

Анализ неопределенностей стандарта частоты на холодных атомах иттербия с использованием операционных параметров оптической решетки

А.В.Семенко, Г.С.Белотелов, Д.В.Сутырин, С.Н.Слюсарев,
В.И.Юдин, А.В.Тайченачев, В.Д.Овсянников, В.Г.Пальчиков

Определено влияние параметров лазерного поля оптической решетки стандарта частоты на холодных атомах иттербия (поляризация, интенсивность, длина волны) на систематическую погрешность прецизионных измерений частоты часового перехода. Детально исследованы спектр и поляризация лазерного поля решетки непосредственно в пространственной области взаимодействия холодных атомов иттербия с лазерным полем. В рамках дипольного приближения проведены оценки штарковского сдвига часового перехода в окрестности магической длины волны излучения лазера в зависимости от экспериментально измеренной интенсивности лазерного поля. Эти оценки использованы для расчета неисключенной систематической погрешности светового сдвига частоты излучения лазера, формирующего оптическую решетку.

Ключевые слова: стандарт частоты на холодных атомах иттербия, мобильный стандарт частоты, магическая интенсивность, магическая поляризация, магическая длина волны, световой сдвиг.

1. Введение

Стандарты частоты на оптических переходах (оптические стандарты частоты – ОСЧ) внесли существенный вклад в повышение точности измерений времени и частоты [1–3]. Лучшие ОСЧ, основанные на переходах в атоме стронция, достигают относительной неопределенности менее 10^{-18} [4–5], однако неисключенную систематическую погрешность (НСП) все еще можно снизить за счет оптимизации таких параметров ОСЧ, как «магическая» длина волны [6], «магическая» интенсивность [7, 8] и «магическая» поляризация [9]. Данная оптимизация становится особенно актуальной для мобильных ОСЧ, т.к. размещение всей системы в малом объеме [10] накладывает существенные ограничения на габариты используемых в ОСЧ лазерных систем. Это обстоятельство приводит к необходимости применения диодных лазерных систем, шумовые характеристики которых уступают таковым для твердотельных систем.

Магическая интенсивность для атомов Sr, Yb и Hg была исследована в работах [7, 8, 11]. Для Sr была найдена

область интенсивности излучения лазера, формирующей оптическую решетку (ЛФОР), в которой достигается минимальный световой сдвиг частоты излучения лазера. Поскольку для атома Yb магическая интенсивность вплоть до сегодняшнего дня не обнаружена, то, следовательно, становится актуальной задача обеспечения удержания частоты излучения ЛФОР в заданных пределах, в которых световой сдвиг минимален. В работе [12] экспериментально исследована зависимость сдвигов частоты стандарта на атомах Yb от интенсивности поля оптической решетки в широком (от –50 до 30 МГц) диапазоне отстройек частоты ЛФОР от ее магического значения. К сожалению, в ней не исследовалась зависимость сдвига частоты в окрестности магической длины волны (частота отстройки в сотни кГц).

В работе [6] впервые была определена магическая длина волны для атомов стронция, при которой сдвиги верхнего и нижнего уровней энергии часового перехода совпадают, что позволяет избавиться от штарковского сдвига первого порядка. Обычно используемые в лабораторных стандартах частоты Ti:сапфировые лазеры из-за больших габаритов непригодны для мобильных систем, что вынуждает применять в качестве ЛФОР более компактные диодные лазеры. Для увеличения мощности их излучения используют оптические усилители, в которых возникает усиленное спонтанное излучение (УСИ), что может вызывать относительный световой сдвиг вплоть до нескольких единиц пятнадцатого знака [13].

Концепция магической поляризации, при которой можно минимизировать влияние сдвигов второго порядка, была предложена в работе [9]. Ее проверка затруднительна, т.к. во время проведения эксперимента сложно контролировать с высокой точностью поляризацию излучения ЛФОР внутри вакуумной камеры.

В настоящей работе создан макет для исследования поляризации излучения диодного ЛФОР, проведены исследования спектров УСИ диодного лазера, выполнены

А.В.Семенко, Г.С.Белотелов, Д.В.Сутырин, С.Н.Слюсарев. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево

В.И.Юдин, А.В.Тайченачев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 15Б; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В.Д.Овсянников. Воронежский государственный университет, Россия, 394018 Воронеж, Университетская пл., 1

В.Г.Пальчиков. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: vitpal@mail.ru

оценки штарковского сдвига часового перехода в окрестности магической длины волны для получения численных значений светового сдвига, а также его вклада в НСП.

