

ISSN 0044-4510

Том 166, Выпуск 4

Октябрь 2024



ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ *и* ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ



НАУКА

— 1727 —

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ЖУРНАЛ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В МАРТЕ 1873 ГОДА

ТОМ 166, ВЫПУСК 4 (10)

ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД

ОКТАБРЬ 2024

МОСКВА

РАН

ЖУРНАЛ ИЗДАЕТСЯ ПОД РУКОВОДСТВОМ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК РАН

СОДЕРЖАНИЕ

АТОМЫ, МОЛЕКУЛЫ, ОПТИКА

Метод оценки количества атомов в магнитооптических ловушках	
Белотелов Г. С., Вялых А. П., Семенко А. В., Восканов М. Л., Слюсарев С. Н.	447
Источник ультрахолодных атомов ^{87}Rb для атомного интерферометра-гравиметра . . Бонерт А. Э., Гончаров А. Н., Капуста Д. Н., Прудников О. Н., Тайченачев А. В., Багаев С. Н.	453
Эффекты когерентности магнитных подуровней, индуцированные полем волны линейной поляризации, в спектрах насыщенного поглощения и магнитного сканирования в атомах с Λ - и V-типами переходов	460
Сапрыкин Э. Г., Черненко А. А.	
Методы и системы сравнения частот территориально удаленных оптических стандартов	
Семенко А. В., Карауш А. А., Федорова Д. М., Малимон А. Н., Сутырин Д. В., Слюсарев С. Н., Федотов В. Н., Донченко С. И.	475
СВЧ радиационные переходы между триплетными ридберговскими состояниями атомов щелочноземельно-подобных элементов группы IIb (Zn, Cd, Hg) и иттербия Yb	
Каменский А. А., Глухов И. Л., Корнев А. С., Манаков Н. Л., Овсянников В. Д., Пальчиков В. Г.	490
Динамика когерентных атомных волн при рассеянии света на БЭК разреженного газа	
Аветисян Ю. А., Трифонов Е. Д.	500
Магнитооптические ловушки для калия-39 и калия-40	
Батуро В. В., Виноградов В. А., Платонова М. В., Юхновец И. В., Турлапов А. В.	504
Двухтемпературное распределение атомов в условиях субдоплеровского охлаждения	
Кирпичникова А. А., Ильенков Р. Я., Прудников О. Н.	517
Оптическая стабилизация заряженных диэлектрических наночастиц в гибридных ловушках	
Соболева Е. В., Щербинин Д. П., Рудый С. С., Иванов А. В.	527

Осцилляции Раби при трехфотонном лазерном возбуждении одиночного ридберговского атома рубидия в оптической дипольной ловушке	Бетеров И. И., Якшина Е. А., Сулиман Г., Бетлени П. И., Прилуцкая А. А., Скворцова Д. А., Загиров Т. Р., Третьяков Д. Б., Энтин В. М., Безуглов Н. Н., Рябцев И. И.	535
Компенсация светового сдвига резонансов когерентного пленения населенностей в парах цезия при использовании двойной частотной и амплитудной модуляции лазерного излучения	Вишняков В. И., Бражников Д. В., Скворцов М. Н.	548
Лазерное охлаждение иона иттербия-171 без использования магнитного поля	Прудников О. Н., Крысен- ко Д. С., Тайченачев А. В., Юдин В. И., Чепуров С. В., Лапин Н. С., Багаев С. Н.	556
Detection of metronidazole and fampridine by NMR at zero and ultralow magnetic field	Burueva D. B., Eills J., Picazo-Frutos R., Kovtunov K. V., Budker D., Koptug I. V.	566

МЕТОД ОЦЕНКИ КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

Г. С. Белотелов ^{a*}, А. П. Вялых ^{a,b}, А. В. Семенко ^a, М. Л. Восканов ^a, С. Н. Слюсарев ^a

^a Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ») 141570, Менделеево, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет Московский инженерно-физический институт (НИЯУ МИФИ) 119334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2024 г.,
после переработки 24 апреля 2024 г.
Принята к публикации 26 апреля 2024 г.

Представлен и подробно рассмотрен метод оценки количества атомов в магнитооптической ловушке и в потоке из источника горячих атомов. Проанализирована применимость метода на различных этапах охлаждения. Рассчитана относительная неопределенность рассматриваемого метода. Представлены результаты применения описанного метода на оптических стандартах частоты на холодных атомах стронция и иттербия.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции «Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100018

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение атомов применяется в лабораториях по всему миру для разработки таких установок, как оптические стандарты частоты (ОСЧ) [2] и атомные интерферометры (АИ) [2, 3]. Кроме того, лазерное охлаждение используется и в фундаментальных физических исследованиях [2]. Во всех перечисленных задачах для лазерного охлаждения используется, в том числе, магнитооптическая ловушка (МОЛ).

