УДК 535.343

СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ АТОМАРНЫХ ПАРОВ ЦЕЗИЯ, ЗАКЛЮЧЕННЫХ В НАНОЯЧЕЙКУ

А.Д. САРГСЯН^{*}, А.С. САРКИСЯН, Д.Г. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила в редакцию 13 сентября 2018 г.)

Экспериментально исследован эффект ван-дер-ваальсового взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки с использованием процесса селективного отражения. Расстояние между окнами *L* варьировалось в интервале 50–2000 нм и наноячейка была заполнена парами атомов цезия. Измерен коэффициент *C*₃ ван-дер-ваальсового взаимодействия для атомов Cs (переход $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) с сапфировыми окнами наноячейки. Показано, что используя спектр селективного отражения, возможно определение магнитных полей с пространственным разрешением 70 нм и, следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно градиентные магнитные поля.

1. Введение

При взаимодействии лазерного излучения с атомами рубидия (Rb) и цезия (Cs) реализуется большое число оптических процессов, которые используются в лазерных технологиях, метрологии высокого частотного разрешения, в создании высокочувствительных магнитометров, в задачах квантовой коммуникации и др. [1, 2]. Для их реализации используются спектроскопические ячейки сантиметровой длины, которые содержат пары атомов Rb или Cs. Атомные переходы между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры в спектрах резонансного поглощения и флуоресценции, как правило, спектрально не разделяются по причине большого доплеровского уширения атомного перехода с шириной в интервале 400–900 МГц в зависимости от щелочного металла [3]. Частотное расстояние между атомными переходами составляет 10–300 МГц, что меньше доплеровской ширины. По этой причине атомные переходы «скрыты» под общим доплеровским профилем [3], в то время как для атомной спектроскопии необходимо точное знание частотного положения атомного перехода и его

амплитуды. Ситуация особенно осложняется при наличии процесса, который приводит к уширению спектра и сдвигу частоты. Таким процессом, в частности, является ван-дер-ваальсовое (VW) взаимодействие атома с поверхностью диэлектрических окон спектроскопической ячейки при расстояниях между ними ~100 нм.

Ранее в ряде работ использовался процесс резонансного селективного отражения (SR) лазерного излучения от тонких атомарных слоев щелочных металлов [4–14]. Лазерное излучение направлялось перпендикулярно к поверхности окна спектроскопической ячейки, а излучение SR распространялось в обратном направлении. Излучение SR формируется столбом паров атомов щелочных металлов с $L \approx \lambda/2\pi$, где λ – длина волны лазера, частота которого резонансна с частотой атомного перехода. В работах [7, 8] использовалось излучение с длиной волны λ = 895 нм, частота которого резонансна D₁ линии Cs. При относительно малой толщине $L \approx$ 140 нм вследствие VW взаимодействия регистрировался небольшой «красный» сдвиг частоты (в несколько МГц) излучения SR. Большой частотный красный сдвиг, достигающий нескольких ГГц, был продемонстрирован в работе [10]. Красный сдвиг частоты был также зарегистрирован в спектрах поглощения и флуоресценции атомов Cs и Rb, содержащихся в наноячейке [15, 16].

При использовании наноячейки с варьируемой толщиной в интервале 50–100 нм, при VW взаимодействии может регистрироваться красный сдвиг частоты атомного перехода, который возрастает от нескольких до 200 МГц. При этом форма огибающей спектра становится сильно ассиметричной с преимущественным уширением низкочастотного крыла огибающей до величины в несколько сотен МГц. Очевидно, что для успешного исследования VW взаимодействия необходимо использование метода, который обеспечивает высокое спектральное разрешение.

В настоящей работе экспериментально исследован эффект VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки с использованием процесса SR от наноячейки. В работах, опубликованных в последние годы, было продемонстрировано, что применение производной сигнала SR (DSR) при использовании наноячейки толщиной 400–500 нм позволяет формировать узкие оптические резонансы шириной 30-40 МГц, которые расположены на частотах атомных переходов D₁ и D₂ линий атомов рубидия и цезия. Следовательно, для исследования VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки, которое приводит к сильной трансформации спектра атомных переходов, применение метода DSR представляется полностью оправданным.