2. Расчет поляризуемостей «часовых» уровней атомов иттербия в поле оптической решетки

Важнейшими характеристиками оптической решетки являются интенсивность и длина волны ЛФОР. Знание интенсивности необходимо для определения глубины штарковского потенциала, надежно обеспечивающей удержание атома в ограниченной области пространства в связанном состоянии с заданным вибрационным квантовым числом. Выбор магической длины волны обусловлен необходимостью выравнивания штарковских сдвигов часовых уровней в поле решетки, которое приводит к независимости частоты часового перехода от состояния вибрационного движения удерживаемого решеткой атома. Основным вклад в величину глубины потенциала дают зависящие от длины волны оптической решетки поляризуемости рабочих состояний. Поэтому главным условием для выбора магической частоты решетки является равенство динамических поляризуемостей часовых уровней.

Сдвиг уровней, между которыми происходит часовой переход, в поле стоячей волны обусловлен хорошо изученным эффектом Штарка в переменном поле E и в самом общем виде может быть описан выражением [14]

$$v = v^{(0)} - \frac{1}{4}\Delta\alpha(e, \omega)E^2 - \frac{1}{64}\Delta\gamma(e, \omega)E^4 - \dots, \quad (1)$$

где $v^{(0)}$ – частота перехода между невозмущенными атомными состояниями; $\Delta\alpha(e, \omega)$ и $\Delta\gamma(e, \omega)$ – разности поляризуемостей и гиперполяризуемостей возбужденного и основного состояний, между которыми происходит часовой переход. Эти разности зависят как от частоты ω , так и от вектора поляризации e излучения ЛФОР. Поляризуемость, в свою очередь, может быть разложена по мультипольным моментам:

$$\alpha(e, \omega) = \alpha_{E1}(e, \omega) + \alpha_{M1}(e, \omega) + \alpha_{E2}(e, \omega) + \dots, \quad (2)$$

где использовались стандартные обозначения для электродипольного (E1), магнитодипольного (M1) и электроквадрупольного (E2) моментов.

Качественные оценки, впервые проведенные в [6], показывают, что для обычно используемых интенсивностей решеточного лазера (~ 10 кВт/см²) штарковские сдвиги частоты часового перехода за счет гиперполяризуемости атомных состояний не превышают сотых долей герца. Для частот решеточного лазера, которые близки к магической частоте, выполняется следующее соотношение малости:

$$\alpha_{E2}(e, \omega) \approx \alpha_{M1}(e, \omega) \approx 10^{-7}\alpha_{E1}(e, \omega).$$

Таким образом, в первом приближении сдвиг частоты под действием излучения решеточного лазера зависит лишь от разностей дипольных поляризуемостей возбужденного и основного состояний часового перехода.

Между тем, как было показано в работе [11], учет нелинейно-оптических эффектов высшего порядка (мультипольность излучения, ангармоничность колебатель-

ных мод атомов в узлах решетки, гиперполяризуемости состояний атомов и т. д.) для интерпретации результатов высокоточных измерений частоты в ОСЧ (точность $10^{-17} - 10^{-18}$) приводит к необходимости модификации формулы (1), и индуцированный полем решетки сдвиг частоты часового перехода с учетом квадратичных по интенсивности поля I поправок можно представить в виде [11]

$$\Delta\nu_{cl}^{latt}(n_v, \delta, I) = c_{1/2}(n_v, \delta)I^{1/2} + c_1(n_v, \delta, \xi)I + c_{3/2}(n_v, \xi)I^{3/2} + c_2(\xi)I^2. \quad (3)$$

Здесь n_v – вибрационное квантовое число; $\delta = \omega - \omega_m^{E1}$ – разность частоты излучения ЛФОР и магической частоты ω_m^{E1} для электродипольных поляризуемостей часовых уровней; ξ – степень круговой поляризации ЛФОР.

Проводя отстройку частоты ЛФОР в окрестности магических длин волн, мы можем добиться уменьшения зависящих от интенсивности поля коэффициентов c в (3) до минимальных значений. Коэффициенты c дробными индексами при интенсивностях I в формуле (3) возникают из-за корневой зависимости собственных частот вибрационных состояний атома в потенциале решетки [11]. Так, коэффициент $c_{1/2}$ определяется комбинацией поляризуемостей (2) основного и возбужденного состояний часового перехода. Линейный по I член определяется главным образом разностью электрических дипольных поляризуемостей; кроме того, существенно меньшая по величине поправка на гиперполяризуемость для этого члена появляется из-за эффекта ангармоничности колебательных мод атома. Коэффициенты c_1 , $c_{3/2}$ и c_2 зависят от разности гиперполяризуемостей, входящих в определение собственных частот и глубин потенциальных ям, удерживающих атомы в оптической решетке.