Реализация ОСЧ на основе оптической решетки ведется на двух элементах: на атомах стронция-87 создаются и модернизируются стационарные ОСЧ [4] и на атомах иттербия-171 ведутся разработки переносимого ОСЧ [5]. Стоит отметить, что в исследованиях при разработке ОСЧ на атомах иттербия на текущий момент использовался изотоп ^{174}Yb . Этот изотоп использовался для первичной настройки ОСЧ по ряду причин: во-первых, его процентный состав более чем в 2 раза выше (31.8% у ^{174}Yb и

14.3% у ^{171}Yb) [6], во-вторых, из-за большего уровня флуоресценции по сравнению с ^{171}Yb — приблизительно в 3 раза [7]. Для разработки ОСЧ прежде всего необходимо подготовить ансамбль холодных атомов для их загрузки в оптическую решетку и в итоге провести опрос часового перехода [2]. Результат опроса зависит от того, сколько атомов получилось охладить на каждом этапе. Соответственно, для проведения оптимизации работы установки необходимо оценивать количество атомов на каждом этапе охлаждения. Это справедливо не только для ОСЧ, но и для других установок с использованием холодных атомов. Для оптимизации охлаждения был реализован метод оценки количества атомов в МОЛ по серии снимков облака атомов, полученных с помощью ПЗС-камеры, по аналогии с работами [8, 9].

При разработке ОСЧ используется двухступенчатое охлаждение атомов в МОЛ. Первый этап охлаждения осуществляется на переходе $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Для дальнейшего снижения температуры используется более слабый переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.

Для охлаждения атомов стронция используют переходы на длине волны 461 нм с естественной шириной линии 30 МГц на первом этапе и с длиной

* E-mail: belotelov@vniiftri.ru

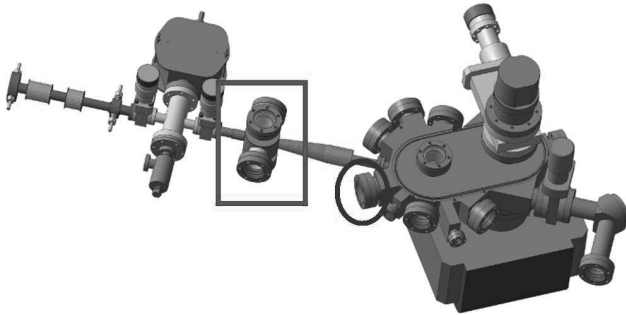


Рис. 1. 3D-модель общего вида оптического спектроскопа для охлаждения атомов стронция. Прямоугольником отмечена коллиматорная секция, кругом — боковое окно, на которое помещалась камера для оценки количества атомов в МОЛ

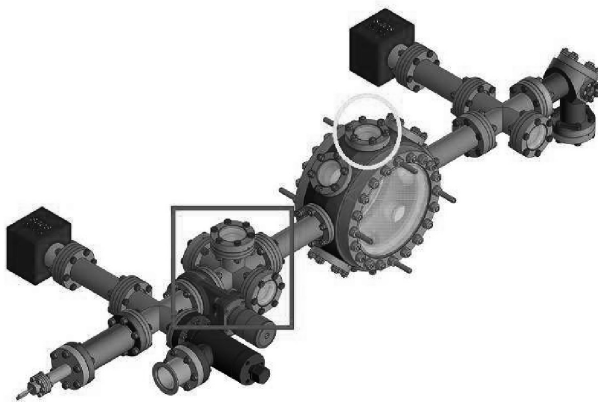


Рис. 2. 3D-модель вакуумной камеры оптического спектроскопа для охлаждения атомов иттербия. Квадратом отмечена коллиматорная секция, кругом — боковое окно, на которое помещалась камера для оценки количества атомов в МОЛ

волны 689 нм с естественной шириной линии 7.4 кГц на втором этапе. Охлаждение атомов стронция реализуется в вакуумной камере, модель которой представлена на рис. 1.

Для исследований потока атомов камера помещалась на коллиматорную секцию (на рис. 1 отмечена прямоугольником), через окно которой собирался сигнал флуоресценции на матрицу ПЗС-камеры. Для оценки количества атомов в МОЛ камера помещалась на боковое окно (на рис. 1 отмечено кругом), через которое собирался сигнал флуоресценции на матрицу ПЗС-камеры.

Для охлаждения иттербия используются переходы на длине волны 399 нм с естественной шириной линии 29 МГц на первом этапе и с длиной волны

556 нм с естественной шириной линии 182 кГц на втором этапе. Охлаждение атомов иттербия реализуется в вакуумной камере, модель которой представлена на рис. 2.

Для исследований потока атомов камера помещалась на коллиматорную секцию (на рис. 2 отмечена квадратом). Для оценки количества атомов в МОЛ камера помещалась на боковое окно (на рис. 2 отмечено кругом). Сигнал флуоресценции собирался на матрицу ПЗС-камеры аналогично эксперименту на атомах стронция.

2. МЕТОД ОЦЕНКИ КОЛИЧЕСТВА АТОМОВ

Для оптимизации параметров первичного охлаждения атомов стронция и перехода ко вторичному охлаждению необходимо знать количество атомов в первичной МОЛ, а также количество атомов в потоке, создаваемом источником горячих атомов. Определить количество атомов в первичной МОЛ можно, связав его с числом фотонов, рассеиваемых (переизлучаемых) облаком атомов. Согласно работе [9], число фотонов N_0 , наблюдаемое при флуоресценции одного атома, определяется выражением

$$N_0 = \Gamma_{sc} f T_0 \alpha \Delta t. \quad (1)$$

Здесь $f = \Omega/4\pi = D^2/16b^2$ — отношение телесного угла, захватываемого системой изображения, к полному телесному углу 4π , D — диаметр апертуры, с которой собирается световой сигнал (в нашем случае D определяется линзой, находящейся перед ПЗС-камерой), b — расстояние от облака атомов до апертуры (линзы), $T_0 = P_t/P_i$ — коэффициент пропускания оптики между облаком и камерой, определяемый из отношения прошедшей оптической мощности P_t к падающей P_i , α — квантовая эффективность детектора, Δt — время наблюдения (экспозиция измеряющего устройства), Γ_{sc} — скорость рассеяния,

$$\Gamma_{sc} = \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\gamma)^2}, \quad (2)$$

