

УДК 535.343.4

ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЛИНИИ D₁ ПОГЛОЩЕНИЯ ЦЕЗИЯ ОТ ТОЛЩИНЫ СТОЛБА АТОМАРНЫХ ПАРОВ АТОМОВ

А.Д. САРГСЯН¹, Д.Г. САРКИСЯН¹, Е. ПАШАЯН-ЛЕРУА²,
К. ЛЕРУА², П. МОРОШКИН³, А. ВЕЙС³

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

²Институт Карно Бургундии, Университет Бургундии, Дижон, Франция

³Институт Физики, Университет Фрибурга, Швейцария

(Поступила в редакцию 27 июня 2007 г.)

Разработана новая наноячейка, имеющая плавное изменение толщины столба паров атомов в интервале $L = 350 \div 5100$ нм, которая позволила исследовать поведение резонансного поглощения на линии D₁ атомов Cs при изменении толщины от $L = \lambda/2$ до $L = 5\lambda$ с шагом $\lambda/2$ (λ – резонансная длина волны лазера 894 нм) и при изменении лазерной интенсивности. Показано, что при малых лазерных интенсивностях наблюдается сужение спектра резонансного поглощения при толщинах $L = (2n + 1)\lambda/2$ (где n – целое число) вплоть до $L = 7\lambda/2$ и уширение спектра при толщинах $L = n\lambda$. Разработанная теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

1. Введение

В последние годы опубликован ряд работ, посвященных лазерной спектроскопии (процессам резонансного поглощения и флуоресценции) столба паров атомов толщиной $10 \div 100$ мкм [1] и столба паров атомов, содержащихся в так называемых сверхтонких ячейках, или наноячейках [2-7]. В этих работах было показано, что важным параметром, определяющим спектральную ширину, форму линии и величину поглощения в таких ячейках, является параметр L / λ , где L – толщина столба паров (расстояние между окнами наноячейки), λ – длина волны лазерного излучения, резонансного атомному переходу. В частности, было показано, что спектральная ширина резонансного поглощения достигает минимального значения при $L = (2n+1)\lambda/2$ (где n – целое число), которое было названо эффектом когерентного сужения Дике (КСД). Также было показано [3-7], что при $L = n\lambda$ спектральная ширина резонансного поглощения достигает максимального значения, близкого к доплеровской ширине (порядка нескольких сотен МГц), регистрируемой в ячейках обычной длины (1–10 см) [8]. Это явление было названо коллапсом эффекта КСД. В работе [5] эффект КСД и коллапс КСД были исследованы вплоть до толщин $L = 7\lambda/2$ для D₂ линии ⁸⁵Rb, $\lambda = 780$ нм. Нами разработана новая наноячейка, позволяющая плавно изменять толщину столба паров

в интервале 350÷5000 нм и исследовать большие величины L/λ . Отметим, что ранее, в работах [2-5] было исследовано резонансное поглощение на линиях D_2 атомов Rb и Cs, у которых частотное расстояние между верхними сверхтонкими уровнями достаточно мало (несколько десятков МГц), что делало технически сложным исследование поведения индивидуальных атомных переходов. С этой точки зрения более удобными являются линии D_1 атомов Rb и Cs, у которых частотное расстояние между верхними сверхтонкими уровнями достигает величины ~ 1 ГГц и поэтому атомные переходы полностью разделены.