Предварительный анализ экспериментальных данных для поля оптической решетки, представленных в последующих разделах статьи, показывает, что учет нелинейно-оптических эффектов высшего порядка при расчетах сдвигов частоты, приводит к явному превышению точности в рассматриваемом случае, что, в свою очередь, позволяет ограничиться в проводимых вычислениях учетом лишь первых двух слагаемых в формуле (1).

В настоящей работе расчеты динамических поляризуемостей рабочих уровней часового перехода выполнены в приближении одноэлектронного модельного потенциала Фьюса (МПФ) [14], использующего эмпирические параметры, определяемые из известных значений энергий атомных уровней [15, 16]. Наиболее надежные результаты численных расчетов обеспечивает применение МПФ для одновалентных атомов и ионов с одним внешним (оптическим) электроном. Для атомов с двумя и более оптическими электронами, спектр одноэлектронных возбуждений которых частично перекрывает спектры двухэлектронных возбуждений, использование МПФ требует дополнительной модификации эмпирических параметров. Такая модификация, т. е. введение дополнительных критериев выбора параметров МПФ, обеспечивает хорошее совпадение рассчитанных значений магических длин волн для двухвалентных атомов щелочноземельных элементов с наиболее точными экспериментальными данными [11]. Полученные с помощью модифицированного модельного потенциала значения поляризуемостей атомов Yb также близки к наиболее надежным теоретическим и экспериментальным значениям, имеющимся в литературе

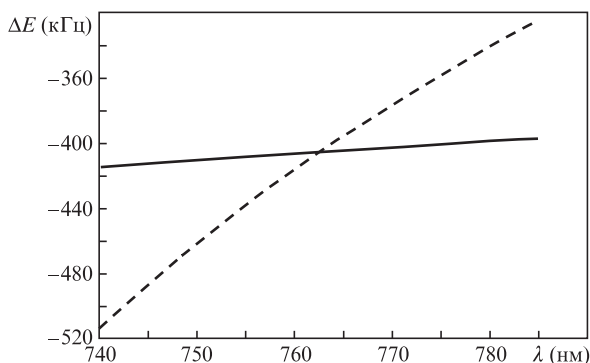


Рис.1. Зависимости сдвигов энергии $\Delta E = -\alpha_{e(g)}I$ от длины волны при интенсивности лазерного поля $I = 10 \text{ кВт/см}^2$ для атомов Yb в возбужденном, $6s6p^3P_0$ (штриховая линия), и в основном, $6s^2^1S_0$ (сплошная линия), состояниях часового перехода. Результаты расчетов магической длины волны в приближении модельного потенциала (762.6 нм) находятся в хорошем согласии с данными экспериментов (759.3537 нм) [17].

[17]. Результаты расчетов сдвигов энергии $\Delta E = -\alpha_{e(g)}I$ часовых уровней Yb в рамках модифицированного метода МПФ представлены на рис.1.

Эффективность модификации метода МПФ была впервые продемонстрирована в работе [18]; впоследствии этот подход успешно применялся при расчетах поляризуемостей, гиперполяризуемостей, взаимодействий атомов с внешними полями, динамических взаимодействий и т. д. (см., напр., [14, 18, 19]). В настоящей работе модифицированный МПФ использовался для расчета поляризуемостей часовых уровней атомов иттербия в диапазоне длин волн 740–780 нм, в котором локализована основная часть УСИ диодного лазера. С помощью этих величин определен вклад в неопределенность частоты стандарта на атомах Yb, индуцируемой спонтанным излучением оптического усилителя (излучением диодного лазера). Детали численных расчетов такого вклада полностью аналогичны деталям таких же расчетов неопределенности стандарта частоты на атомах стронция [19].

Основная идея модификации МПФ заключается в следующем. Прежде всего мы вводим нецелые значения для орбитального момента триплетных S-состояний l'_S , которые, тем не менее, должны быть близки к реальным моментам S-состояний, $l'_S \approx l_S = 0$, а эффективные моменты для синглетных и триплетных D-состояний должны удовлетворять равенству $l'_D \approx \tilde{l}_D \approx l_D = 2$. Такой выбор ведет к переопределению целочисленного значения радиального квантового числа n_r , обеспечивающего исходное равенство $l'_S + n_r + 1 = \tilde{n}_{nl}$ для эффективного главного квантового числа \tilde{n}_{nl} , определяемого из энергии $E_{nl} = -Z^2/(2\tilde{n}_{nl}^2)$ атомного состояния $|nl\rangle$.

Данная модификация метода МПФ использовалась в настоящей работе при расчетах всей совокупности характеристик для атомов Yb. Результаты расчетов магических длин волн, представленные на рис.1, хорошо согласуются с наиболее достоверными литературными данными [5, 11, 17], подтверждая тем самым надежность такой модификации.