где γ — ширина спектральной линии перехода, от которого наблюдается флуоресценция, δ — частотная отстройка от этого перехода, I — интенсивность светового поля, I_s — интенсивность насыщения, определяемая выражением $I_s = \pi \hbar c \gamma / 3 \lambda^3$, $\hbar$ — постоянная Планка, c — скорость света, λ — длина волны излучения. Число атомов N_{at} в МОЛ можно оценить через отношение полного числа фотонов N_{ph} к числу фотонов, излучаемых одним атомом, N_0 :

$$N_{at} = \frac{N_{ph}}{N_0} = \frac{N_{ph}}{\Gamma_{sc} f T_0 \alpha \Delta t}. \quad (3)$$

В нашем случае величина N_{ph} определяется экспериментально при помощи проградуированной ПЗС-камеры (далее процесс градуировки рассмотрен более детально). Пусть

$$P = \frac{N_{ph}hc}{\lambda\Delta t}$$

— мощность светового излучения, попадающего в камеру. Тогда число фотонов, попавших на ПЗС-матрицу камеры за время экспозиции Δt , будет равно

$$N_{ph} = \frac{P\lambda\Delta t}{hc}. \quad (4)$$

Это же выражение справедливо и для каждого пикселя матрицы в отдельности ($N_{ph} = \sum_{px} N_{phpx}$):

$$N_{phpx} = \frac{P_{px}\lambda\Delta t}{hc}, \quad (5)$$

где P_{px} — мощность, приходящаяся на 1 пиксель. Поэтому формула (3) примет вид

$$\begin{aligned} N_{at} &= \frac{\lambda \sum_{px} P_{px}}{\Gamma_{sc} h c f T_0 \alpha} = \\ &= \frac{2\tau\lambda(1 + S_0 + (4\pi\tau\delta)^2) \sum_{px} P_{px}}{h c f T_0 \alpha S_0}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $S_0 = I/I_s$ — отношение интенсивности лазерного излучения к интенсивности насыщения, τ — время жизни верхнего состояния. Для определения P_{px} используется формула, полученная из описания параметров камеры SDU-R285 [10, 11]:

$$P_{px} = \frac{\alpha I_{px} k_{grad} \Delta t_{grad}}{\Delta t \cdot 2^{u/128}}, \quad (7)$$

где I_{px} — яркость пикселя (от 0 до 255), k_{grad} — коэффициент градуировки камеры, связывающий I_{px} с P_{px} и определяемый экспериментально, Δt_{grad} — экспозиция камеры при проведении градуировки, u — усиление камеры при съемке облака атомов для определения их количества. Стоит отметить, что при использовании других детекторов формула (7) может принять иной вид.

При градуировке усиление устанавливается равным нулю. В процессе градуировки лазерное излучение соответствующей длины волны и известной мощности направляется на матрицу ПЗС-камеры. Пучок обрезается диафрагмой, стоящей перед камерой, так, чтобы распределение интенсивности в сечении пучка было равномерным. В расчет берутся только те пиксели из прямоугольной матрицы, на которые попало лазерное излучение. После завершения измерений по полученным данным строится график зависимости мощности, приходящейся

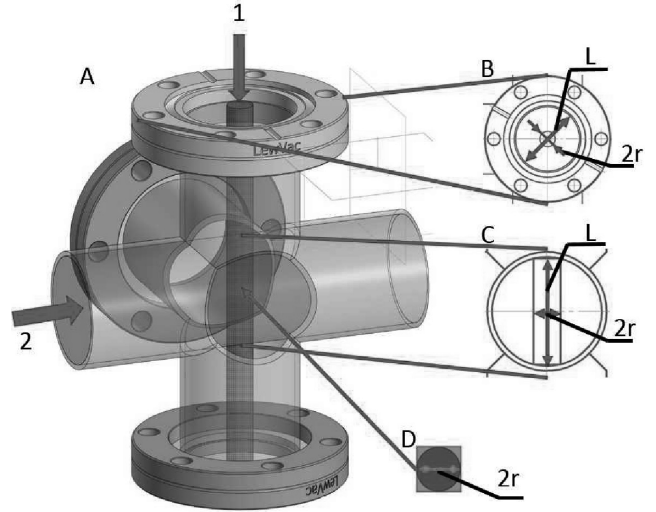


Рис. 3. Схема взаимодействия лазерного луча с потоком атомов. 1 — лазерный луч, 2 — поток атомов, A — шестиходовой крест со схематическим распространением потока атомов и лазерного излучения, B — соотношение сечения лазерного луча к внутреннему размеру вакуумной трубы, C — соотношение площадей лазерного излучения и потока, D — соотношение площадей для определения среднего времени пролета

на 1 пиксель, от яркости пикселя на фотографии. В нашем случае, данная зависимость является линейной. По графику определяется коэффициент наклона, который и является k_{grad} .