2. Методика эксперимента

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки. Использовалось излучение диодного лазера с внешним резонатором (extended cavity diode laser – ECDL) с $\lambda = 895$ нм и шириной линии ~1 МГц. Частота лазера резонансна с частотой линии D₁ атома цезия. Пары атомов цезия находились в наноячейке (*1*). Для формирования больших магнитных полей (это было необходимо в ряде случаев) использовался откалиброванный с помощью магнитометра Teslameter HT201 сильный постоянный магнит (P.M.) (из сплава неодим–железо–бор), который помещался вблизи выходного окна наноячейки. Варьирование величины магнитного поля осуществлялось изменением расстояния от P.M. до окна наноячейки. Для формирования частотного репера, часть лазерного излучения направлялась на узел (Ref.), который содержал ячейку, заполненную Cs, длиною *L* = 30 мм, с помощью которого формированся спектр насыщенного поглощения (saturated absorption – SA) [3].



Рис.1. (а) Схема эксперимента, ECDL – непрерывный лазер, $\lambda = 895$ нм, FI – фарадеевский изолятор, I – наноячейка, заполненная Cs, 2 – фотоприемники, Ref. – узел для формирования частотного репера, 3 – цифровой осциллограф, Р.М. – постоянный магнит, вставка в левом верхнем углу – геометрия трех отраженных от наноячейки пучков; пучок SR распространяется в направлении R_2 . (b) Фотография наноячейки с сапфировым отростком (резервуар), заполненная Cs. Овалом показана область с толщиной столба паров атомов цезия в интервале 50–100 нм. Видны интерференционные полосы, которые образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон наноячейки.

Специально изготовленная наноячейка имела относительно большую область толщиной в интервале 50–100 нм, что позволило использовать лазерный пучок диаметром 0.8 мм и регистрировать сигнал SR даже при таких малых толщинах. Фотография наноячейки, заполненной парами Cs, приведена на рис.1b. Окна наноячейки изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира с размерами $20 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 2.3 мм. Для минимизации двулуче-преломления *C*-ось ориентировалась перпендикулярно поверхности окна. Область с толщиной в интервале 50–100 нм отмечена овалом. Тонкий сапфировый отросток-резервуар (небольшая часть которого видна на рис.1b в нижней части), заполнен металлическим цезием. В эксперименте резервуар нагревался в интервале температур 120–180°C (при этом температура на окнах поддерживалась на 20-30 градусов выше, чтобы избежать конденсации паров атомов цезия на окнах), что обеспечивает концентрацию атомов цезия в интервале $N = 2 \times 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (дополнительные детали наноячейки приведены в работах [14–16]).

Излучение регистрировалось фотодиодами ФД-24К (2), сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent. Для селекции сигнала SR использовался интерференционный фильтр IF ($\lambda = 895$ нм) с шириной пропускания 10 нм. Для формирования пучка диаметром 0.8 мм, равном размеру исследуемой области в наноячейке, использовалась диафрагма.

На вставке рис.1а приведена геометрия трех отраженных от наноячейки пучков, где показан пучок SR – отражение от границы окно наноячейки–пары атомов цезия (пучок SR распространяется в направлении R_2). Для уменьшения



Рис.2. Зависимость отношения мощностей отраженных лучей R_2/R_1 от толщины наноячейки L для длины волны лазерного излучения 895 нм.

спектральной ширины сигнала SR необходимо направлять лазерное излучение близко к нормали к окнам наноячейки. Оба окна наноячейки имеют клиновидность, чтобы отраженные пучки разделялись.

В работе [17] отмечалось, что наноячейка ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо и отношение мощностей отраженных лучей R_2/R_1 описывается выражением для эталона Фабри–Перо. На рис.2 приведена кривая зависимости отношения мощностей отраженных лучей R_2/R_1 от толщины наноячейки Lдля длины волны лазерного излучения 895 нм. Мощности отраженных лучей R_2 и R_1 измерены с помощью прибора Thorlabs PM100D (чувствительность несколько нВт.).

3. Экспериментальные результаты

Для проверки метода DSR на первом этапе была проведена регистрация спектра DSR при относительно большой величине толщины $L = \lambda/2 = 370$ нм. При такой величине L из-за относительно большого расстояния атомов Cs от окна наноячейки влияние VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки не может проявляться. На рис.3 приведен экспериментальный спектр DSR. Заметим, что осциллограф Siglent позволяет в реальном времени формировать производную сигнала SR, следовательно, формировать сигнал DSR при L = 370 нм. Используется излучение с круговой поляризацией σ^+ (левый круг). Сравнение спектра DSR с нижней реперной кривой (которая показывает несмещенное положение атомных переходов D₁ линии 4-3' и 4-4' с частотным расстоянием между ними 1168 МГц) указывает как на отсутствие уширения спектра DSR, так и на отсутствие частотного смещения атомных переходов. Следовательно, результаты полученные методом DSR правильно описывают взаимодействие атомов с поверхностью окна наноячейки. Для дополнительной проверки метода DSR были проверены результаты, которые были ранее экспериментально и теоретически получены для паров атомов рубидия [9, 13] при относительно больших толщинах наноячейки в интервале от $L = \lambda/2 - 60$ нм до $L = 3\lambda/2 -$ 40 нм ≈ 1300 нм.