3. Эксперимент

Схема макета, с помощью которого можно исследовать спектры лазерного излучения и его поляризацию, показана на рис.2. Излучение диодного лазера Moglabs с

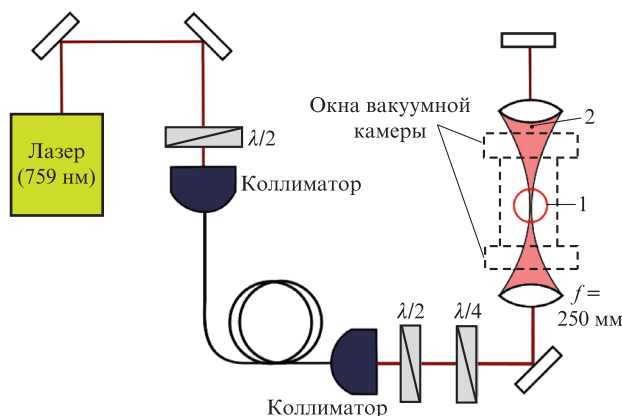


Рис.2. Экспериментальная схема для исследования спектров, профиля пучка и поляризации лазерного излучения. Точка 1 – место измерения поляризации и профиля пучка в области перетяжки лазерного излучения с помощью поляриметра. Точка 2 – место измерения поляризации и спектров лазерного излучения после прохождения пучка через окна вакуумной камеры. В макете вакуумной камеры вакуум не создан, но окна незначительно искривлены (см. ниже рис.6).

длиной волны 759.4 нм заводится в одномодовое волокно с сохранением поляризации. После выхода из волокна излучение проходит через полуволновую и четвертьволновую пластинки для контроля поляризации и с использованием линз с фокусным расстоянием $f = 250 \text{ мм}$ формирует перетяжку внутри макета вакуумной камеры, где находится система регистрации с поляриметром. В том месте, где формируется перетяжка пучка лазерного излучения, располагался измеритель профиля лазерного пучка, с помощью которого был определен размер перетяжки, составивший $40 \times 40 \text{ мкм}$. Поляризация измерялась в области перетяжки и после прохождения пучка через оба окна вакуумной камеры, спектр фиксировался также в области перетяжки. Макет может вращаться вокруг своей оси для определения поляризации после прохождения излучения через разные точки в окнах вакуумной камеры. Внутри макета поддерживается нормальное атмосферное давление, но окна незначительно искривлены вследствие их плотного закрепления на макете. В эксперименте применялись вакуумные окна CF40, изготовленные с использованием боросиликатного стекла (Kodial).

4. Магическая интенсивность

В работе [7] было рассмотрено, как меняется сдвиг частоты часового перехода при отстройке частоты излучения ЛФОР от ее магического значения при различных интенсивностях излучения лазера. Если для стронция существует небольшая область значений магической интенсивности, в которой частота ЛФОР может быть настроена на магическое значение частоты с точностью в несколько мегагерц, то для атомов иттербия область магической интенсивности фактически отсутствует. В данном случае можно говорить о магической отстройке частоты излучения ЛФОР. При интенсивности ЛФОР до 30 кВт/см^2 зависимость от нее сдвига частоты является практически прямой линией. Чтобы для этой магической отстройки получить сдвиг частоты часового перехода $\sim 1 \times 10^{-18}$, необходимо удерживать частоту до 200 кГц при интенсивности $I = 10 \text{ кВт/см}^2$ и до 100 кГц при $I = 20 \text{ кВт/см}^2$ [7] (рис.3).

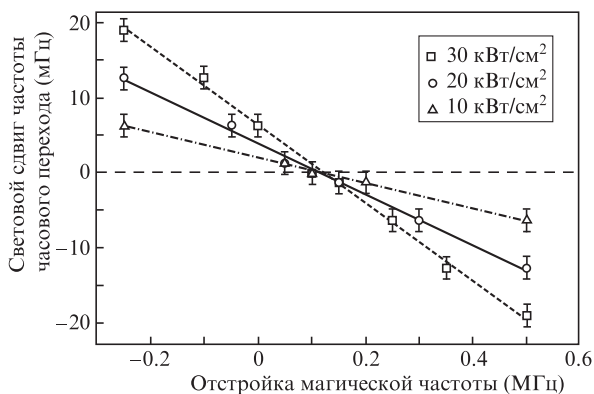


Рис.3. Световой сдвиг частоты часового перехода в зависимости от отстройки магической частоты при различных интенсивностях I .

Для построения ОСЧ с неопределенностью частоты 1×10^{-18} необходимо определить магическую длину волны с точностью ~ 100 кГц. Современные коммерческие лазерные системы без стабилизации частоты имеют ширину линии излучения порядка сотен килогерц. Следовательно, для обеспечения НСП менее 1×10^{-18} требуется стабилизация частоты излучения ЛФОР.