Таким образом, получена итоговая формула для оценки числа атомов, захваченных в МОЛ, по изображению, полученному с ПЗС-камеры:

$$\begin{aligned} N_{at} &= \\ &= \frac{2\tau\lambda(1 + S_0 + (4\pi\tau\delta)^2) k_{grad} \Delta t_{grad} \sum_{px} I_{px}}{h c f T_0 S_0 \Delta t \cdot 2^{u/128}}. \end{aligned} \quad (8)$$

С помощью полученного выражения (8) можно оценивать количество атомов на снимке, зная все необходимые параметры.

Количество атомов в единицу времени, F , в потоке определяется выражением $F = N_{at}/\Delta t$, однако в данном случае для вычисления N_{at} по формуле (8) за время наблюдения вместо Δt необходимо принять время пролета атомами детектирующего лазерного луча, t_{fl} . Использование предположения, что все атомы пролетают лазерный луч по всем траекториям за одинаковое время, возможно только в случае квадратного сечения лазерного луча. В связи с тем, что сечение луча является круглым (см. рис. 3, элемент D), из-за чего атомы с различными траекториями пролетают луч по различным путям и, соответ-

ственно, за разное время, необходимо ввести поправочный коэффициент, полученный из соотношения площади сечения лазерного луча и площади квадрата. Таким образом, время пролета будет определяться как

$$t_{fl} = \frac{\pi r}{2v_{beam}}, \quad (9)$$

где r — радиус сечения лазерного луча с гауссовым распределением, $v_{beam} = \sqrt{3k_B T/M}$ — скорость атомов, вылетающих из источника [12] (k_B — постоянная Больцмана, T — температура источника атомов в кельвинах, M — масса атомов). Следует учесть, что взаимодействие с атомами происходит только в части вакуумного объема коллимирующей секции, в которой распространяется лазерное излучение (см. рис. 3, элементы B , C). Следовательно, лазерным излучением подсвечивается только часть потока, который на самом деле имеет сечение, равное сечению вакуумной трубы. Поэтому для вычисления количества атомов в единицу времени, F , для полного потока полученный результат необходимо домножить на соотношение объемов лазерного луча и потока атомов $l^2/4r^2$, где l — длина области взаимодействия с атомами. Соответственно, с помощью выражения (8) поток атомов F определяется как

$$F = \frac{l^2 \tau \lambda (1 + S_0 + (4\pi\tau\delta)^2) k_{grad} \Delta t_{grad} \sum_{px} I_{px}}{2r^2 \Delta t h c f T_0 S_0 t_{fl} \cdot 2^{u/128}}. \quad (10)$$

Стоит отметить, что, при выводе теоретических расчетов не использовались какие-либо приближения, связанные с выбором конкретного метода охлаждения и, соответственно, отсутствуют ограничения применимости представленного метода лишь для первичной МОЛ и потока атомов. Сигнал флуоресценции может быть получен и во вторичной МОЛ, и в оптической решетке — необходимо добавить детектирующий луч, подсвечивающий атомы. В случае использования более высокоточных детекторов также необходимо провести градуировку с учетом особенностей используемого оборудования.

3. ОЦЕНКА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПРЕДЛОЖЕННЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ АТОМОВ СТРОНЦИЯ И ИТТЕРБИЯ

Неопределенность оценки количества атомов, u_C , рассчитывалась путем определения вклада от каждого измеряемого параметра:

$$u_C = \sqrt{\sum_i C_i^2 u_i^2}, \quad (11)$$

Таблица. Результаты расчета неопределенности метода оценки количества атомов стронция в первичной МОЛ

	u_i	Величина	%
λ , нм	$5.8 \cdot 10^{-6}$	$4.6 \cdot 10^2$	$\frac{2u_C}{N_{at}} = 4$
P_i (перед.), Вт	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	
P_i (лев.), Вт	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$	
P_i (прав.), Вт	$3.4 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	
δ , МГц	5.8	34.0	
P_{grad} , Вт	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	
Δt_{grad} , с	$1.0 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	
b , мм	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^2$	
D , мм	$5.8 \cdot 10^{-2}$	35.0	
r , мм	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^2$	
P_t (перед.), Вт	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	
P_t (лев.), Вт	$4.7 \cdot 10^{-4}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	
P_t (прав.), Вт	$4.8 \cdot 10^{-4}$	$9.6 \cdot 10^{-3}$	
t , с	$1.0 \cdot 10^{-8}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$\frac{2u_C}{F} = 35$
l , мм	$5.8 \cdot 10^{-2}$	36.6	
T , К	2.9	723.0	

где u_i — погрешности, связанные с разрешающей способностью измерительных средств, C_i — весовой коэффициент, определяемый величиной частной производной формулы оценки по измеряемой величине.

Результаты расчета неопределенности количества атомов в МОЛ и потоке для атомов стронция представлены в таблице. Величины P_i и P_t отображают мощность лазерного излучения, падающего и прошедшего соответственно, заводимого в МОЛ по трем направлениям (спереди, справа и слева). Аналогичные расчеты проводились и для атомов иттербия.

