропускания PDMS-ячейки повторяет спектр пропускания обычной ячейки без покрытия — нижняя реперная кривая 3 на рис. 4. Из формулы (1) видно, что чем больше время взаимодействия t , тем выше эффективность ОН. Это подтверждается работой [20]: уменьшение частоты сканирования лазерной частоты вплоть до нескольких Hz приводило к уменьшению поглощения на атомных переходах в десятки раз по сравнению со случаем, когда частота сканирования была большая. Процесс FL в работе [20] не исследовался, и, насколько нам известно, для ячеек с покрытиями имеется единственная работа, в которой исследовалось время затухания FL в ячейке, у которой до нанесения покрытия была тщательно подготовлена поверхность [26]. На рис. 5 верхняя кривая показывает спектр FL паров Rb в PDMS-ячейке, мощность лазера 8.5 mW , интенсивность $\sim 380 \text{ mW/cm}^2$;

спектр пропускания аналогичен спектру пропускания на рис. 4 (кривая 2), т.е. отсутствуют атомные линии на переходах атомов ^{87}Rb , ^{85}Rb , в то время как имеется поглощение (без субструктуры) на уровне несколько процентов (спектр пропускания на рис. 5 не приведен). С увеличением лазерной интенсивности происходит более сильная деформация профилей спектров ^{85}Rb и ^{87}Rb по сравнению с реперными спектрами (нижняя кривая) и наблюдается значительный частотный сдвиг $200\text{--}250 \text{ MHz}$ пиковых амплитуд относительно штриховой линии, которая показывает несмещенное положение. На вставках приведена аппроксимация переходов ^{85}Rb и ^{87}Rb гауссовыми кривыми для переходов $2 \rightarrow 2', 3'$ и $1 \rightarrow 1', 2'$. Отношение пиковых амплитуд FL атомов ^{85}Rb для переходов $A(2-3')/A(2-2') \sim 1.14$ (по диаграмме рис. 2 должно быть 3.5), а отношение пиковых амплитуд флуоресценции атомов ^{87}Rb для переходов $A(1-2')/A(1-1') \sim 1.5$ (по диаграмме рис. 2 должно быть 5). Изменение отношения для амплитуд атомных переходов приводит к частотному сдвигу пиковых амплитуд огибающих. Поскольку для отмеченных переходов ^{85}Rb (^{87}Rb) нижний уровень тот же $F_e = 2$ ($F_g = 1$), то увеличение или уменьшение его населенности из-за наличия ОН, заселение верхних уровней $F_e = 2, 3$ ($F_e = 1, 2$), с которых происходит FL, и отношение их амплитуд не должны были измениться, в то время как FL сильнее возрастает с уровня, расположенного ниже, $F_e = 2$ ($F_e = 1$). Возможное объяснение особенностей FL следующее.

Особенностью атомов Rb (по сравнению с другими атомами щелочных металлов) является наличие квазирезонанса при двухфотонном возбуждении одинаковыми фотонами с $\lambda = 795 \text{ nm}$ на переходе $5S-5D_{3/2}$ [27,28]. Поскольку энергия ионизации атома Rb $33\,690 \text{ cm}^{-1}$ [22], а энергия фотона с $\lambda = 795 \text{ nm}$ составляет $12\,580 \text{ cm}^{-1}$, то энергии трех фотонов достаточно для ионизации (наличие двухфотонного резонанса увеличивает вероятность ионизации). В работе [29] показано, что заселение уровня $5D$ может происходить и в результате эффекта, называемого „объединением энергии“ (EP — energy pooling), в результате которого из двух возбужденных атомов, находящихся на уровне $5P$, после столкновения один атом переходит на возбужденный уровень $5D$, а второй оказывается на нижнем уровне $5S$. Поскольку энергия уровня $5D_{3/2}$ составляет $25\,700 \text{ cm}^{-1}$, то одного фотона с $\lambda = 795 \text{ nm}$ достаточно для последующей однофотонной ионизации. В работе [30] ионизация атомов Rb при двухфотонном резонансе была исследована с использованием лазера на красителе по регистрируемому фотоионизационному току. Образовавшийся в результате ионизации ион Rb захватывает свободный электрон и происходит рекомбинация, в результате атом оказывается на верхних возбужденных уровнях. На рис. 6 приведена диаграмма, построенная по результатам работ [27,28], на которой показано стрелками как уровень $5P_{1/2}$ может заселяться спонтанным распадом с выше расположенных уровней $nS_{1/2}$, где $n = 6, 7, 8, 9$, и $nD_{3/2}$, где $n = 6, 7, 8$. Была