5. Магическая длина волны и спектры излучения диодного лазера

Для формирования оптической решетки следует использовать чистый узкий спектр лазерного излучения на

магической длине волны. Такой спектр обеспечивает твердотельный Тi:сапфировый лазер [20], но он мало подходит для мобильных установок в связи с его большими габаритами и необходимостью периодической юстировки. Диодные лазеры, в свою очередь, компактны, потребляют меньше мощности и обладают требуемой конструктивной стабильностью для транспортировки. Особенность диодного лазера, использованного в настоящей работе, – наличие интерференционного фильтра, формирующего чистый спектр его излучения. Однако для того чтобы получить достаточную для удержания атомов в оптической решетке мощность излучения, нужен оптический усилитель. Он вносит в спектр излучения компоненты, поляризацию которых сложно контролировать из-за УСИ с формой огибающей, зависящей от температуры и тока усилителя [21].

На рис.4 представлены спектры УСИ при различных температурах диода и токах усилителя. Паспортная рабочая температура диода Moglabs равна 23°C , однако из рис.4,а видно, что спектр излучения более чистый при более низких температурах. К тому же в зависимости от температуры диода меняется и выходная мощность лазерного излучения. При изменении тока усилителя спектр лазера также сильно изменяется. Наиболее чистый спектр с оптимальной выходной мощностью был получен при токе усилителя 3500 мА. Выходная мощность составила 1.5 Вт.

При недостаточно чистом спектре лазерного излучения на выходе оптического усилителя подложку (фон) УСИ можно уменьшить с помощью оптического фильтра

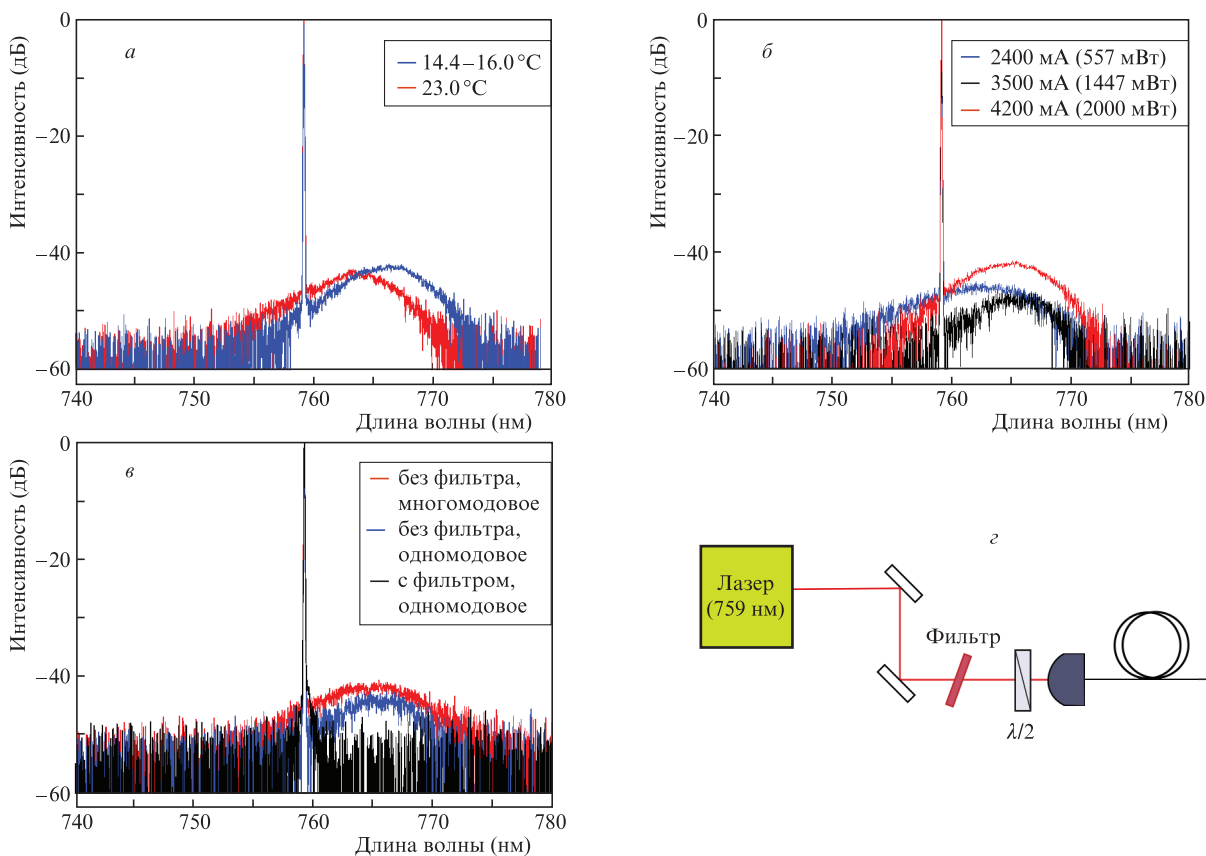


Рис.4. Спектры УСИ при различных температурах диода (а) и токах усилителя (б), спектры излучения на выходах многомодового и одномодового волокон и на выходе одномодового волокна при использовании интерференционного фильтра (в), а также схема эксперимента с использованием интерференционного фильтра (г). Цветные варианты рис.4 и 6 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

