

КОНТРАСТНЫЙ АТОМНЫЙ ТЕМНЫЙ РЕЗОНАНС, ФОРМИРУЕМЫЙ В ЛЕСТНИЧНОЙ СИСТЕМЕ АТОМОВ РУБИДИЯ В СУБМИКРОННЫХ СТРУКТУРАХ

Д. Саркисян^{a}, А. Саргсян^a, Дж. Кевени^b, Ч. С. Адамс^b*

^a *Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения*

^b *Совместный квантовый центр Дарем – Нюкасл, факультет физики, университет Дарема
DH1 3LE, Дарем, Великобритания*

Поступила в редакцию 18 января 2014 г.

Показана возможность формирования контрастного резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) в лестничной Ξ -системе уровней $5S_{1/2}$ – $5P_{3/2}$ – $5D_{5/2}$, атомов рубидия с использованием оптических ячеек содержащих столб паров атомов толщиной L в интервале $100 \text{ нм} \leq L \leq 780 \text{ нм}$. При определенных параметрах бихроматического лазерного излучения достигается 83-процентный контраст ЭИП-резонанса (также называемого темный резонанс (ТР)) при толщине столба паров $L = 780 \text{ нм}$. Важным условием для формирования контрастного ТР является резонансность частоты излучения связывающего лазера с частотой соответствующего атомного перехода $5P_{3/2}$ – $5D_{5/2}$ (частота пробного излучения сканируется по переходу $5S_{1/2}$ – $5P_{3/2}$). Продемонстрирована возможность формирования ТР при рекордно малой толщине столба паров $L \approx 100 \text{ нм}$. Приведены выражения, позволяющие оценить ожидаемую ширину ТР резонанса при малых L .

DOI: 10.7868/S0044451014070025

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс электромагнитно-индуцированной прозрачности с формированием темного резонанса (ТР) в оптическом диапазоне спектра продолжает активно исследоваться, что обусловлено широким практическим применением: в метрологии, в создании высокочувствительных магнитометров, узкополосных оптических фильтров, в замедлении скорости света, оптической записи информации, в задачах квантовой коммуникации и др. [1–4]. Для формирования ТР, как правило, используется так называемая Λ -система (с долгоживущими начальным и конечным нижними уровнями) позволяющая формировать узкие (шириной менее 1 кГц) резонансы. Формирование таких узких резонансов в лестничной Ξ -системе (к примеру, в системе Rb $5S_{1/2}$ – $5P_{3/2}$ – $5D_{5/2}$) в парах атомов затруднено, по причине относительно короткоживущего конечного высоколежащего уровня [5]. Тем не менее имеют-

ся другие интересные применения, в частности, в работе [6] показано, что с помощью ТР в лестничной системе $5S$ – $5P$ – nD экспериментально определена с высокой точностью тонкая структура высоколежащих ридберговских уровней nD , в интервале от $n = 26$ вплоть до $n = 124$; в работе [7] показано, что при определенных расстройках частоты связывающего лазера в лестничной системе $5S$ – $5P$ – $5D$ вместо ТР регистрируется двухфотонное поглощение, с помощью которого определяется сверхтонкая структура $5D$ -уровня; в работе [8] продемонстрирована высокая чувствительность ТР в лестничной системе $5S$ – $5P$ – $32S$ к электрическим полям менее 1 В/см.

Контраст ТР (определяемый как отношение амплитуды ТР к величине пикового поглощения) при нулевых расстройках связывающего и пробного излучений (от соответствующих атомных переходов) пропорционален [5]

$$\Omega_c^2 / \gamma_{13}, \quad (1)$$

где Ω_c — частота Раби для связывающего поля, γ_{13} — полная скорость дефазировки когерентности (СДК), которая обусловлена различного рода

*E-mail: david@ipr.sci.am; davsark@yahoo.com

уширениями начального ($5S_{1/2}$) и конечного ($5D_{5/2}$) уровней, в частности, γ'_{13} -столновениями атомов со стенками ячейки. В случае Ξ -системы также заметный вклад вносит остаточная доплеровская ширина $\delta_D \approx (k_c - k_p)V \approx 2$ МГц, где $k_c = 2\pi/\lambda_c$, $k_p = 2\pi/\lambda_p$, V — тепловая скорость атома Rb. Для ширины ТР имеем

$$\gamma_{DR} \approx \gamma_{13} + f(\Omega_c), \quad (2)$$

и в случае слабого связывающего излучения, когда $\Omega_c < \gamma_N$, где γ_N — естественная ширина линии, имеем $f(\Omega_c) = \Omega_c^2/\gamma_N$ [2]. Как показано в работе [5], важным является также выполнение условия

$$\Omega_c^2 \gg 4\gamma_{13}\gamma_N. \quad (3)$$

Следовательно, параметры γ_{13} и Ω_c являются ключевыми.