Таким образом, относительная расширенная неопределенность оценки количества атомов в МОЛ была определена как 4%, а относительная расширенная неопределенность оценки количества атомов стронция в потоке составила 35% (см. таблицу). Все величины, указанные в таблице, используются для расчета относительной расширенной неопределенности оценки количества атомов в потоке. Для оценки того же параметра в МОЛ последние две величины из таблицы не используются.

Аналогично, по формуле (11) проводился расчет относительной неопределенности оценки количества атомов иттербия в потоке и в МОЛ. Таким образом, относительная расширенная неопределенность оценки количества атомов в МОЛ была определена как 5%, а относительная расширенная неопределенность оценки количества атомов иттербия в потоке составила 32%.

4. РЕЗУЛЬТАТ ПЕРВИЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ СТРОНЦИЯ-87

В эксперименте на атомах стронция для увеличения количества атомов в МОЛ использовался земановский замедлитель, две перекачивающих лазерных системы с длинами волн 679 и 707 нм и коллимирующее лазерное излучение. Первым проведенным исследованием была оценка количества атомов в потоке, создаваемом источником горячих атомов стронция. Источник атомов, используемый в данном эксперименте, имел длину 32 см и две нагревательные секции: резервуар с металлическим стронцием и сопло. Резервуар с металлическим стронцием располагался от сопла на расстоянии 9 см. Сопло имело цилиндрическую форму радиусом 0.1 см и длиной 1.2 см. Нагревательные элементы располагались непосредственно на источнике снаружи вакуумной части. Резервуар нагревался до температуры около 450 °С, сопло нагревалось до 700 °С. Источник располагался на расстоянии 90 см от рабочей зоны и 33 см от коллиматорной секции. Для исследования потока ПЗС-камера с используемой линзой помещалась на коллиматорную секцию, изображенную на рис. 1. Для возбуждения атомного перехода, от которого наблюдалась флуоресценция, использовалось лазерное излучение коллиматорной секции. Количество атомов в потоке оценивалось по серии снимков, полученных с ПЗС-камеры.

В результате была проведена оценка количества атомов в потоке с помощью формулы (10), неопределенность рассчитана с помощью формулы (11). Число атомов в потоке в секунду составило $(1.0 \pm 0.4) \cdot 10^{11}$.

Вторым проведенным исследованием была оценка зависимостей количества атомов ^{87}Sr в первичной МОЛ от различных параметров охлаждения. Рассмотренными параметрами являются частота отстройки излучения от охлаждающего перехода и величина градиента магнитного поля. Излучением, вызывающим флуоресценцию атомов, являлось само лазерное излучение МОЛ.

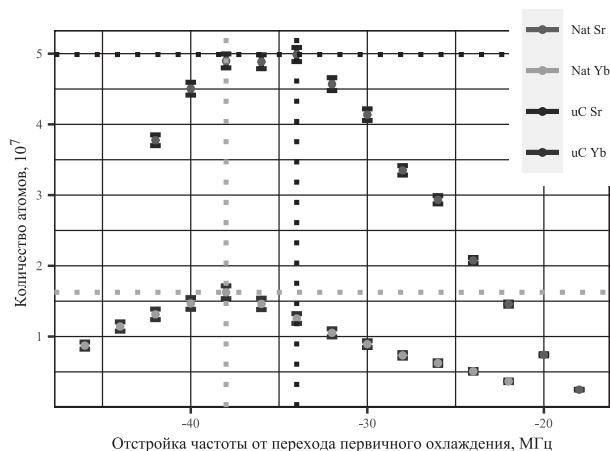


Рис. 4. Зависимости количества атомов ^{87}Sr и ^{174}Yb , захваченных в МОЛ, от частотной отстройки излучения МОЛ от резонанса перехода первичного охлаждения. Оптимум отмечен пунктирными линиями. Приведенные погрешности отображают расширенную неопределенность оценки количества атомов в МОЛ

В результате были определены оптимальные значения частотной отстройки излучения и величины градиента магнитного поля для получения максимально возможного числа атомов в первичной МОЛ.

Для наглядного представления данных, фиксируя один из параметров на оптимальном значении и сканируя значения другого, мы построили соответствующие отдельные двумерные зависимости количества захваченных атомов. Например, зависимость количества атомов ^{87}Sr , захваченных в первичную МОЛ, от частотной отстройки относительно охлаждающего перехода изображена на рис. 4. Градиент магнитного поля в этом случае находится на ранее определенном оптимальном значении 18 Гс/см. Таким образом, оптимум оказывается достигнут при частотной отстройке -34 МГц и градиенте магнитного поля 18 Гс/см. Соответствующее количество атомов в МОЛ составило $(2.1 \pm 0.1) \cdot 10^7$, неопределенность рассчитана с помощью формулы (11).

Для подтверждения выдвинутых в разд. 2 предположений о применимости представленного метода на различных этапах охлаждения и захвата атомов было проведено исследование количества атомов стронция, захваченных во вторичную МОЛ и загруженных в оптическую решетку. Результатом проведенных исследований стало $(5.1 \pm 0.2) \cdot 10^6$ атомов, захваченных во вторичную МОЛ, и $(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^4$ атомов, загруженных в оптическую решетку.