(рис.4,з). На рис.4,в приведены спектры излучения на выходах многомодового и одномодового волокон, а также на выходе одномодового волокна при использовании в экспериментальной схеме интерференционного фильтра.

Из рис.4,в видно, что с помощью фильтра удается убрать УСИ практически полностью, однако это сопровождается достаточно большими потерями мощности. В связи с тем что для удержания атомов нужна большая глубина потенциала оптической решетки ($U > 350E_r = 700$ кГц, где $E_r = 2$ кГц – энергия отдачи фотона магической частоты [11]), необходимо оценить соответствующую интенсивность излучения $I = 2P/(\pi w_0^2)$, где P – выходная мощность, а w_0 – радиус перетяжки лазерного пучка в области формирования оптической решетки. Глубина оптической решетки $U = \alpha_{g(e)}(\omega_m)I$ определяется произведением интенсивности и динамической поляризуемости часового уровня (основного (g) или возбужденного (e)) $\alpha_{g(e)}(\omega_m) = \alpha_e(\omega_m) = 40.5$ кГц·кВт⁻¹·см² [7, 11].

Энергия теплового движения охлажденных до температуры $T \approx 20$ мкК атомов иттербия $E_T = \frac{3}{2}k_B T = 626$ кГц $\approx 313E_r$. При использовании линз с фокусным расстоянием $f = 250$ мм удалось получить перетяжку пучка излучения ЛФОР радиусом $w_0 \approx 40$ мкм на полувысоте, что при мощности излучения 1 Вт соответствует глубине оптической решетки $U = 1612$ кГц $\approx 806E_r$; при $w_0 = 50$ мкм величина $U = 1032$ кГц $\approx 516E_r$, а при $w_0 = 100$ мкм величина $U = 258$ кГц $\approx 130E_r$. Следовательно, имеющейся мощности лазера может быть вполне достаточно для удержания в оптической решетке атомов, охлажденных до 20 мкК.

Мы оценили сдвиг частоты для ЛФОР после оптического усилителя и после прохождения излучения через оптическое волокно. В результате, сдвиг из-за нефитрованного УСИ имеет максимальное значение -6.09 (± 3.70) Гц или, в относительных единицах, -1.34×10^{-14} ($\pm 0.70 \times 10^{-14}$). Достаточно большая неопределенность частоты часового перехода обусловлена несимметричностью спектра. Сдвиг для фильтрованного излучения составляет примерно $-0.01(\pm 0.33)$ Гц или -1.84×10^{-17} ($\pm 0.63 \times 10^{-17}$). Аналогичная неопределенность частоты для лазера, формирующего оптическую решетку в стронциевых системах [19], равна 2.60×10^{-16} .

6. Магическая поляризация

При устранении влияния УСИ одним из наиболее существенных сдвигов остается сдвиг второго порядка по интенсивности поля решетки. Третий член уравнения (1) описывает поправки к частоте часового перехода, обусловленные гиперполяризуемостями атомных состояний этого перехода, зависящими от частоты и поляризации поля оптической решетки. Существование магической поляризации, при которой можно минимизировать влияние сдвигов второго порядка по интенсивности поля, является гипотезой, впервые высказанной в работе [9]. Представленные в ней теоретические оценки показывают, что поляризация поля оптической решетки должна иметь форму эллипса с коэффициентом эллиптичности ~ 0.7 . Для экспериментального подтверждения данной гипотезы необходимо исследовать целый ряд эффектов и условий эксперимента, в частности изучить процессы изменения поляризации при прохождении излучения через различные оптические элементы.