Наличие в Ξ -системе высоколежащего уровня $5D_{5/2}$ приводит к тому, что при использовании дополнительного буферного газа в атомарной ячейке формирование ТР становится сильно затрудненным (требуется существенное увеличение Ω_c), в то время как в Λ -системе это приводит к хорошо известному эффекту дополнительного сужения [2]. Это объясняется тем, что нижние уровни в Λ -системе слабо уширяются буферным газом и превалирующим является эффект возрастания времени взаимодействия атома с лазерным пучком, приводящий к уменьшению величины γ_{13} и, в итоге, к сужению темного резонанса. В случае же Ξ -системы ширина высоколежащего уровня сильно возрастает [10], что в итоге не компенсируется возрастанием времени пролета, поэтому происходит быстрое возрастание γ_{13} , приводящее к подавлению ТР.

Для ряда практических применений ТР (к примеру, создание компактного частотного репера [11–13]) важна миниатюризация ячейки. Уменьшение толщины ячейки L приводит к уменьшению времени пролета τ атома между окнами ячейки $\tau = L/V_z$. Поскольку столкновения атомов с окном приводят к росту СДК, следовательно, величина $\gamma_{13} = (1/2)\pi\tau$ быстро растет с уменьшением τ и, следовательно, ожидается ухудшение параметров ТР. Однако, как было показано в работах [14, 15], если частоту связывающего лазера подобрать равной резонансной частоте соответствующего атомного перехода, в формировании резонанса участвуют атомы, летящие параллельно окнам ячейки (следовательно, практически не сталкивающиеся с окнами), для которых время взаимодействия определяется временем пролета через диаметр лазерного пучка $\tau = d/V$.

Поскольку в Ξ -системе ширина высоколежащего уровня «чувствительна» к внешним возмущениям, представлялось важным изучение влияния уменьшения толщины ячейки L на параметры ТР в случае Ξ -системы. Несмотря на то что интуитивно ожидалось быстрое ухудшение параметров с уменьшением толщины, оказалось и ниже показано, что в ряде случаев параметры ТР могут быть даже значительно лучше, нежели в Λ -системе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Конструкция ячейки

Конструкция субмикронной ячейки (СМЯ) толщиной, варьируемой в интервале 100–1000 нм, аналогична той, что описана в работах [16, 17]. Прямоугольные окна размерами 20 × 30 мм и толщиной 2 мм изготовлены из кристаллического сапфира (Al_2O_3). Ось C перпендикулярна поверхности окна, что существенно уменьшает двулучепреломление. Поверхности сапфировых окон тщательно отполированы (шероховатость менее 1 нм). Для формирования клиновидного зазора в нижней части между окнами помещалась платиновая полоска толщиной 1 мкм. Заполнение бокового отростка СМЯ осуществлялось природным Rb (состоящим из изотопов ^{85}Rb (72 %) и ^{87}Rb (28 %)). Температура бокового отростка, которая определяет плотность атомов N , варьировалась в пределах 120 °С–260 °С, при этом величина N варьировалась от 10^{13} см $^{-3}$ до $4 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Для остальных деталей см. работы [16, 17].

2.2. Экспериментальные результаты

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Использовалось излучение двух непрерывных узкополосных (с шириной около 1 МГц) диодных лазеров с внешним резонатором, один из которых — связывающий лазер — имел фиксированную частоту ν_c , а второй — с перестраиваемой частотой — являлся пробным лазером ν_p (линейные поляризации связывающего и пробного лазеров взаимно перпендикулярны). Оба луча проходят через оптоволоконно и линзу (для увеличения диаметра пучков до 1.5 см для возможности последующей жесткой фокусировки) и направляются навстречу друг другу. Оба излучения фокусируются линзами с фокальной длиной 20 см в пятна размером $d \approx 27$ мкм (величина диаметра, когда мощность уменьшается в $1/e^2$, т. е. до 13.5 % от пикового значения) и тщательно

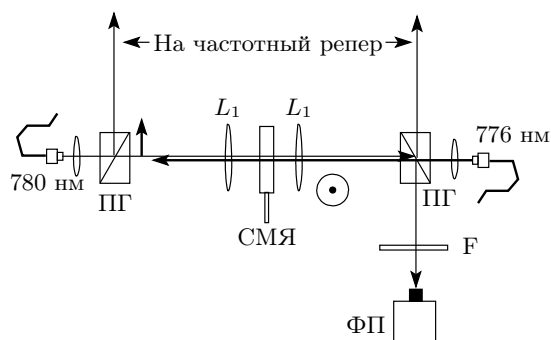


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Пробное ($\lambda \approx 780$ нм) и связывающее излучение ($\lambda \approx 776$ нм) проходя через поляризаторы Глана (ПГ) фокусируются линзами L_1 и тщательно совмещаются в субмикронной ячейке (СМЯ); с помощью фотоприемника (ФП) регистрируются спектры пробной волны и частотного репера; сигналы подаются на цифровой осциллограф