2. Экспериментальная установка

Конструкция наноячейки с клиновидным (перестраиваемым) зазором между окнами аналогична приведенной в [2-5], однако толщина столба паров могла изменяться в интервале 350÷5000 нм, что значительно больше, чем в [2-5]. Увеличение перекрываемого диапазона толщин было достигнуто предварительным напылением слоя Al_2O_3 толщиной ~ 5000 нм на поверхность одного из окон наноячейки в нижней ее части. Клиновидная (по вертикали) толщина L зазора наноячейки определялась интерференционным методом, описанным в [3]. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Пучок одночастотного перестраиваемого по частоте диодного лазера (лазер с распределённой обратной связью: Distributed Feedback – DFB с длиной волны $\lambda = 894$ нм и спектральной шириной $\gamma_L \sim 6$ МГц с диаметром ~ 1 мм направлялся на наноячейку под углом, близким к нормальному. Интенсивность излучения лазера регулировалась нейтральными фильтрами F (как показано на рис.1). Наноячейка помещалась в дополнительную печьку, в которой имелось два отверстия для прохождения лазерного излучения. Температура бокового отростка наноячейки, которая определяет плотность атомов Cs, составляла 110÷120°C. Для предотвращения конденсации паров атомов на окна наноячейки, температура на окнах поддерживалась на 20–30 градусов выше. Частота лазера сканировалась в диапазоне ~ 10 ГГц, перекрывающем все 4 спектральные компоненты: $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3,4$ и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4$ сверхтонкой структуры D_1 линии Cs (F_g , F_e обозначают, соответственно, нижние и верхние уровни линии D_1). Для получения спектров пропускания при различных толщинах L печька с наноячейкой перемещалась по вертикали, как показано стрелкой на рис.1. Небольшая часть излучения направлялась на ячейку обычной длины (~ 3 см), которая находилась при комнатной температуре, в которой осуществлялась известная схема “Насыщения Поглощения” (НП) [8]. Фильтры F также использовались для ослабления пробного пучка (а также и накачки) в схеме НП для того, чтобы получить спектральный репер с шириной, близкой к натуральной. Спектры регистрировались с помощью двухлучевого цифрового осциллографа Tektronix.

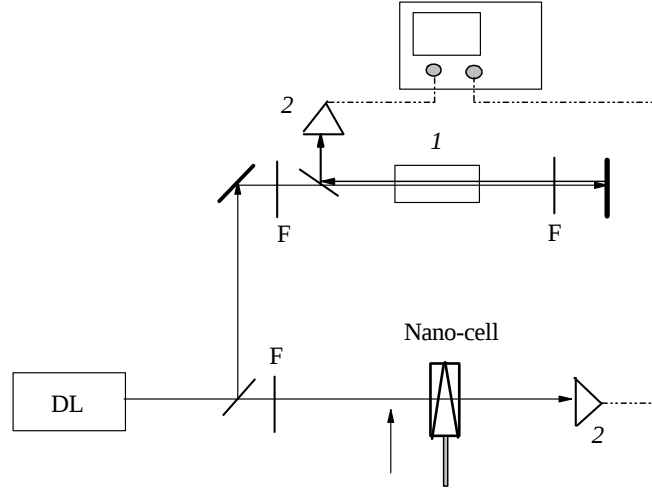


Рис.1. Схема экспериментальной установки. DL – диодный лазер, 1 – ячейка с парами атомов Cs, nanocell – наноячейка с плавным изменением толщины столба паров атомов в интервале $L = 350 \div 5100$ нм, 2 – фотоприемники, F – фильтры.

3. Теоретическая модель

Рассмотрим взаимодействие атомного газа с линейно поляризованным электрическим полем лазерного излучения $E(z) = E_0 \cos(\omega_L t - kz)$ с частотой ω_L и амплитудой E_0 , распространяющегося в направлении оси z . Здесь k – волновое число. Атомный газ заключен в сверхтонкую ячейку с толщиной L . Уравнение, описывающее эволюцию матрицы плотности атомов во внешнем поле $E(z)$, имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{V}, \rho] + \hat{\Gamma} \rho, \quad (1)$$

где $\hat{H}_0$ – гамильтониан свободного атома, а $\hat{\Gamma}$ описывает релаксационные процессы. Для оператора взаимодействия с полем E ограничиваемся электродипольным приближением $\hat{V} = -\hat{d}E$ ($\hat{d}$ – оператор дипольного момента атома). Предполагаем, что атомы – двухуровневые с уровнями определенной (противоположной) четности ($d_{11} = d_{22} = 0$). В резонансном приближении уравнение (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -2 \operatorname{Im}(\Omega^* \rho_{21}) + \gamma_{21} \rho_{22}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= 2 \operatorname{Im}(\Omega^* \rho_{21}) + \Gamma_{22} \rho_{22}, \\ \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= i\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) - (i\Delta + \Gamma_{21})\rho_{21}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь γ_{21} – скорость спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1, $\Gamma_{22} = \gamma_{21} + \gamma_0$ – полная