5. РЕЗУЛЬТАТ ПЕРВИЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ ИТТЕРБИЯ-174

Помимо исследования потока атомов и количества атомов, захваченных в МОЛ, для атомов стронция, аналогичные эксперименты были проведены и для иттербия. Стоит отметить, что в эксперименте на атомах иттербия, в отличие от эксперимента на атомах стронция, использовалось только излучение МОЛ. Исследовался изотоп ^{174}Yb . Источник атомов иттербия, используемый в работе, имел длину 17 см. Резервуар с металлическим иттербием располагался от капилляров на расстоянии 7 см. Капилляры представляют собой металлические трубочки длиной 1 см с внутренним диаметром 0.05 см. Количество трубочек равняется 20. Нагревательная муфта крепилась на резервуар внутри вакуумного объема. При этом он имел только одну нагревательную секцию, поддерживаемую при температуре 400°C . Источник располагался на расстоянии 56 см от рабочей зоны и 26 см от коллиматорной секции. Для исследования потока ПЗС-камера с используемой линзой помещалась на коллиматорную секцию, изображенную на рис. 2.

В результате была проведена оценка количества атомов в потоке с помощью формулы (10), неопределенность рассчитана с помощью формулы (11). Была получена величина $(8.9 \pm 2.9) \cdot 10^{11}$ атомов в секунду. Последовательность этапов измерения в точности повторяла описанную для эксперимента на атомах ^{87}Sr .

Для наглядного представления данных, аналогично с экспериментом на атомах стронция, фиксируя один из параметров на оптимальном значении и сканируя значения другого, мы построили соответствующие отдельные двумерные зависимости количества захваченных атомов. Например, зависимость количества атомов ^{174}Yb , захваченных в первичную МОЛ, от изменения величины градиента магнитного поля изображена на рис. 4. Таким образом, оптимум оказывается достигнут при частотной отстройке -38 МГц и градиенте магнитного поля 25 Гс/см . Соответствующее количество атомов в МОЛ составило $(1.7 \pm 0.1) \cdot 10^7$, неопределенность рассчитана с помощью формулы (11).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и подробно описан метод, позволяющий оценить количество атомов в потоке из источника горячих атомов и количество атомов, захвачен-

ных в МОЛ. Предложенный метод был протестирован на установке ОСЧ на холодных атомах стронция и применялся на разрабатываемом перебазированном ОСЧ на холодных атомах иттербия. Дополнительные исследования метода, проведенные на установке ОСЧ на холодных атомах стронция, показали возможность его применения при оценке количества атомов, захваченных во вторичную МОЛ, а также загруженных в оптическую решетку. Применение представленного метода позволяет проводить более точную оптимизацию параметров лазерного охлаждения на каждом этапе. Предложенный метод, после соответствующих градуировок, может применяться с другими регистрирующими устройствами. Так как представленный метод был протестирован на двух элементах (стронций и иттербий), можно говорить о его применимости и на других элементах после внесения соответствующих параметров для используемых атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye et al., *Rev. Phys.* **87**, 637 (2015).
2. V. Menoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne et al., *Sci. Rep.* **8**, 1 (2018).
3. I. Dutta, D. Savoie, B. Fang et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 183003 (2016).
4. О. И. Бердасов, А. Ю. Грибов, Г. С. Белотелов и др., *КЭ* **47**, 400 (2017).
5. Г. С. Белотелов, Д. В. Сутырин, С. Н. Слюсарев, *Альманах современной метрологии* **4**, 100 (2021).
6. J. E. Sansonetti and W. C. Martin, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **34**, 1559 (2005).
7. T. Lauprêtre, L. Groult, B. Achi et al. *OSA Continuum* **3**, 50 (2020).
8. K. R. Overstreet, P. Zabawa, J. Tallant et al., *Optics Express* **13**, 9672 (2005).
9. Z. Hu and H. J. Kimble, *Opt. Lett.* **19**, 1888 (1994).
10. Инструкция к камере SDU-R285, <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/SDU285.pdf> (дата обращения: 15.02.2024).
11. Инструкция к матрице камеры SDU-R285 <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/ICX285AL.pdf> (дата обращения: 15.02.2024).
12. W. D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).

ИСТОЧНИК УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ ^{87}Rb ДЛЯ АТОМНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА-ГРАВИМЕТРА

А. Э. Бонерт ^a, А. Н. Гончаров ^{a,b,c}, Д. Н. Капуста ^{a,b*}, О. Н. Прудников ^{a,b},

А. В. Тайченачев ^{a,b}, С. Н. Багаев ^{a,b}

^a Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2024 г.,
после переработки 6 мая 2024 г.
Принята к публикации 6 мая 2024 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований по созданию источника ультрахолодных атомов ^{87}Rb для абсолютного квантового гравиметра на основе атомной интерференции. В результате исследований реализовано субдоплеровское охлаждение атомов ^{87}Rb в магнитооптической ловушке и получено облако $\sim 10^7 - 10^8$ атомов с температурой 6 мК. С помощью микроволнового излучения и оптической накачки осуществлена подготовка ультрахолодных атомов в начальном состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$ и проведены эксперименты по наблюдению резонансов Рамси на переходе $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ при взаимодействии облака атомов с однонаправленными рамановскими импульсами излучения.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S004445102410002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание высокоточных сенсоров является одной из ключевых задач в области прецизионных измерений. Разработка сверхчувствительных квантовых сенсоров на основе интерференции ультрахолодных атомов открывает большие перспективы для создания нового поколения приборов и устройств: акселерометров, гравиметров, градиентометров гравитационного поля, гироскопов, сочетающих в себе высокие метрологические характеристики с компактностью и мобильностью [1–3]. Большое внимание уделяется разработке абсолютных квантовых гравиметров на основе ультрахолодных атомов, которые демонстрируют рекордно высокую