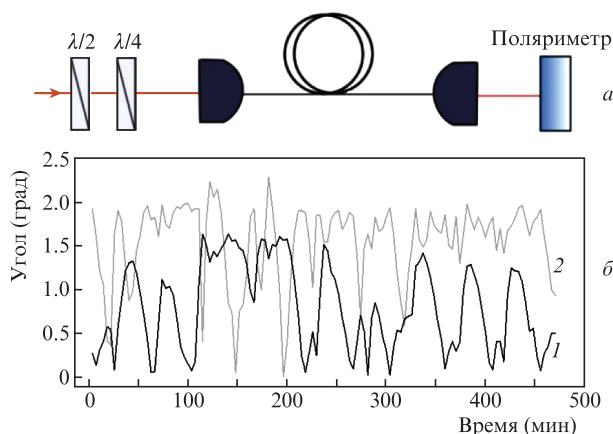


Рис.5. Изменение поляризации в одномодовом волокне, сохраняющем поляризацию: схема макета (а), а также зависимости угла эллиптичности (1) и азимутального угла (2) от времени (б).

Один из элементов, влияющих на поляризацию лазерного излучения, – оптическое волокно. Мы исследовали стабильность поляризации во времени на выходе термостабилизированного одномодового волокна, сохраняющего поляризацию. За время наблюдения (8 ч) угол поляризации изменялся не более чем на 2° , а угол эллиптичности – не более чем на 1° (рис.5). Таким образом, при условии термостабилизации волокна поляризация в нем изменяется незначительно.

Другой оптический элемент, непредсказуемо изменяющий поляризацию излучения, – это окна вакуумной камеры. Здесь поляризация искажается вследствие двулучепреломления, вызванного напряжением внутри плотно закрепленных окон камеры [22]. В настоящее время мы проводим моделирование этого эффекта в зависимости от силы затягивания болтов крепления вакуумных окон. Отметим, что при моменте силы 5 Н·м окно искривляется, и максимальное смещение в его центре составляет 0.35 нм (рис.6).

Как было установлено экспериментально, поляризация действительно искажается при прохождении лазерного излучения через окна вакуумной камеры. В проведенном эксперименте излучение проходило через два

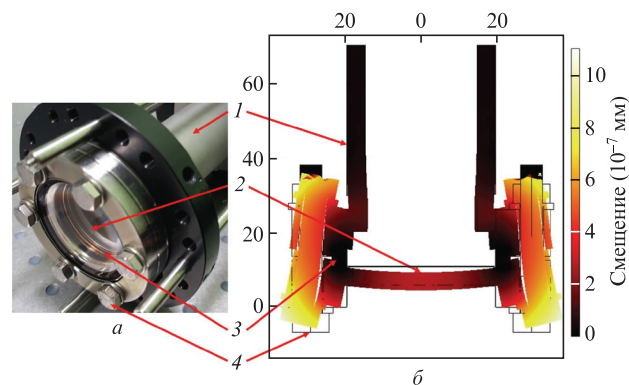


Рис.6. Фотография части вакуумной камеры (а) и результат моделирования искривления окна камеры для момента силы затягивания болтов 5 Н·м, что эквивалентно силе давления на шайбу 4000 Н/м² (б). Смещение в центре окна составляет 0.35 нм. Вертикальная и горизонтальная шкалы – размеры макета в миллиметрах (1 – часть вакуумной камеры, 2 – вакуумное окно, 3 – медная прокладка, 4 – болты крепления вакуумного окна).

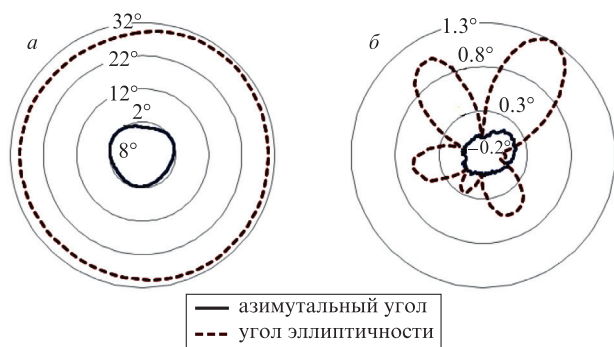


Рис.7. Изменение поляризации излучения при прохождении его через окна вакуумной камеры для линейной (а) и эллиптической (б) поляризации.

окна вакуумной камеры при нормальном атмосферном давлении и регистрировалось на выходе с помощью поляриметра. Угол эллиптичности излучения при этом увеличивалась на $\sim 3.5^\circ$ для линейной и эллиптической поляризации излучения.

Кроме того, различные точки окна вакуумной камеры изменяют поляризацию неодинаково в связи с тем, что напряжение в них распределено неравномерно [23]. Были выполнены исследования поляризации излучения лазерного пучка, проходящего через окно вакуумной камеры на расстоянии ~ 5 мм от ее центра при вращении камеры вокруг своей оси. Результаты представлены на рис.7 для линейной и эллиптической поляризации в полярных координатах. Поскольку для излучения с эллиптической поляризацией угол эллиптичности изменяется не более чем на 1.5° , а угол поляризации – не более чем на 0.2° , этот эффект не оказывает заметного влияния на магическую поляризацию.