использована тонкая 2 мм-стеклянная Rb-ячейка, нагретая до 160°C. При такой температуре атомы Rb начинают вытеснять атомы кремния из стекла (SiO₂), которые осаждаются на внутренней поверхности ячейки, что приводит к потемнению ее окон. Важно отметить, что в [27,28] были зарегистрированы длины волн излучений в интервале 400–900 нм при переходах атомов Rb на уровень 5P_{1/2}, с которого и происходит флуоресценция. Этими же авторами было зарегистрировано синее излучение (на рис. 6 отмечено буквой *b*) с λ = 422 нм, переход 6P_{1/2} → 5S_{1/2}, свидетельствующее, что заселяется уровень 5D (с которого может также происходить однофотонная ионизация атома) с дальнейшим переходом атома на уровень 6P_{1/2}. Из работы [27] следует, что в ряде случаев уровень 5P_{1/2} заселяется переходами с верхних уровней nS_{1/2} и nD_{3/2} лучше, чем расположенный выше уровень 5P_{3/2}, что также может быть объяснением того, что возрастает сильнее флуоресценция с расположенных ниже уровней атомов ⁸⁵Rb F_e = 2 и ⁸⁷Rb F_e = 1.

На выше отмеченный механизм возникновения FL указывает и тот факт, что FL от PDMS-ячейки в несколько раз меньше, чем от обычной Rb-ячейки при тех же условиях, поскольку число ионизированных атомов Rb может составить не более 20–30% от общего числа атомов, участвующих в заселении уровня 6P_{1/2} прямым поглощением с основных нижних уровней в обычной Rb-ячейке. Тем не менее мы не исключаем наличия дополнительного механизма заселения уровня 5P_{1/2} в PDMS-ячейке с последующей FL.

Была исследована зависимость FL в PDMS-ячейке от температуры. Кривые 1, 2 и 3 на рис. 7 показывают

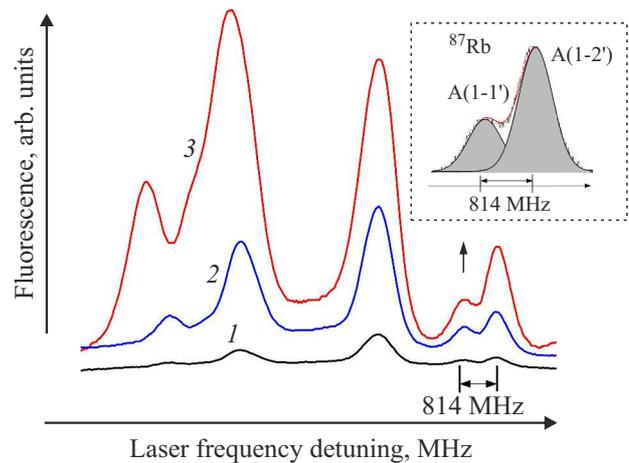


Рис. 7. Кривые 1, 2 и 3 — спектры FL при температурах 20, 35 и 45°C соответственно. При этом происходит перераспределение интенсивностей FL на атомных переходах: на вставке — аппроксимация переходов ⁸⁷Rb гауссовыми кривыми для переходов 1 → 1', 2'. Отношение пиковых амплитуд FL ⁸⁷Rb A(1-2')/A(1-1') ~ 2.5, при комнатной температуре отношение 1.5.

спектры FL при температурах 20, 35 и 45°C, при которых плотность атомов Rb составляет ~ 4 · 10⁹, 2 · 10¹⁰, 9 · 10¹⁰ см⁻³ соответственно. Отметим, что при увеличении плотности происходит перераспределение интенсивностей FL на атомных переходах: на вставке приведена аппроксимация переходов ⁸⁷Rb гауссовыми кривыми для переходов 1 → 1', 2'. Отношение пиковых амплитуд FL атомов ⁸⁷Rb для переходов A(1-2')/A(1-1') ~ 2.5, в то время как в PDMS-ячейке при комнатной температуре (рис. 5) отношение пиковых амплитуд составляло 1.5. Это обусловлено тем, что с увеличением плотности атомов из-за столкновений Rb–Rb скорость атомов в ячейке уменьшается вплоть до скорости диффузии при больших плотностях [23], поэтому атомы „слабее чувствуют“ стенки ячейки и наличие покрытия на них.

Поскольку ячейки с покрытиями в настоящее время активно применяются [18], то мы надеемся, что вышеизложенные исследования будут полезны.