пространственно совмещаются в СМЯ. При пролете атома Rb с тепловой скоростью $V = 2 \cdot 10^4$ см/с через пучок диаметром d , вследствие конечности времени $T = d/V$, происходит уширение ТР из-за времени пролета атома Rb: $\gamma_F = 1/2\pi T \approx 2$ МГц. В эксперименте регистрируется спектр пробной волны, и для выделения частоты ν_p (780 нм) используется узкополосный фильтр (Semrock LL01-780-12.5), сильно подавляющий излучение ν_c (776 нм).

Для исследований была выбрана Ξ -система, показанная на диаграмме рис. 2: частота пробного излучения ν_p сканируется по переходам $F_g = 3 \rightarrow F_g = 2', 3', 4'$, а частота ν_c находится в резонансе с переходом $5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ ($F_e = 4' \rightarrow F_e = 3'', 4'', 5''$). Естественная ширина уровней $5P_{3/2}$ и $5D_{5/2}$ составляет соответственно 6 МГц и 0.67 МГц [9].

2.2.1. Толщина столба $L = \lambda = 780$ нм

Ранее [18, 19] было показано, что для описания оптических процессов в тонких слоях паров атомов ключевым параметром является отношение толщины столба L к длине волны λ резонансного излучения (L/λ), поскольку при толщинах $L = n\lambda$ (где $n = 1, 2, 3, \dots$) происходит уширение спектра поглощения почти до доплеровской ширины, которая регистрируется в обычных ячейках (коллапс эффекта Дике), в то время как при $L = (2n+1)\lambda/2$ в спектрах поглощения наблюдаются сужения Дике. В частности, при $L = \lambda/2$ происходит почти четырехкратное сужение спектра поглощения, при этом пиковое поглощение такое же, как для случая $L = \lambda$ (заметим,

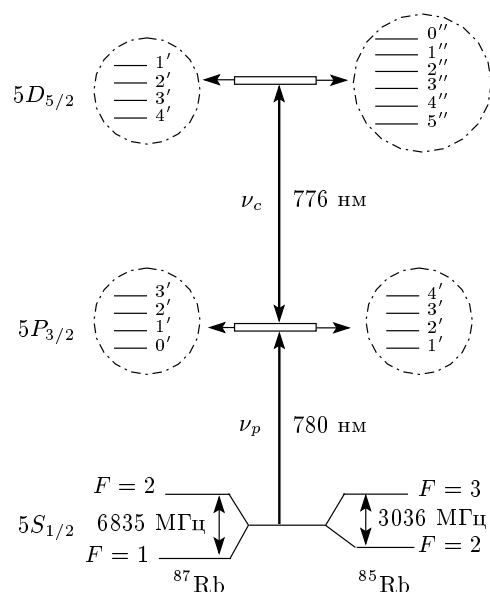


Рис. 2. Диаграмма лестничной системы уровней $5S_{1/2} - 5P_{3/2} - 5D_{5/2}$ атомов Rb. В пунктирных кружках показана сверхтонкая структура уровней $5P_{3/2}$ и $5D_{5/2}$

что длина волны λ резонансного излучения разная для разных атомов щелочных металлов и этим обусловлена необходимость описания толщины L в единицах λ). Поскольку ТР демонстрирует уменьшенное поглощение, большое (и узкое) пиковое поглощение при $L = \lambda/2$ приводит к резкому уменьшению контраста ТР. По этой причине для атомов Cs, Rb, K, Na минимальная толщина столба паров, при которой возможно формирование контрастного ТР, есть $L = \lambda$. На рис. 3 приведен спектр пропускания пробной волны атомов Rb, содержащий ТР при величинах мощности связывающего и пробного излучений соответственно 2 мВт и 2 мкВт. Толщина СМЯ (в направлении распространения лазерного излучения) $L = \lambda = 780$ нм. Для случая атомов ^{85}Rb контраст ТР составляет около 40% при спектральной ширине 29 МГц. Важно отметить, что на D_2 -линии Rb при использовании Λ -системы (при той же толщине $L = 780$ нм) контраст не превышает 6%, даже в случае применения большой интенсивности связывающего излучения [14] (большие контрасты получаются при использовании D_1 -линии Rb [15]). Следовательно, Ξ -система имеет явное преимущество для формирования контрастного ТР. Нижняя кривая — частотный репер, сформированный техникой насыщенного поглощения (НП) (для удобства сравнения спектры смещены по вертикали). При $P = 2$ мВт