Спектры DSR показаны на рис.3b, где толщины для кривых 1-5 составляют: $L = \lambda/2 - 60$ нм, $\lambda/2 + 50$ нм, $3\lambda/4$, 1.25λ и $3\lambda/2 - 40$ нм, соответственно. Как видно, при определенных толщинах, например, $L = \lambda/2 - 60$ нм и $L = \lambda/2 + 50$ нм происходит «переворачивание» спектров, то есть меняется знак производной DSR c (+) на (-), и далее с увеличением толщины L происходит новое изменение знака производной DSR c (-) на (+) и т. д. (имеет место осцилляция знака производной SR, что совпадает с полученным ранее результатом для паров атомов рубидия, заключенных в наноячейку [9, 13].



Рис.3. Спектры сигналов SR и DSR при (а) L = 370 нм и (b) $L = \lambda/2 - 60$ нм (1), $\lambda/2 + 50$ нм (2), $3\lambda/4$ (3), 1.25λ (4) и $3\lambda/2 - 40$ нм (5). Температура резервуара наноячейки 120° С и мощность лазера 0.04 мВт. Кривая SA – показывает несмещенное положение атомных переходов 4–3' и 4–4' D₁ линии.

Далее приведены результаты двух проведенных проверок правильности метода DSR при толщинах L < 100 нм. Поскольку сигналы DSR при $L \ge \lambda/2$ достаточно большие, то температура наноячейки поддерживалась относительно низкой ~120°C, что соответствовало плотности атомов Cs 2 ×10¹³ см⁻³. Однако при толщинах L < 100 нм мощность сигнала SR сильно уменьшалась, поэтому возникала необходимость увеличения температуры (плотности атомов) наноячейки. На рис.4а приведен экспериментальный спектр сигнала SR и DSR при $L = 90 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 1.26$, см. рис.2). Как видно на рис.4а из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место красное смешение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' на величину (–30) МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается сильное уширение спектров DSR, которое отсутствовало при толщинах $L \ge \lambda/2$. Таким образом, при толщине L = 90 нм начинает проявляться влияние VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки.

На рис.4b приведены экспериментальный спектр сигнала SR и DSR при толщине $L = 60 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 0.64$, см. рис.2). Как видно из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место красное смешение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' на величину –90 МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается сильное ассиметричное уширение спектров DSR: низкочастотное крыло огибающей спектра простирается на несколько сотен МГц в низкочастотную область спектра, в то время как высокочастотное крыло огибающей спектра, в то время как высокочастотное крыло огибающей спектра простирается на 100–150 МГц в высокочастотную область спектра (объяснение ассиметричного уширения приведено ниже).



Рис.4. Спектры сигналов SR и DSR при (a) $L = 90 \pm 3$ нм и (b) $L = 60 \pm 3$ нм. Кривая SA показывает несмещенное положение атомных переходов 4–3' и 4–4' D₁ линии.

На рис.5а приведены экспериментальный спектр сигнала SR и его производная DSR при $L = 55 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 0.54$, см. рис.2). Как видно из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место увеличение (по абсолютной величине) красного смещения частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' до величины –130 МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается ассиметричное уширение спектров DSR: уширение спектра в низкочастотную область существенно превосходит уширение в высокочастотную область.

На рис.5b приведены экспериментальный спектр сигнала SR и его производная DSR при $L = 48 \pm 3$ нм (отношение $R_2/R_1 \approx 0.42$). Как видно из сравнения кривой DSR с реперной кривой SA, имеет место дальнейшее увеличение (по абсолютной величине) красного смещение частоты атомных переходов 4–3′ и 4–4′



Рис.5. Спектры сигналов SR и DSR при (а) $L = 55 \pm 3$ нм и (b) $L = 48 \pm 3$ нм для атомных переходов 4–3' и 4–4. Кривая SA показывает несмещенное положение атомных переходов 4–3' и 4–4' D₁ линии.