3. Заключение

Для подавления неупругих столкновений атомов со стенками ячеек в настоящее время широко используются ячейки, на внутренние стенки которых наносятся антирелаксационные органические покрытия. В работе исследованы особенности спектров флуоресценции паров Rb линии D₁ с применением ячейки с PDMS-покрытием. В обычных ячейках, заполненных парами щелочных металлов, спектры поглощения и флуоресценции практически идентичны. В работе показано, что в PDMS-ячейке в спектрах пропускания интенсивного (> 220 мВт/см²) лазерного излучения вследствие эффекта оптической накачки атомов Rb линии D₁ поглощения на атомных

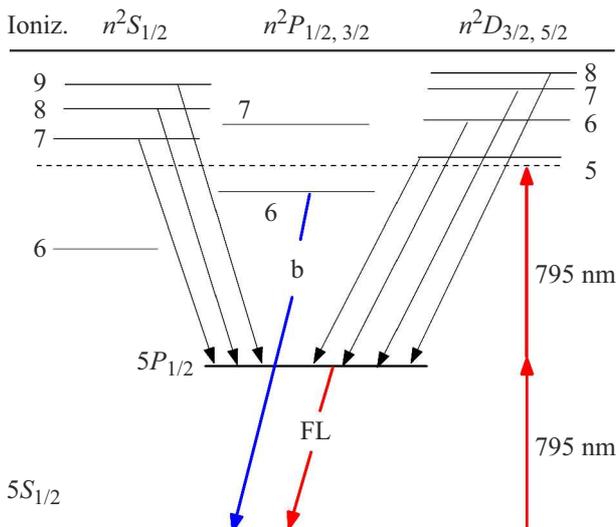


Рис. 6. Диаграмма уровней атома Rb, построенная по результатам работ [27,28]. Атомные уровни приведены не в масштабе. Приведены только те уровни, которые необходимы для пояснения заселения уровня 5P_{1/2}, с которого происходит флуоресценция (FL). Энергия атомного уровня (33 690 см⁻¹), выше которого происходит ионизация (отмечена на диаграмме ioniz).

переходах практически отсутствуют, в то время как в спектре флуоресценции все 8 атомных переходов линии D₁ ярко выражены. Приведено физическое объяснение такой разницы в спектрах. При этом в спектре FL регистрируется сильное перераспределение интенсивности на атомных переходах ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb: так, отношение пиковых амплитуд флуоресценции атомов ⁸⁵Rb для переходов 2 → 2', 3' (для ⁸⁷Rb, 1 → 1', 2') составляет в обычной ячейке A(2-3')/A(2-2') = 3.5 (для ⁸⁷Rb это отношение 5), а в PDMS-ячейке A(2-3')/A(2-2') ~ 1.14 (для ⁸⁷Rb отношение A(1-2')/A(1-1') ~ 1.5). Увеличение температуры PDMS-ячейки приводит к увеличению флуоресценции атомов рубидия, однако в спектрах происходит некоторое перераспределение интенсивностей на атомных переходах ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb. Таким образом, при использовании ячеек с покрытием и интенсивного лазерного излучения спектры пропускания (поглощения) практически не содержат полезную информацию об атомных переходах, так как отсутствуют линии поглощения на атомных переходах, в то время как спектры флуоресценции информативны и могут быть использованы, в частности, для исследования влияния магнитного поля на атомные переходы Rb.