Рис. 3. Верхняя кривая — содержащий ТР спектр пропускания пробного излучения при толщине $L = \lambda = 780$ нм, слева и справа соответственно для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb ; для атомов ^{85}Rb контраст составляет около 40 %, $\gamma_{DR} = 29$ МГц, $P_c = 2$ мВт, $P_p = 2$ мкВт. Температура СМЯ равна 130°C . Нижняя кривая — реперный спектр НП

имеем частоту Раби $\Omega_c \approx 250$ МГц для связывающего излучения на переходе $6P_{3/2} - 5D_{5/2}$, рассчитанную по формуле $\Omega_c/2\pi \approx \gamma_N(I/8)^{0.5}$, где I — в единицах мВт/см² и $\gamma_N = 0.67$ МГц [15]. Заметим, что при температуре бокового отростка 230°C достигается 90-процентное пиковое поглощение для ^{85}Rb , и при величине мощности $P_c = 250$ мВт достигается ТР с 50-процентным контрастом и шириной 350 МГц.

Интересно провести сравнение параметров ТР, полученных в той же Ξ -системе и приведенных в работе [5]; в случае, когда используется ячейка длиной $L = 7.6$ см (при комнатной температуре), а частота Раби $\Omega_c = 92$ МГц, получен контраст 60 %, $\gamma_{DR} = 45$ МГц. В нашем случае $L = \lambda = 780$ нм, т. е. толщина столба паров Rb примерно в 10^5 раз меньше, однако при большей плотности $N_{\text{Rb}}(130^\circ\text{C})/N_{\text{Rb}}(20^\circ\text{C}) = 6 \cdot 10^3$. Возможность формировать ТР с хорошими параметрами при таких малых L (в работе [15] получен ТР с хорошими параметрами и на Λ -системе при $L = \lambda = 780$ нм) является замечательной особенностью ЭИП-процесса. Такое нетривиальное поведение ТР с уменьшением L отчетливо проявляется при сравнении с процессом, в котором формируется резонанс N -типа (имеющий близкие к ТР характеристики, однако демонстрирующий увеличение поглощения) [20, 21]. Формирование резонанса N -типа в тонких слоях паров Rb пока-

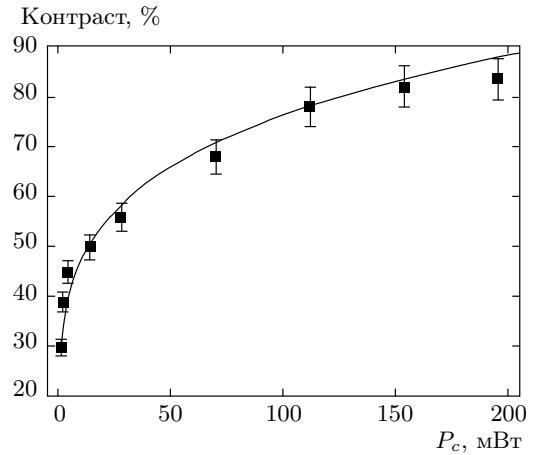


Рис. 4. Зависимость контраста ТР от мощности P_c , $L = 780$ нм. Кривая построена по эмпирической формуле: Контраст [%] = $29(P [\text{мВт}])^{0.21}$. Черные квадраты — экспериментальные результаты (ошибка около 5 %). Температура СМЯ равна 160°C

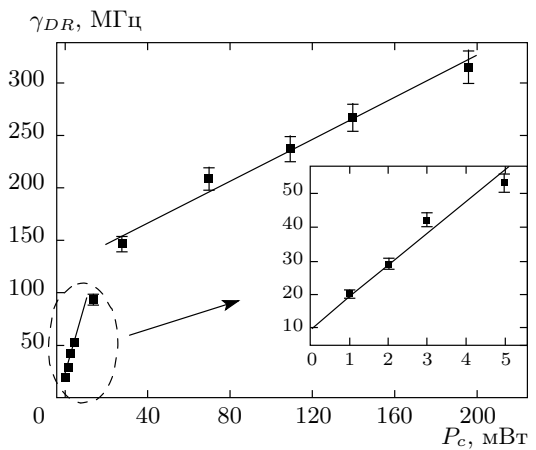


Рис. 5. Зависимость ширины ТР от мощности P_c . Экспериментальные результаты показаны черными квадратами (ошибка около 5 %). На вставке показана зависимость γ_{DR} от $1 \text{ мВт} < P_c < 5 \text{ мВт}$. При $P_c \rightarrow 0$ имеем $\gamma_{13} = 10$ МГц

зало, что приемлемые параметры достигаются при $L \geq 30$ мкм [22]. Следовательно, для применений в нанотехнологиях (при необходимости формирования узких оптических резонансов) лучшим кандидатом является ТР.