до величины –170 МГц относительно несмещенных положений атомных частот. Также наблюдается ассиметричное уширение спектров DSR: уширение спектра в низкочастотную область существенно превосходит уширение в высокочастотную область.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Как видно из представленных экспериментальных данных, с уменьшением толщины L происходит увеличение (по абсолютной величине) красного смещение частоты атомных переходов 4–3' и 4–4' относительно несмещенных положений атомных частот. Это является следствием возрастания влияния VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки, поскольку уменьшение толщины L обуславливает приближение атомов цезия к окнам наноячейки.

Для оценки сдвига частоты атомного перехода D_1 линии Cs, возникающего вследствие взаимодействия атомов с двумя диэлектрическими окнами наноячейки (w_1 и w_2 – окна расположенные на z = 0 и соответственно z = L), на рис.6а приведена кривая частотного смещения атомного перехода от расстояния z от окна наноячейки, которая выражается как [18]

$$\Delta_{\rm vw} = -\frac{C_3}{z^3} - \frac{C_3}{(L-z)^3},\tag{1}$$

где C_3 – коэффициента VW взаимодействия для атома Cs (переход $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) с сапфировым окном наноячейки. Из выражения (*1*) видно, что для центра наноячейки z = L/2 полный частотный сдвиг, обусловленный влиянием обоих окон наноячейки, составляет

$$\Delta v_{\rm VW} = -16C_3 / L^3.$$
 (2)

Нетрудно видеть из кривой, что спектральная плотность сигнала DSR всегда максимальна для атомов, находящихся в центре наноячейки z = L/2, по следующей причине (предполагается, что распределение атомов Cs в наноячейке равномерное): частотный сдвиг для всех атомов, находящихся на расстоянии $L/2 \pm 5$ нм от окон наноячейки составляет ± 30 МГц (показано маленьким заштрихованным прямоугольником) вокруг значения сдвига частоты, достигаемого при z = L/2 (для случая, когда толщина наноячейки L = 50 нм), в то время как частотный сдвиг для атомов, находящихся на расстоянии $L/4 \pm 5$ нм (показано большим заштрихованным прямоугольником) от окон наноячейки, составляет величину ~5000 МГц (вблизи значения сдвига частоты, достигаемого при z = L/4). Поэтому максимальная спектральная плотность сигнала DSR достигается для атомов, находящихся вблизи центра наноячейки z = L/2, где частотный сдвиг по модулю минимален. Используя величину частотного смещения пика сигнала DSR (рис.4 и 5) и формулу (2), для коэффициента C_3 VW взаимодействия для атома Cs (переход $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$) с сапфировым окном наноячейки получаем $C_3 = (1.3 \pm 0.2)$ кГц мкм³, что неплохо согласуется с этой же величиной из работ [14–16].

zxHa puc.6b схематически показан атом в виде диполя и его зеркальное отображение в диэлектрике (окна наноячейки), то есть атом-диполь индуцирует в диэлектрике (сапфировое окно) свое зеркальное отображение. Следовательно, атом находится в электрическом поле индуцированного им диполя. Это электрическое поле влияет на атомный переход, вызывая его частотный сдвиг и спектральное уширение.



Рис.6. (а) Построенная по формуле (1) кривая показывает частотные смещения атомного перехода от расстояния z от окон w_1 и w_2 наноячейки. (b) Схематическое изображение атома (в виде диполя) и его зеркальное отображение в диэлектрике (окна наноячейки).

Здесь важно отметить следующее. В работе [18] было показано, что при толщинах наноячейки L > 200 нм с увеличением температуры резервуара наноячейки (то есть с увеличением плотности атомов Rb) на D_{1,2} линиях из-за взаимодействия атомов Rb–Rb происходит сильное уширение спектра, однако сдвиг частоты атомных переходов отсутствует. Ситуация существенно иная при толщинах $L \le 100$ нм: при увеличении плотности атомов Rb происходит дополнительный частотный красный сдвиг. В этом случае величина $N_{\rm Rb} k^{-3} \ge 1$ (где k – волновое число), что означает сильное диполь-дипольное взаимодействие атомов Rb. Это подтверждают и результаты по регистрируемому красному смещению в спектре DSR при толщинах 50–90 нм для атомов D₁ линии Cs: с увеличением температуры из-за взаимодействия атомов Cs–Cs происходит дополнительное красное смещение, что приводит к неточности определения коэффициента C_3 .