скорость распада уровня 2, γ_0 – скорость утечки населенности из системы, приводящая к оптической накачке второго основного подуровня $6^2S_{1/2}$, $\Gamma_{21} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_0)$ – полная скорость релаксации когерентности ρ_{21} . Здесь $\Delta = (\omega - \omega_{21} - kv)$ – отстройка от резонанса с учетом доплеровского сдвига kv , где v – скорость атомов, $\Omega = -E_0 d / \hbar$ – частота Раби (ЧР). Для учета лазерной ширины используется модель диффузной фазы Вигнера–Леви [9–11], в соответствии с которой предполагается, что лазерное излучение имеет лоренцевый спектр с полной шириной на полувысоте γ_L . Эта ширина вводится в уравнения (2) в качестве релаксационного члена для недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{21} , согласно процедуре, изложенной в [12,13]. Спектр поглощения рассчитывается численным интегрированием системы уравнений (2) для элементов матрицы плотности с последующим усреднением по ансамблю распределения атомных скоростей, которое предполагается максвелловским. Теоретическая модель и используемые формулы приведены в [6,7]. Основные допущения, используемые в модели, заключаются в следующем: плотность числа атомов предполагается малой и межатомными столкновениями пренебрегаем; столкновения атомов со стенками ячейки носят неупругий характер, т.е. атомы после столкновений полностью теряют оптическое возбуждение; диаметр пучка лазерного излучения намного превышает толщину кюветы, что позволяет пренебречь релаксацией вследствие выхода атомов из лазерного пучка. В расчетах принимается также во внимание влияние на спектр поглощения эффекта отражения излучения от плоскопараллельных окон наноячейки, которая ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо [6].

4. Результаты и обсуждение

На рис.2 приведены экспериментальные спектры резонансного пропускания наноячейки для атомного перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при толщине $L = \lambda/2$, при эффективной интенсивности (ЭИ) лазера $I_{\text{эф}} \sim 0.03$ мВт/см² и для ячейки с $L = 3$ см. ЭИ определяется умножением измеренной интенсивности на коэффициент $\gamma_N/(\gamma_N + \gamma_L)$, где γ_N – радиационная ширина D1 линии цезия ~ 4.6 МГц, а $\gamma_L \sim 6$ МГц. Кривая 1 – спектр пропускания наноячейки при температуре бокового отростка $\sim 110 \div 120^\circ\text{C}$. Абсолютная величина поглощения составляет 1–2%. Экспериментальный профиль линии 1 пропускания при $L = \lambda/2$ наиболее хорошо аппроксимируется кривой 2, которая описывается функцией “псевдо-фойгт2” программы ORIGIN-7, при этом лоренцевский и гауссовый профили имеют полную ширину на полувысоте (ПШПВ) 70 МГц и 77 МГц, соответственно (при этом также подбирались параметры m и A функции “псевдо-фойгт2”). Кривая 2 имеет ПШПВ ~ 75 МГц. Отметим, что теоретическая кривая на рис.3b при $L = \lambda/2$ также хорошо аппроксимируется функцией “псевдо-фойгт2”, что также свидетельствует в пользу правильности выбранной теоретической модели. Кривая 3 – экспериментальный, доплеровски-уширенный спектр пропускания ячейки с $L = 3$ см, который хорошо описывается гауссовым профилем 4 с ПШПВ ~ 350 МГц (на рисунке кривые 3 и 4 практически сливаются). Следовательно, при $L = \lambda/2$ наблюдается сужение спектра в 4.6 раза. Если же проводить сравнение спектров пропускания наноячейки и обычной ячейки при одной и той же температуре окон $\sim 150^\circ\text{C}$, то в этом случае ПШПВ для обычной ячейки составит 430 МГц и сужение спектра при $L = \lambda/2$ будет уже в 5.7 раза.