На рис. 4 приведены экспериментальные результаты зависимости контраста ТР от мощности P_c при $L = \lambda = 780$ нм. Видно, что при мощности $P_c \approx 200$ мВт контраст достигает 83 %. При увеличении контраста происходит также уширение ТР, по-

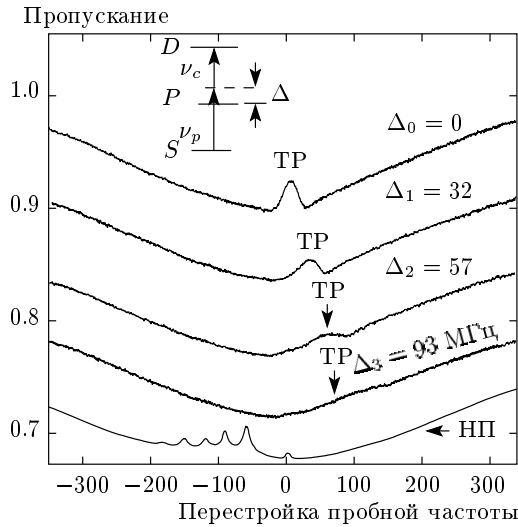


Рис. 6. Спектры ТР при $L = 780$ нм при изменении расстройки Δ_i (показано в верхней части рисунка), для удобства сравнения спектры смещены по вертикали. Видно, что наиболее узкий и контрастный ТР формируется при $\Delta_0 = 0$. Нижняя кривая — спектр НП. Температура СМЯ равна 160°C

казанное на рис. 5. При малых мощностях связывающего лазера, $P < 5$ мВт (показано на вставке рис. 5), наблюдается линейная зависимость ширины ТР, которая аппроксимируется прямой, построенной по эмпирической формуле: γ_{DR} [МГц] = 10 МГц + $9.35P_c$ [мВт]. При $P_c \rightarrow 0$ имеем $\gamma_{13} = \gamma'_{13} + \gamma_F + \delta_D = 10$ МГц, т.е. величина, описывающая столкновение атомов со стенками $\gamma'_{13} \approx 6$ МГц, что близко к аналогичной величине для Λ -системы при $L = 780$ нм [14,15]. В работе [23] показано, что ширина γ_{DR} может иметь разное поведение в зависимости от соотношения частоты Раби Ω_c и доплеровской ширины γ_D (из рис. 3 имеем $\gamma_D \approx 500$ МГц): в случае, когда $\Omega_c \ll \gamma_D$, ширина γ_{DR} пропорциональна Ω_c , а в случае, когда $\Omega_c \gg \gamma_D$, ширина γ_{DR} пропорциональна Ω_c^2 . Кривая зависимости ширины ТР в Ξ -системе при $P > 28$ мВт (в этом случае $\Omega_c \gg \gamma_D$) аппроксимируется прямой γ_{DR} [МГц] = 126 МГц + P_c [мВт]. Представляет практический интерес выражение γ_{DR} в единицах Ω_c [23]. В этом случае зависимость γ_{DR} (рис. 5) можно представить эмпирической формулой $\gamma_{DR} \approx a + b\Omega_c^2/\gamma_D$. Для случая, когда 1 мВт $< P < 5$ мВт, $a_1 = 10$ МГц, $b_1 = 0.15$, а для $P > 28$ мВт имеем $a_2 = 126$ МГц, $b_2 = 0.016$.

Как уже отмечалось, важным условием формирования контрастного ТР в СМЯ является резонанс-

ность частоты связывающего лазера с частотой соответствующего атомного перехода, т.е. равенство нулю расстройки Δ . На рис. 6 приведены спектры ТР в случае толщины $L = \lambda = 780$ нм при изменении расстройки Δ_i (где $i = 0, 1, 2, 3$ и соответственно $0, 32, 57, 93$ МГц) частоты связывающего лазера ν_c с переходом $4'-5''$, что автоматически приводит к появлению расстройки частоты ν_p с переходом $F_g = 3 \rightarrow 4'$ (см. рис. 6); мощность $P_c = 1$ мВт, мощность $P_p = 0.4$ мкВт. Заметим, что поскольку длины волн связывающего (776 нм) и пробного (780 нм) излучений близки, расстройки частоты для связывающего Δ_c и пробного излучений Δ_p (вследствие эффекта Доплера) соотносятся как $\Delta_p/\Delta_c = \lambda_c/\lambda_p = 0.97$, т.е. практически одинаковы. Как видно на рис. 6 наиболее узкий и контрастный ТР формируется при $\Delta_0 = 0$. Наличие отличной от нуля расстройки существенно меняет ситуацию: в этом случае в формировании ТР участвуют атомы, которые летят в направлении лазерного излучения \mathbf{k} (которое направлено по z) с проекцией скорости $V_z = 2\pi\Delta/k$, где $k = 2\pi/\lambda$, что приводит к уменьшению времени пролета $\tau = L/V_z$ (поскольку в нашем случае $d \gg L$) и, следовательно, быстрому увеличению γ_{13} , что и приводит (см. формулы (1), (2)) к значительному уширению ТР и ухудшению его контраста (аналогичное поведение наблюдалось при малых L и в Λ -системе [14,15]). Заметим, что в ячейках обычной сантиметровой длины L эффект может быть противоположный (поскольку в этом случае реализуется ситуация $d < L$): при увеличении Δ может происходить сужение ТР, что обусловлено большим временем взаимодействия (следовательно, меньшей величиной γ_F) для атомов, летящих в направлении лазерного пучка.