чувствительность, долговременную стабильность и точность измерений в сравнении с другими типами сенсоров [4, 5] и представляют большой интерес для фундаментальной метрологии (эталон массы, стандарты частоты), навигации, геофизики и т. д. [6]. Решающим фактором в достижении таких характеристик является качество источника ультрахолодных атомов, лежащего в основе атомного гравиметра. В частности, предъявляются серьезные требования к таким параметрам источника, как число холодных атомов, их температура и фазовая плотность, эффективность подготовки начального волнового пакета, воспроизводимость этих параметров от цикла к циклу и т. д.

Данная работа была направлена на создание источника ультрахолодных атомов ^{87}Rb для абсолютного квантового гравиметра на основе атомной интерференции.

* E-mail: dmitriikapusta@mail.ru

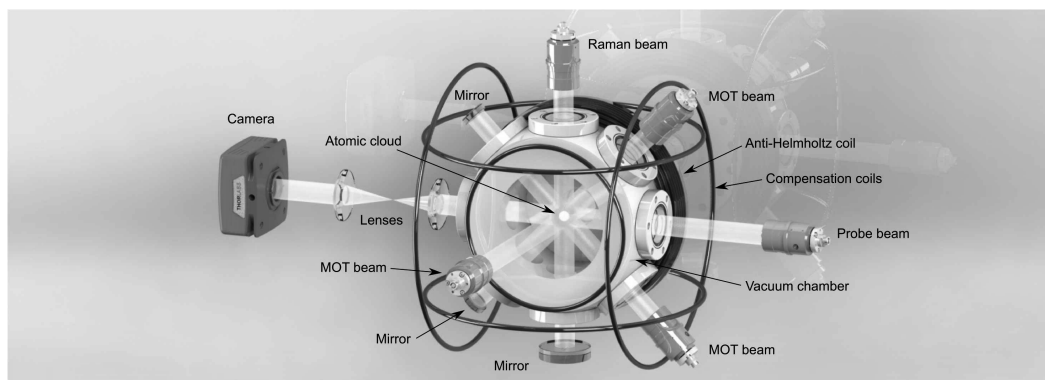


Рис. 1. Трехмерная модель экспериментальной установки, используемой в данной работе. На рисунке представлены вакуумная камера, три пары компенсационных магнитных катушек, охлаждающие лазерные пучки (розовые), рамановские пучки (фиолетовые), пробный пучок (желтый), оптика (коллиматоры, зеркала, линзы) и видеокамера. На рисунке не показаны четвертьволновые пластинки и катушка анти-Гельмгольца (фронтальная сторона)

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данном разделе представлено детальное описание экспериментальной установки (рис. 1), разработанной нами для реализации эффективного лазерного охлаждения и пленения атомов рубидия в классической магнитооптической ловушке (МОЛ) [7].

Оптическая схема источника ультрахолодных атомов ^{87}Rb представлена на рис. 2 *a, b*. Оптическая система ловушки (рис. 2 *a*) была реализована на базе лазерной системы Toptica DLpro, обеспечивающей максимальную выходную мощность излучения более 1 Вт на длине волны ~ 780.24 нм. Частота излучения лазерной системы стабилизировалась по резонансам насыщенного поглощения на переходе $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ в атоме ^{87}Rb . Для формирования охлаждающих лазерных пучков часть излучения на выходе из усилителя (tapered amplifier (TA), см. рис. 2 *a*) пропусклась через два последовательно расположенных акустооптических модулятора (АОМ) для создания частотной отстройки в длинноволновую область оптического спектра относительно частоты перехода $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Была проведена оптимизация данной отстройки, величина которой составила 13 МГц. Формирование «перекачивающего» излучения (репампера) с частотой, равной частоте перехода $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, осуществлялось за счет применения волоконного фазового электрооптического модулятора (ЭОМ) с частотой микроволнового излучения 6.654 ГГц. При этом использовалась положительная боковая полоса первого порядка. Остальные компоненты в спектре излучения на выходе ЭОМ не оказывали заметного паразитного влияния на эффективность охлаждения. Охлаждающее и «перекачивающее» излу-

чения совмещались с помощью волоконного поляризационного смесителя (Thorlabs PFC780A) и далее делились на три равные части. Данное излучение доставлялось к вакуумной камере с помощью одномодовых волокон с сохранением поляризации и коллиматоров, обеспечивающих диаметр выходного пучка около 1 см (FWHM). Полная выходная мощность излучения охлаждающего и перекачивающего лазеров для всех трех пучков составила около 40 и 2.5 мВт соответственно. Данные пучки в результате их обратного отражения (retro-reflection) формировали три взаимно ортогональные пары лазерных пучков с соответствующей круговой поляризацией, необходимых для осуществления лазерного охлаждения.