Проведенные на макете вакуумной камеры исследования и последующие результаты моделирования дадут нам необходимую информацию о том, с какой точностью можно будет контролировать угол поляризации внутри вакуумной камеры в эксперименте с холодными атомами.

7. Заключение

В работе в рамках дипольного приближения выполнены оценки штарковского сдвига частоты часового перехода в окрестности магической длины волны излучения лазера в зависимости от экспериментально измеренной интенсивности лазерного поля. Эти оценки использовались для расчета НСП светового сдвига частоты излучения лазера, формирующего оптическую решетку. Экспериментально исследованы оптический спектр и поляризация лазерного поля решетки непосредственно в пространственной области взаимодействия холодных атомов иттербия с лазерным полем. Также экспериментально изучено влияние всех оптических элементов, в том числе окон вакуумной камеры, на поляризацию излучения и показано, что угол поляризации изменяется незна-

чительно и его величина стабильна во времени. Шум, вносимый оптическим усилителем в спектр поля оптической решетки, может приводить, по нашим оценкам, к сдвигу частоты на уровне единиц шестнадцатого знака. Полученные при исследованиях оценки параметров лазерного поля оптической решетки будут использованы при создании мобильного ОСЧ на основе холодных атомов иттербия.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Госзадания по проектам № FZGU-2020-0035 и FSUS-2020-0036, грантов РФФИ № 20-02-00505 и 20-52-12024, гранта Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», а также грантов РНФ № 20-12-00081 и 19-72-30014.

- Marti G.E., Hutson R.B., Goban A., Campbell S.L., Poli N., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 103201 (2018).
- Bothwell T., Kedar D., Oelker E., Robinson J.M., Bromley S.L., Tew W.L., Ye J., Kennedy C.J. *Metrologia*, **56** (6), 065004 (2019).
- Beloy K., Bodin M.I., Bothwell T., et al. *Nature*, **591** (7851), 564 (2021).
- Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., Bishof M., Zhang X., Zhang W., Bromley S.L., Ye J. *Nature*, **506**, 71 (2014).
- Ushijima I., Takamoto M., Das M., Ohkubo T., Katori H. *Nat. Photonics*, **9**, 185 (2015).
- Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V.G., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
- Katori H., Ovsiannikov V.D., Marmo S.I., Palchikov V.G. *Phys. Rev. A*, **91** (5), 052503 (2015).
- Ushijima I., Takamoto M., Katori H. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 263202 (2018).
- Taichenachev A.V., Yudin V.I., Ovsiannikov V.D., Pal'chikov V.G. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 173601 (2006).
- Koller S.B., Grotti J., Vogt St., Al-Masoudi A., Dörscher S., Häfner S., Sterr U., Lisdat Ch. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 073601 (2017).
- Katori H., Ovsiannikov V.D., Marmo S.I., Palchikov V.G. *Phys. Rev. A*, **93**, 043420 (2016).
- Brown R.C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 253001 (2017).
- Fasano R.J. et al. arXiv preprint arXiv:2103.12052 (2021).
- Manakov N.L., Ovsiannikov V.D., Rapoport L.P. *Phys. Rep.*, **141**, 319 (1986).
- Ralchenko Yu., Kramida A., Reader J. <http://physics.nist.gov/asd> (2020).
- Kazakov V.V., Kazakov V.G., Kovalev V.S., Meshkov O.L., Yatsenko A.S. *Phys. Scr.*, **92** (10), 105002 (2017).
- Barber Z.W., Stalnaker J.E., Lemke N.D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 103002 (2008).
- Деревянко А., Джонсон В.Р., Овсянников В.Д., Пальчиков В.Г., Планта́ Д.Р., фон Оппен Г. *ЖЭТФ*, **115**, 494 (1999) [*JETP*, **88**, 272 (1999)].
- Belotelov G.S., Ovsiannikov V.D., Sutyryn D.V., Gribov A.Yu., Berdasov O.I., Pal'chikov V.G., Slyusarev S.N., Blinov I.Yu. *Laser Phys.*, **30**, 045501 (2020).
- Lodewyck J., Bilicki S., Bookjans E., Robyr J., Shi Ch., Vallet G., Targat R.L., Nicolodi D., Le Coq Y., Guena J., Abgrall M., Rosenbusch P., Bize S. *Metrologia*, **53**, 1123 (2016).
- Богатов А.П., Дракин А.Е., Дьячков А.Е., Гушик Т.И. *Квантовая электроника*, **46**, 693 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 693 (2016)].
- Steffen A., Alt W., Genske M., Meschede D., Carsten R., Alberti A. *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 126103 (2013).
- Solmeyer N., Zhu K., Weiss D.S. *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 066105 (2011).