2.2.2. Толщина столба $L = \lambda/2 = 390$ нм

Как отмечалось выше, при уменьшении толщины $L < \lambda$ происходит существенное уменьшение контраста ТР. На рис. 7 верхняя кривая 2 показывает спектр пропускания, который содержит ТР с контрастом 12% и шириной 140 МГц. Температура СМЯ составляет 160°C ($N \approx 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$), $P_c = 100$ мВт и $P_p = 400$ нВт. Штриховой линией 1 показано пропускание СМЯ при $L = \lambda/2$ при отсутствии связывающего излучения, которое демонстрирует узкое поглощение; пиковое поглощение такое же, как при $L = \lambda$, однако ширина γ_D при $L = \lambda/2$ значительно меньше (около 360 МГц). Существенное различие для оптических процессов при использовании $L = \lambda$ и $L = \lambda/2$ проявляется уже при на-

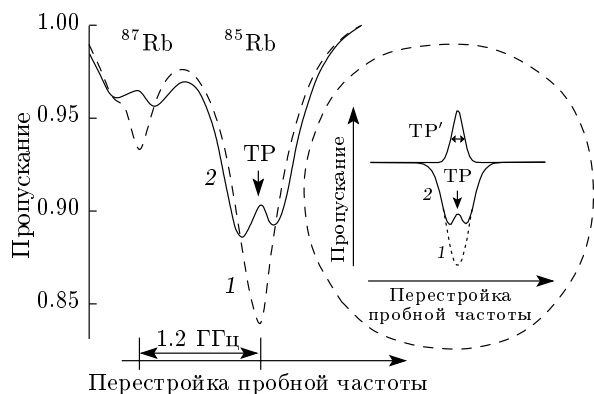


Рис. 7. Кривая 2 — содержащий ТР спектр пропускания пробного излучения для ^{87}Rb и ^{85}Rb ; $L = 390$ нм, $P_c = 100$ мВт, $P_p = 400$ нВт. Штриховая кривая 1 — пропускание пробного излучения, когда нет связывающего излучения. Температура СМЯ составляет 160°C . На вставке приведено схематичное пояснение особенности формирования ТР; в случае, когда $\gamma_D \sim \gamma_{DR}$, параметры ТР могут искажаться: получаются заниженные величины контраста и γ_{DR}

личии только одного луча. Так, если при $L = \lambda$ при интенсивности пробного излучения всего в несколько мВт/см² в спектре пропускания формируются селективные по атомным скоростям (ОРСС) оптические резонансы, демонстрирующие уменьшение поглощения, то при уменьшении толщины всего в два раза ($L = \lambda/2$) ОРСС не удастся сформировать даже при интенсивностях более 1 Вт/см² [24]. И только с помощью процесса ЭИП возможно формирование резонанса, демонстрирующего пик уменьшения поглощения при $L = \lambda/2$. На вставке к рис. 7 приведено схематичное пояснение особенности формирования ТР в случае, когда доплеровская ширина поглощения узкая. Кривые (гауссовы) построены для следующих параметров: ширина ТР' (показана на верхней кривой) равна $0.5\gamma_D$ доплеровской ширины, которая показана штриховой кривой 1. Таким образом, на результирующей огибающей от доплеровского увеличенного поглощения (кривая 1) и уменьшенного поглощения, обусловленного ТР' (верхняя кривая), формируется кривая 2 (содержащая регистрируемый ТР). Как видно, амплитуда ТР (которая будет реально регистрироваться в эксперименте) меньше амплитуды исходной ТР', а ширина γ_{DR} меньше исходной γ'_{DR} . Более того, при равенстве ширин γ_{DR} и γ_D пик ТР, демонстрирующий уменьшение поглощения (показанный на результирующей кривой 2) может вообще не проявляться. Заметим, что подоб-