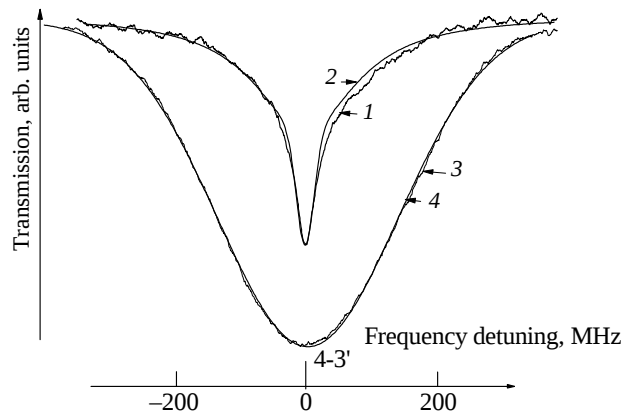


Рис.2. Спектры резонансного пропускания наноячейки для перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при $L = \lambda/2$ и ячейки с $L = 3$ см; 1 – спектр пропускания наноячейки при $L = \lambda/2$, который хорошо описывается функцией “псевдо-фойгт2” с ПШПВ ~ 75 МГц, температура оторстка $110 \div 120^\circ\text{C}$, 3 – экспериментальный доплеровски-уширенный спектр пропускания ячейки с $L = 3$ см, который хорошо описывается гауссовым профилем 4 с ПШПВ ~ 350 МГц.

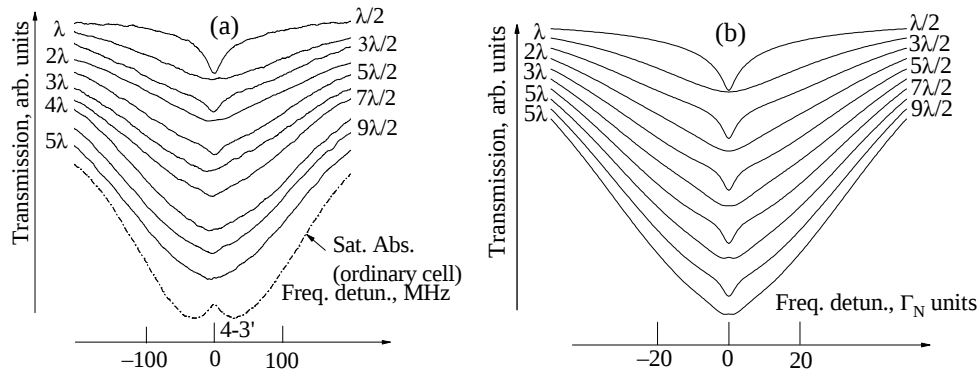


Рис.3. а) Спектры резонансного пропускания для атомного перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при изменении толщины столба от $L = \lambda/2$ до 5λ с шагом $\lambda/2$, при ЭИ лазера ~ 0.03 мВт/см²; б) теоретические спектры пропускания для того же перехода, при ЧР $\Omega = 0.01\gamma_N$; $\gamma_N \sim 4.56$ МГц, $\gamma_L \sim 6$ МГц, тепловой скорости $vT = 200$ м/с. Нижние кривые на рис.3а,4а,5а получены по известной технике НП в ячейке с $L = 3$ см.