Финансирование работы

Исследование авторов А.С. и Д.С. выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке Республики Армения в рамках научного проекта № 21Т-1С005.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D. Pizzey, J. Briscoe, F. Logue, F. Ponciano-Ojeda, S. Wrathmall, I. Hughes. *New J. Phys.*, **24**, 125001 (2022). DOI: 10.1088/1367-2630/ac9cfe
- [2] A. Sargsyan, A. Amiryan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan. *Opt. Lett.*, **44**, 5533 (2019). DOI: 10.1364/OL.44.005533
- [3] А. Саргсян, Э. Клиггер, К. Леруа, Т.А. Вартамян. *Опт. и спектр.*, **125**, 741 (2018).
- [4] Z. Ding, X. Long, J. Yuan, Z. Fan, H. Luo. *Sci. Rep.*, **6**, 32605 (2016). DOI: 10.1038/srep32605
- [5] Е.Б. Александров, М.В. Балабас. *Опт. и спектр.*, **98**, 879 (2005).
- [6] W. Happer. *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 169 (1972). DOI: 10.1103/RevModPhys.44.169
- [7] M.A. Bouchiat, J. Brossel. *Phys. Rev.*, **147**, 41 (1966). DOI: 10.1103/PhysRev.147.41
- [8] M.T. Graf, D.F. Kimball, S.M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker. *Phys. Rev. A*, **72**, 023401 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevA.72.023401
- [9] M.V. Balabas, T. Karaulanov, M.P. Ledbetter, D. Budker. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 070801 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.070801
- [10] M. Stephens, R. Rhodes, C. Wieman. *J. Appl. Phys.*, **76**, 3479 (1994). DOI: 10.1063/1.358502
- [11] V. Coppolaro, N. Papi, A. Khanbekyan, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Marmugi, L. Moi, L. Corradi, A. Dainelli, H. Arigawa, T. Ishikawa, Y. Sakemi, R. Calabrese, G. Mazzocca, L. Tomassetti, L. Ricci. *J. Chem. Phys.*, **144**, 134201 (2014). DOI: 10.1063/1.4896609
- [12] S.J. Seltzer, M.V. Romalis. *J. Appl. Phys.*, **106**, 114906 (2009). DOI: 10.1063/1.3236649
- [13] K. Nasyrov, S. Gozzini, A. Lucchesini, C. Marinelli, S. Gateva, S. Cartaleva, L. Marmugi. *Phys. Rev. A*, **92**, 043803 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.043803
- [14] A.N. Litvinov, G.A. Kazakov, B.G. Matisov. *J. Phys. B*, **42**, 165402 (2009). DOI: 10.1088/0953-4075/42/16/165402
- [15] S.N. Atutov, V. Biancalana, P. Bicchì, C. Marinelli, E. Mariotti, M. Meucci, A. Nagel, K. Nasyrov, S. Rachini, L. Moi. *Phys. Rev. A*, **60**, 4693 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevA.60.4693
- [16] Y. Dancheva, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Marmugi, M.R. Zampelli, P.N. Ghosh, S. Gateva, A. Krasteva, S. Cartaleva. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **514**, 012029 (2014). DOI: 10.1088/1742-6596/514/1/012029
- [17] L. Marmugi, S. Gozzini, A. Lucchesini, A. Bogi, A. Burchianti, C. Marinelli. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 2729 (2012). DOI: 10.1364/JOSAB.29.002729
- [18] E. Talker, P. Arora, R. Zektzer, Y. Sebbag, M. Dikoptsev, U. Levy. *Phys. Rev. Appl.*, **15**, L051001 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.L051001
- [19] M. Bhattarai, V. Bharti, V. Natarajan, A. Sargsyan, D. Sarkisyan. *Phys. Lett. A*, **383**, 91 (2019). DOI: 10.1016/j.physleta.2018.09.036
- [20] А. Крестева, Э. Мариотти, Й. Данчева, К. Маринелли, Л. Мармуги, Л. Стачини, С. Годзини, С. Гатева, С. Карталева. *Известия НАН Армении, Физика*, **55**, 592 (2020).
- [21] W. Demtröder. *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation* (Springer, 2004).
- [22] D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, M. Ducloy. *Phys. Rev. A*, **69**, 065802 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevA.69.065802
- [23] <https://steck.us/alkalidata> (revision 2.2.2. 9 July, 2021)
- [24] Г.В. Никогосян, Д.Г. Саркисян, Ю.П. Малакян. *Опт. журн.*, **71**, 45 (2004).
- [25] A. Sargsyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, R. Mirzoyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan. *Appl. Phys. B*, **105**, 767 (2011). DOI: 10.1007/s00340-011-4614-0
- [26] S.N. Atutov, V.A. Sorokin, S.N. Bagayev, M.N. Skvortsov, A.V. Taichenachev. *Eur. Phys. J. D*, **73**, 240 (2019). DOI: 10.1140/epjd/e2019-100206-5
- [27] L. Weller, R.J. Bettles, C.L. Vaillant, M.A. Zentile, R.M. Potvliege, C.S. Adams, I.G. Hughes. <http://arxiv.org/abs/1308.0129v1>
- [28] L. Weller. *Absolute Absorption and Dispersion in a Thermal Rb Vapour at High Densities and High Magnetic Fields* (Doctoral thesis, Durham University, 2013).
- [29] J. Keaveney, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, A. Papoyan, C.S. Adams. *J. Phys. B*, **47**, 075002 (2014). DOI: 10.1088/0953-4075/47/7/075002
- [30] C.B. Collins, S.M. Curry, B.W. Johnson, M.Y. Mirza, M.A. Chellehmalzadeh, J.A. Anderson. *Phys. Rev. A*, **14**, 1662 (1976). DOI: 10.1103/PhysRevA.14.1662