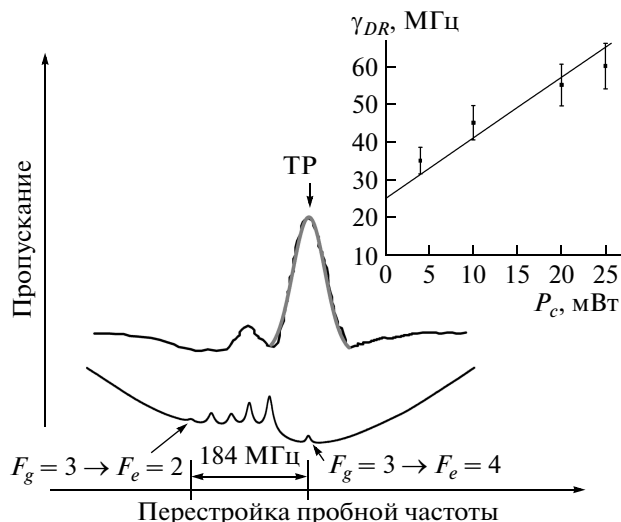


Рис. 8. Спектр пропускания с ТР (верхняя кривая) при $L = 100$ нм, полученный техникой синхронного детектирования; ТР аппроксимирован гауссовым профилем шириной 55 МГц. Нижняя кривая — спектр НП. На вставке приведена зависимость γ_{DR} от P_c , черные квадраты — эксперимент. При $P_c \approx 0$ имеем $\gamma_{13} = 25$ МГц

ное может иметь место, к примеру, при формировании ТР в системе охлажденных атомов или при использовании атомного пучка, поскольку в обоих случаях доплеровская ширина мала и близка по величине к естественной ширине γ_N .

В ячейках сантиметровой длины, которые обычно используются для формирования ТР, имеет место противоположный случай $\gamma_D \gg \gamma_{DR}$ (это условие выполняется и для случая, приведенного на рис. 3). Нетрудно показать, что в этом случае амплитуда ТР и его ширина практически «не искажаются» широким доплеровским поглощением.

2.2.3. Толщина столба $L \approx 100$ нм

Для регистрации ТР при рекордно малой толщине $L \approx 100$ нм мы использовали технику синхронного детектирования, что существенно улучшает отношение сигнал/шум [7]. На рис. 8 (верхняя кривая) спектр пропускания СМЯ при $L \approx 100$ нм, содержащий ТР, который аппроксимировался гауссовым профилем с шириной 55 МГц (на полувысоте). Температура СМЯ $T = 167^\circ\text{C}$, мощности связывающего и пробного излучений соответственно 25 мВт и 70 мкВт. Рядом с ТР регистрируется небольшой резонанс, который при определенных условиях может

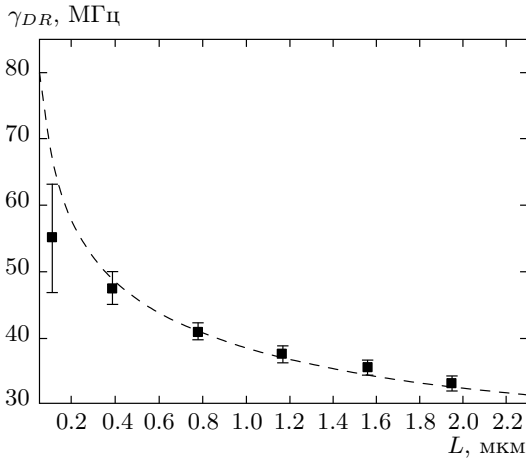


Рис. 9. Зависимость γ_{DR} от толщины ячейки L : аппроксимируется эмпирической кривой γ_{DR} [МГц] = $38/L^{0.25}$ [мкм], черные квадраты — экспериментальные результаты с ошибкой около 3%; для толщин менее 400 нм ошибка определения γ_{DR} возрастает (см. пояснения к рис. 7)

формироваться в лестничной системе [9]. Нижняя кривая — частотный репер. На вставке показана зависимость ширины ТР от мощности P_c : наблюдается линейная зависимость, которая аппроксимируется прямой $\gamma_{DR} = 25 \text{ МГц} + 1.6P_c$ [мВт]. При $P_c \rightarrow 0$ имеем $\gamma_{13} = \gamma'_{13} + \gamma_F + \delta_D = 25 \text{ МГц}$, следовательно, величина, описывающая столкновение атомов со стенками, равна $\gamma'_{13} \approx 21 \text{ МГц}$.

Важно отметить, что протекание когерентного процесса ЭИП при таких малых толщинах априори очень нетривиально, поскольку при сильном влиянии скорости дефазировки когерентности на сам процесс ожидалось, что процесс столкновения атомов со стенками должен подавлять ЭИП. Однако, как отмечено выше, при резонансном подборе частоты связывающего лазера, а также при выполнении условия (3) (последнее для $\gamma_{13} = 25 \text{ МГц}$ уверенно выполняется при $P_c > 4 \text{ мВт}$, $\Omega_c > 350 \text{ МГц}$) осуществляется формирование ТР.