На рис.3а приведены экспериментальные спектры пропускания для того же атомного перехода при изменении величины L в интервале толщины столба паров от $L = \lambda/2$ до $L = 5\lambda$ с шагом $\lambda/2$, при ЭИ лазера ~ 0.03 мВт/см². Эффект КСД и коллапс КСД хорошо видны на рисунке: минимальное значение спектральной ширины достигается при толщинах столба $L = (2n + 1) \lambda/2$. Отметим, что при $L = \lambda/2$ спектральная ширина наименьшая: $75 \div 80$ МГц [3-7], в то время как при $L = 3\lambda/2, 5\lambda/2, 7\lambda/2$ и $9\lambda/2$ сужение спектра происходит при наличии возрастающего широкого

доплеровского пьедестала (очевидно, что при дальнейшем увеличении толщины L спектр будет все ближе походить на доплеровски-уширенный спектр поглощения в обычной ячейке). Как видно из рисунка, при $L = n \lambda$ спектральная ширина наибольшая (при $L = \lambda$ спектральная ширина ~ 300 МГц). Следовательно, происходит 4-х кратное сужение спектра пропускания при $L = \lambda / 2$ по сравнению с $L = \lambda$. Отметим, что в работе [3], для линии D₁ наблюдалось двухкратное сужение спектра, что, по-видимому, объясняется следующим образом: из-за малых зазоров между окнами наноячейки откачка остаточных газов (адсорбированных поверхностью окон) сильно затруднена и поэтому требуется многочасовая откачка при температуре ~ 400 (С; в работе [3] использовалась первая модель наноячейки, в которой откачка остаточных газов была проведена хуже, чем в последующих. Остаточные газы могут приводить к дополнительному уширению спектра пропускания, причем это влияние на толщине $L = \lambda / 2$ сказывается больше, чем при $L = \lambda$. Отметим, что пиковое пропускание на точном резонансе на толщине $L = \lambda / 2$ практически равно пиковому пропусканию на толщине $L = \lambda$, в то время как при увеличении интенсивности лазера (см. рис.4,5) пиковое пропускание при $L = \lambda / 2$ становится уже больше, чем при $L = \lambda$. Нижние кривые на рис.3а,4а,5а получены по известной технике НП в ячейке обычной длины. На рис.3б приведены теоретические спектры резонансного пропускания для того же перехода при ЧР $\Omega \gamma 0.01 = n$; $\gamma_N \sim 4.56$ МГц, $\gamma_L \sim 6$ МГц, тепловой скорости $v_T = 200$ м/с. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

На рис.4а приведены экспериментальные спектры резонансного пропускания, причем все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 0.5 мВт/см². Эффект КСД и коллапс КСД хорошо виден на рисунке: минимальное значение спектральной ширины достигается при толщинах столба паров атомов $L = \lambda / 2$, $3 \lambda / 2$ и $5 \lambda / 2$. Однако, для $L = n \lambda$, в отличие от рис.3, на точном атомном резонансе начинает появляться так называемый VSOP (Velocity Selective Optical Pumping/Saturation) пик. Этот пик VSOP уменьшенного поглощения расположен точно на атомном переходе [1,4,5] и возникает в результате того, что атом с основного уровня $F_g = 4$, поглотив лазерный фотон, переходит на возбужденный уровень $F_e = 3$ и далее спонтанно переходит либо на основной уровень $F_g = 3$ либо на $F_g = 4$. Это явление называется оптической накачкой (ОН) [7,14]. В результате ОН часть атомов переходит на уровень $F_g = 3$ и уменьшается число атомов, которые поглощают с уровня