Для минимизации влияния взаимодействия Cs–Cs необходимо проводить измерения «красного» частотного смещения пика сигнала SR при возможно малых плотностях, когда начинает выполняться условие $N_{\rm Rb} k^{-3}$ <<1. Последнее выполняется при температуре резервуара наноячейки $\leq 120^{\circ}$ C ($N=3 \times 10^{13}$ см⁻³). Уменьшение температуры при исследуемых толщинах 50–90 нм обуславливает нежелательное сильное ухудшение отношения сигнала DSR. При температуре ~120°C происходит 10–15% уменьшение величины красного смещения. Поправка, которая при этом возникает для коэффициента C_3 , меньше приведенной в работе погрешности (~30%).



Рис.7. (а) Спектры SR и DSR для переходов $F_g=3 \rightarrow F_e = 4$ (1–7 в кружках), которые формируются при приложении продольного магнитного поля 2300 Гс и толщине наноячейки $L=70 \pm 3$ нм. (b) Диаграмма уровней и переходы $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ (1–7 в кружках) для атомов ¹³³Cs, D₁ линии (верхние уровни отмечены штрихами).

В качестве практического применения результатов по использованию метода DSR в парах атомов Cs приведем рис.7. На рис.7а показан спектр SR, который формируется при приложении к наноячейке продольного магнитного поля 2300 Гс и толщине наноячейки $L = 70 \pm 3$ нм и спектр DSR, на котором регистрируются семь атомных переходов (1-7 в кружках). Нумерация этих атомных переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (верхний атомный уровень отмечен как 4') при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ показана на рис.7b, правила отбора для переходов $m_{F'} - m_F = +1$.



Рис.8. (а) Зависимость сдвига частоты переходов $I-\delta$ (в кружках) от величины магнитного поля, в качестве отсчета может быть выбрана частоты перехода 4–4' (переход номер 8 в кружке) при нулевом магнитном поле (b) диаграмма атомных переходов $I-\delta$ в кружках в режиме Пашена–Бака для атомов цезия D₁ линии при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ .

Несмотря на то, что атомные переходы сильно уширены из-за влияния VW взаимодействия, однако пики, которые показывают положения смещенных на несколько ГГц относительно начального положения при B = 0 атомных переходов, хорошо выражены.

Измерение магнитного поля В может быть реализовано по величине сдвига частоты перехода под номером *1* относительно реперной частоты перехода 4-4' (номер 8) при нулевом магнитном поле. Зависимость слвига частоты от величины В приведена на рис.8а. В этом случае необходимо также учитывать дополнительный частотный сдвиг -70 МГц из-за влияние эффекта VW взаимодействия. Заметим, что на рис.7а в спектре присутствуют только переходы 1-7. Переход под номером 8 по частоте приближается к этой группе при больших магнитных полях $B > 4\kappa\Gamma c$. Важно отметить, что, если в слабых магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где **J** – полный угловой момента электрона, а **I** – магнитный момент ядра (для атома ¹³³Cs I = 7/2), то при полях $B >> B_0 = A_{hfs}/\mu_B \approx 1.7$ кГс, где $A_{\rm hfs}$ – коэффициент связи сверхтонкой структуры для $6S_{1/2}$ и $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора [19], начинается разрыв связи между J и I и расщепление атомных уровней описыватся проекциями m_J и m_I [20–25]. Это приводит к тому, что число регистрируемых атомных переходов при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ сокращается до фиксированного числа восемь. Такое поведение переходов в сильных магнитных полях называется также режимом Пашена-Бака для сверхтонкой структуры [20–25]. На рис.8b приведена диаграмма атомных переходов в режиме Пашена-Бака для D₁ линии атомов цезия. Правила отбора для переходов между нижними и верхними уровнями при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ следующие: $\Delta m_I = +1$, $\Delta m_I = 0$. При полях $B >> B_0$ регистрируется группа 1-8, при этом амплитуды (вероятности) атомных переходов выравниваются, а частотные интервалы между ними становятся одинаковыми, то есть переходы по частоте располагаются практически эквидистантно.

Таким образом, используя спектр DSR и кривую приведенную на рис.8а возможно определение величины магнитных полей с пространственным разрешением в 70 нм. Следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно неоднородные (градиентные) магнитные поля.