На рис. 9 приведена зависимость ширины γ_{DR} от толщины L , которая аппроксимируется эмпирической кривой γ_{DR} [МГц] = $38/L^{0.25}$, где L в микрометрах (аналогичная слабая зависимость γ_{DR} от L наблюдается и в Λ -системе [14, 15]). Важно отметить, что при $L < 100 \text{ нм}$ (для формирования ТР из условия (3) следует необходимость дальнейшего увеличения Ω_c) на ТР будет влиять взаимодействие атомов с окнами СМЯ (вандерваальсово взаимодействие [25]), что может проявляться в смещении час-

тоты ТР и может быть обнаружено при сравнении с ТР, формируемой в ячейке сантиметровой длины.

Важным преимуществом лестничной Ξ -системы (по сравнению с Λ -системой) является малость поглощения связывающего излучения при больших атомарных плотностях, что существенно для формирования ТР при больших величинах γ_{13} .

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован темный резонанс в лестничной Ξ -системе уровней $5S_{1/2}$ - $5P_{3/2}$ - $5D_{5/2}$ атомов Rb с использованием оптической ячейки, содержащей столб паров атомов субмикронной толщины ($L < 0.8 \text{ мкм}$). Основным фактором, влияющим на контраст и на ширину ТР, является увеличение скорости дефазировки когерентности γ_{13} при уменьшении толщины L . Показано, что когда частота лазера ν_c находится в точном резонансе с соответствующим атомным переходом, ширина ТР относительно слабо зависит от L и описывается эмпирической формулой γ_{DR} [МГц] $\approx 38/L^{0.25}$ [мкм]. Минимальная (рекордная) толщина L , при которой был зарегистрирован ТР, составила 100 нм.

Продемонстрировано, что в Ξ -системе при формировании ТР на D_2 -линии в парах Rb формируется высококонтрастный ТР, превышающий более чем на порядок контраст ТР в Λ -системе.

Как показано, замечательной особенностью ЭИП-процесса является возможность формирования сравнительно узких оптических резонансов в атомарных системах с толщиной $L \approx 100 \text{ нм}$, что может быть востребовано в наноприборостроении.

Работа двоих из соавторов (Д. С. и А. С.) выполнена в рамках совместного армяно-российского научного проекта при финансовой поддержке ГКН РА (грант № 13RF-066), РФФИ (грант № 13-02-90601Арм_а), а также ГКН МОН РА в рамках научного проекта № SCS13-1C029.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Д. Агапьев, М. В. Горный, Б. Г. Матисов и др., УФН **163**, 1 (1993).
2. R. Wynands and A. Nagel, Appl. Phys. B **68**, 1 (1999).
3. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).

4. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **96**, 333 (2012).
5. J. Gea-Banacloche, Y.-Q. Li, S.-Z. Jin, and Min Xiao, Phys. Rev. A **51**, 576 (1995).
6. A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **98**, 113003 (2007).
7. A. Sargsyan, M. G. Bason, D. Sarkisyan, et al., Opt. and Spectr. **109**, 529 (2010).
8. M. G. Bason, M. Tanasittikosol, A. Sargsyan et al., New J. Phys. **12**, 065015 (2010).
9. H. S. Moon and H.-R. Noh, Opt. Express **21**, 7447 (2013).
10. A. Sargsyan, D. Sarkisyan, U. Krohn, J. Keaveney, and Ch. Adams, Phys. Rev. A **82**, 045806 (2010).
11. S. Knappe, L. Hollberg, and J. Kitching, Opt. Lett. **29**, 388 (2004).
12. A. Sargsyan, D. Sarkisyan, A. Papouyan, Phys. Rev. A **73**, 033803 (2006).
13. A. N. Litvinov, G. A. Kazakov, and B. G. Matisov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **42**, 165402 (2009).
14. А. Саргсян, Д. Саркисян, Опт. и спектр. **111**, 364 (2011).
15. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, R. Mirzoyan, A. Papouyan, and D. Sarkisyan, Appl. Phys. B: Lasers and Optics **105**, 767 (2011).
16. D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papouyan, and M. Ducloy, Opt. Comm. **200**, 201 (2001).
17. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **98**, 499 (2013).
18. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel et al., Europhys. **63**, 35 (2003).
19. D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan et al., Phys. Rev. A **69**, 065802 (2004).
20. A. S. Zibrov, C. Y. Ye, Y. V. Rostovtsev et al., Phys. Rev. A **65**, 043817 (2002).
21. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, ЖЭТФ **142**, 873 (2012).
22. А. Саргсян, Р. Мирзоян, А. Папоуян, and Д. Саркисян, Opt. Lett. **37**, 4871 (2012).
23. A. Javan, O. Kocharovskaya, H. Lee, and M. O. Scully, Phys. Rev. **66**, 13805 (2002).
24. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov et al., Phys. Rev. A **76**, 013837 (2007).
25. M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky et al., EuroPhys. Lett. **77**, 54001 (2007).