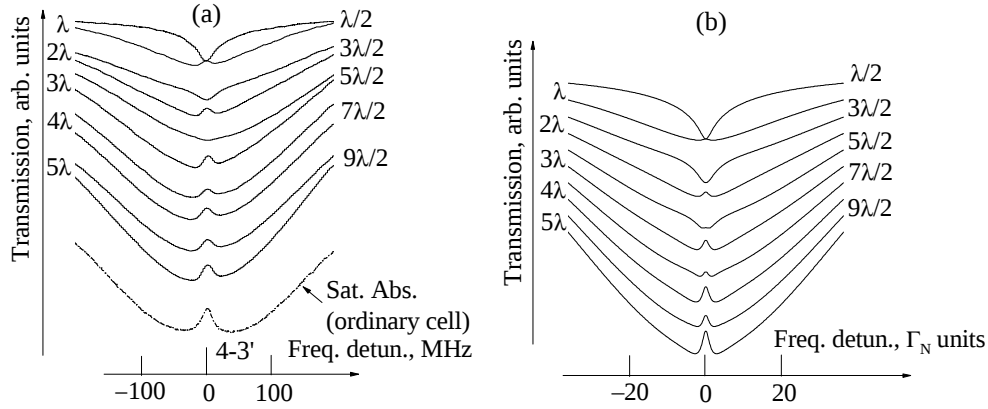


Рис.4. а) Экспериментальные спектры резонансного пропускания. Все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 0.5 мВт/см²; б) теоретические спектры пропускания для того же перехода, все параметры те же, что на рис.3б, однако ЧР $\Omega \gamma 0.06 = N$.

(a) (b)

Рис.5. а) Экспериментальные спектры резонансного пропускания. Все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 7 мВт/см²; б) теоретические спектры пропускания для того же перехода, все параметры те же, что на рис.3б, однако ЧР $\Omega \gamma 0.2 = N$.

$\Gamma g = 4$, что приводит к уменьшению поглощения с этого уровня. Эффективность процесса ОН [7] определяется выражением

$$\eta \sim \frac{\Omega^2 \gamma_N t}{(\Delta + kv)^2 + \Gamma^2}, \quad (3)$$

где t – время взаимодействия излучения с атомом, Δ – частотная расстройка от резонанса, Γ – сумма однородных и неоднородных уширений. Из (3) видно, что чем больше время взаимодействия t , тем выше эффективность ОН. Для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку, время взаимодействия $t_D = D / v$ (D – диаметр лазерного пучка), в то время как для атомов, летящих вдоль лазерного пучка, время взаимодействия $t_L = L / v$. Поскольку диаметр пучка ~ 1 мм, а расстояние между стенками $L = 894$ нм, то t_D на три порядка больше, чем t_L . Для атомов же, летящих перпендикулярно к лазерному пучку, $kv = 0$, и выражение (3) принимает максимальное значение при $\Delta = 0$. По этой причине пик VSOP находится точно на атомном переходе [1,4,5]. На рис.4б приведены теоретические спектры пропускания для того же перехода при ЧР $\Omega = 0.06\gamma N$, остальные параметры такие же, как для рис.3б. Как видно, наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

На рис.5а приведены экспериментальные спектры пропускания, все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 7 мВт/см². Эффект КСД наблюдается только для $L = \lambda / 2$, а для остальных L появляются пики VSOP, поскольку, как видно из формулы (3), увеличение

лазерной интенсивности увеличивает эффективность ОН. На рис.5b приведены теоретические спектры резонансного пропускания для того же перехода, при ЧР $\Omega = 0.2\gamma_N$, остальные параметры такие же, как для рис.3b. Здесь также наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Важно отметить, что при малых лазерных интенсивностях спектральная ширина VSOP резонанса близка к натуральной ширине. Это видно из сравнения спектральных ширин VSOP резонанса при $L = n\lambda$ и пика уменьшенного поглощения, полученного техникой НП (рис.3а). Поэтому, с практической точки зрения, VSOP резонансы (при $L = \lambda$ достигается минимальная спектральная ширина) могут быть использованы как частотный репер (с однонаправленным лазерным пучком) для атомных переходов, как это реализуется с помощью известной техники НП. Кроме того, во внешних магнитных полях VSOP резонанс может расщепиться на несколько новых пиков, при этом амплитуда пиков и их частотное положение зависят от величины приложенного магнитного поля [15,16]. Это позволит исследовать атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре пропускания Cs на D1 линии.