5. Заключение

Экспериментально исследован эффект VW взаимодействия атомов цезия с сапфировыми окнами наноячейки с использованием процесса селективного отражения от наноячейки, которая заполнена парами атомов цезия. Расстояние между окнами наноячейки (толщина L) варьировалась в интервале 50–2000 нм. Зарегистрирован частотный красный сдвиг атомных переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ и

 $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$, который возрастал (по модулю) при уменьшении толщины *L* от 90 до 50 нм. При уменьшении толщины *L* также наблюдается увеличение асимметрии уширения огибающей DSR. В этом случае уширение спектра огибающей в низкочастотную область существенно превосходит уширение в высокочастотную область. Используя величину частотного смещения пика сигнала DSR и формулу (2), для коэффициента C_3 VW взаимодействия атома цезия (переход $6S_{1/2} \rightarrow$ $6P_{1/2}$) с сапфировым окном наноячейки получили $C_3 = (1.3 \pm 0.2)$ кГц мкм³, что неплохо согласуется с ранее измеренной величиной. Показано, что используя спектр селективного отражения SR в сильных магнитных полях и при наличии кривой частотного смещения атомного перехода от частотного репера, возможно определение магнитных полей с пространственным разрешением 70 нм. Следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно неоднородные магнитные поля.

Авторы благодарят Армянский национальный фонд науки и образования (грант ANSEF Opt 4732) за финансовую поддержку. Исследование выполнено в рамках ГКН МОН Армении, проект № SCS 18T-1C018.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, A. Weis. Rev. Mod. Phys. 74, 1153 (2002).
- 2. M. Auzinsh, D. Budker, S.M. Rochester. Optically Polarized Atoms: Understanding Light Atom Interactions. Oxford University Press, 2010.
- 3. W. Demtröder. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer-Verlag, 2004.
- 4. T.A. Vartanyan, D.L. Lin. Phys. Rev. A, 51, 1959 (1995).
- 5. B. Zambon, G. Nienhuis. Opt. Commun., 143, 308 (1997).
- 6. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy. Phys. Rev. Lett., 83, 5467 (1999).
- 7. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy. JOSA B, 20, 793(2003).
- 8. D. Bloch, M. Ducloy. Adv. At. Mol. Opt. Phys., 50, 91(2005).
- 9. А. Саргсян, Э. Клингер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян. Письма в ЖЭТФ, 104, 222 (2016).
- M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.-P. Gorza, D., Bloch. Europhys. Lett., 77, 54001 (2007).
- 11. M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.- P. Gorza, D. Bloch, Europhys. Lett., 77, 54001 (2007).
- A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. JOSA B, 34, 776 (2017).
- 13. Э. Клингер, А. Саргсян, К. Леруа, Д. Саркисян. ЖЭТФ, 152, 641 (2017).
- A. Sargsyan, A. Papoyan, I.G. Hughes, Ch. S. Adams, D. Sarkisyan. Optics Letters, 42, 1476 (2017).
- 15. K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C.S. Adams.

Phys. Rev. Lett., 112, 253201 (2014).

- 16. K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, C.S. Adams. Phys. Rev. A, 92, 052706 (2015).
- 17. А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян. ЖЭТФ 152, 54 (2017).
- J. Keaveney. Collective Atom Light Interactions in Dense Atomic Vapours. Springer, 2014.
- M.A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J.Whiting, C.S. Adams, I.G. Hughes. Comput. Phys. Commun., 189, 162 (2015).
- 20. B.A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau, W. Happer. Phys. Rev. A, 84, 063410 (2011).
- L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes. J. Phys. B, 45, 215005 (2012).
- 22. А.Д. Саргсян, Г.Т. Ахумян, А.О. Амирян, К. Леруа, А.С. Саркисян, Д.Г. Саркисян. Известия НАН Арм., Физика, 50, 428 (2015).
- 23. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, ЖЭТФ 147, 668 (2015).
- A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan. Opt. Comm. 334, 208 (2015).
- 25. A. Sargsyan, E. Klinger, A. Tonoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan. J. Phys. B, 51, 145001 (2018).

SELECTIVE REFLECTION OF LASER RADIATION FROM ULTRATHIN LAYERS OF CESIUM ATOMIC VAPORS CONFINED IN A NANOCELL

A.D. SARGSYAN, A.S. SARKISYAN, D.H. SARKISYAN

The effect of van der Waals interaction of cesium atoms with sapphire windows of a nanocell was experimentally studied using the selective reflection process. The distance between the windows (thickness *L*) varied in the range 50–2000 nm and the nanocell was filled with vapors of cesium atoms. The C₃ coefficient of van der Waals interaction for Cs atoms and $(6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2} \text{ transition})$ the sapphire window of the nanocell is measured. It is shown that using a selective reflection spectrum it is possible to determine magnetic fields with a spatial resolution of 70 nm and, consequently, both homogeneous and highly gradient magnetic fields can be measured.