А.С. благодарит Институт Физики Университета Фрибурга, Швейцария за предоставленную возможность проведения экспериментальных исследований. А.С., Д.С., П.М. и А.В. выражают благодарность за финансовую поддержку SCOPES Grant IB7320-110684/1. Авторы А.С., Д.С., Е.П.-Л., и К.Л. благодарят за финансовую поддержку INTAS South-Caucasus Grant 06-1000017-9001.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. Phys. Rev. A, **59**, 3723 (1999).
2. D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy. Opt. Commun., **200**, 201 (2001).
3. D.G.Dutier, A.Yarovitski, et al. Europhysics Letters, **63**, 35 (2003).
4. D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan, et al. Phys. Rev. A, **69**, 065802 (2004).
5. D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan, et al. Proc. SPIE, **6257**, 625701 (2006).
6. G.Dutier, S.Saltiel, D.Bloch, M.Ducloy. J. Opt. Soc. Am. B, **20**, 793 (2003).
7. G.Nikogosyan, D.Sarkisyan, Yu.Malakyan. J. Opt. Technol., **71**, 602 (2004).
8. В.Демтредер. Лазерная спектроскопия. М., Наука, 1985.
9. J.H.Eberly. Phys. Rev. Lett., **37**, 1387 (1976).
10. G.S.Agarwal, Phys. Rev. Lett., **37**, 1383 (1976).
11. P.Zoller. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **10**, L321 (1977).
12. G.S.Agarwal. Phys. Rev. A, **18**, 1490 (1978).
13. B.J.Dalton, P.L.Knight. Optics Commun., **42**, 411 (1982).
14. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, et al. Optics and Spectroscopy, **101**, 762 (2006).
15. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, A.Papoyan. Phys. Rev. A, **73**, 033803 (2006).
16. N.Papageorgiou, A.Weis, et al. Appl. Phys. B, **59**, 123 (1994).

ՑԵԶԻՈՒՄԻ ԿԼԱՆՄԱՆ D₁ ԳԾԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆ
ԱՏՈՄԱԿԱՆ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ՍՅԱՆ ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆՆԻՑ

Ա.Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Դ.Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ե. ՓԱՇԱՅԱՆ-ԼԵՌՈՒԱ,
Կ. ԼԵՌՈՒԱ, Պ. ՄՈՐՈՇԿԻՆ, Ա. ՎԵՅՍ

Մշակված է նոր նանոբջիջ, որը հնարավորություն է տալիս կատարել ատոմական գոլորշիների սյան հաստության սահուն փոփոխում (350÷5000 նմ): Այս նանոբջջի օգնությամբ հետազոտված է Cs-ի D₁ ատոմական գծի կլանման վարքը, $L = \lambda/2 - 5\lambda$ հաստությունների տիրույթում, $\lambda/2$ քայլով (լազերի ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը 894 նմ է) լազերային ճառագայթման տարբեր ինտենսիվության դեպքում: Ցույց է տրված, որ լազերային ճառագայթման թույլ ինտենսիվության դեպքում շերտի $L = (2n + 1)\lambda/2$ հաստությունների համար (n -ը ամբողջ թիվ է) նկատվում է ռեզոնանսային կլանման սպեկտրի նեղացում, ընդհուպ մինչև $L = 7\lambda/2$ հաստությունները, իսկ $L = n\lambda$ հաստությունների դեպքում նկատվում է ռեզոնանսային սպեկտրի լայնացում: Մշակված է փորձը բավականին լավ նկարագրող տեսական մոդել:

DEPENDENCE OF THE CESIUM ABSORPTION D₁ LINEWIDTH
ON THE THICKNESS OF ATOMIC VAPOR COLUMN

A.D. SARGSYAN, D.H. SARKISYAN, Y. PASHAYAN-LEROY,
C. LEROY, P. MOROSHKIN, A.WEIS

A new nanocell with a smoothly varying longitudinal thickness of the atomic vapor layer L in the range of 350 ÷ 5100 nm allowing to study the resonant absorption of D₁ line of Cs atoms for thicknesses changing from $L = \lambda/2$ to $L = 5\lambda$ with the step of $\lambda/2$ ($\lambda = 894$ nm is the resonant laser wavelength) and for different intensities is developed. It is shown that for low laser intensities there is narrowing of the resonant absorption spectrum for the thickness from $L = (2n + 1)\lambda$ (where n is an integer) up to $L = 7\lambda/2$ and broadening of the spectrum for $L = n\lambda$. The developed theoretical model describes well the experiment.