Квадрупольное магнитное поле создавалось двумя катушками в конфигурации анти-Гельмгольца. Значение градиента магнитного поля в центре вакуумной камеры составило около 15 Гс/см. Для компенсации остаточного магнитного поля в центре вакуумной камеры использовались три пары компенсационных катушек Гельмгольца, оси которых были ориентированы вдоль трех взаимно ортогональных направлений.

Регистрация пространственного распределения оптической плотности атомного облака осуществлялась с помощью абсорбционного и флуоресцентного методов. Оптическая схема абсорбционного метода регистрации включала в себя пробный лазерный пучок с частотой излучения, равной частоте перехода $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, и мощностью < 1 мВт, систему линз и CMOS-видеокамеру (Thorlabs 4070M-USB-TE). Сигнал флуоресценции атомного облака формировался в результате облучения атомов охла-

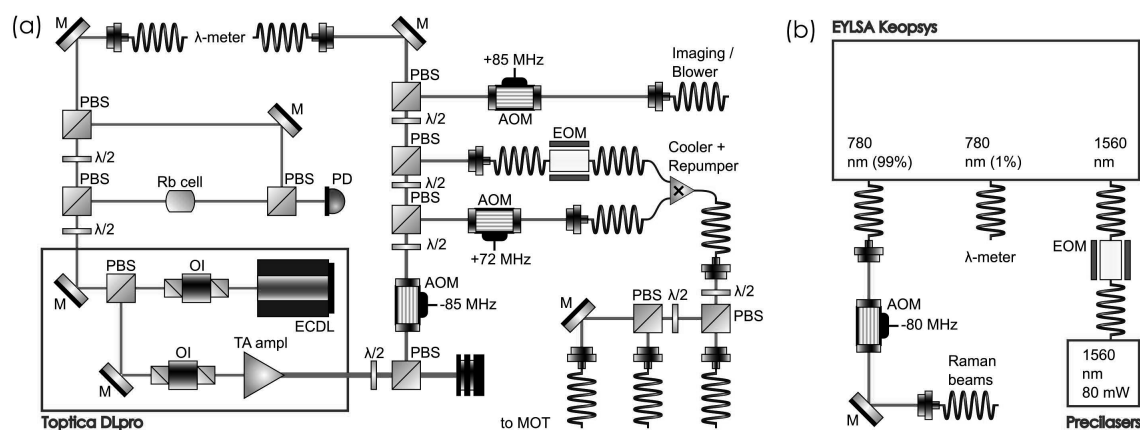


Рис. 2. Оптическая схема формирования лазерного излучения, используемого для лазерного охлаждения и пленения атомов рубидия (а) и осуществления двухфотонных рамановских переходов в атомном интерферометре (б). Обозначения: AOM — акустооптический модулятор, EOM — электрооптический модулятор, ECDL — диодный лазер с внешним резонатором, $\lambda/2$ — полуволновая пластинка, М — зеркало, ОI — оптический изолятор Фарадея, PBS — поляризационный делительный кубик, TA ampl — оптический усилитель. Показан только первый порядок дифракции на выходе из AOM

ждающими лазерными пучками и регистрировался с помощью CMOS-видеокамеры и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Температура облака атомов определялась по скорости его расширения при свободном разлете [8].

3. СУБДОПЛЕРОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ РУБИДИЯ

В магнитооптической ловушке нами было получено облако $\sim 10^7 - 10^8$ холодных атомов ^{87}Rb с температурой около 180 мК, находящейся вблизи доплеровского предела. Для охлаждения атомов до более низких температур необходимо использовать методы глубокого субдоплеровского охлаждения [8–10]. В данной работе дальнейшее охлаждение атомов рубидия осуществлялось нами в «оптической патоке». Эффективность данного метода зависит от того, насколько световой сдвиг доминирует над зеемановским сдвигом подуровней основного состояния в атоме. Для достижения наиболее низких температур атомов в «оптической патоке» требуется минимизация величины магнитного поля и его градиентов в области перекрытия охлаждающих пучков.

В данной работе регистрация остаточных магнитных полей была проведена с использованием микроволновой спектроскопии магнитодипольных переходов между зеемановскими подуровнями

состояний $|F = 1, 2\rangle$, частота которых пропорциональна магнитному полю. Для генерации микроволнового излучения применялись направленная микроволновая антенна, СВЧ-генератор и усилители СВЧ-сигнала. Импульсы микроволнового излучения формировались с использованием 16-канального синхронного таймера и коммутатора (ZSWA4-63DR+). Направление поляризации микроволнового излучения изменялось путем поворота антенны в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения.

Типичный экспериментальный цикл длился около 150 мс и представлял собой следующую последовательность: этап охлаждения и захвата атомов в МОЛ; перекачка атомов на подуровни «темного» состояния $|F = 1\rangle$ при использовании только охлаждающих пучков без репампера; облучение атомов микроволновым импульсом с частотой ν_{MW} , вызывающим переход атома на один из подуровней «светлого» состояния $|F = 2\rangle$; финальный этап регистрации атомов в состоянии $|F = 2\rangle$ путем повторного включения охлаждающих пучков в отсутствие репампера.

На рис. 3 а представлены типичные спектры магнитодипольных переходов, полученные в результате сканирования частоты ν_{MW} вблизи частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме рубидия. Величина остаточного магнитного поля B рассчитывалась из следующего соотношения [11]: $B = \Delta\nu/(g_F\mu_B)$, где $g_F = 1/2$ — фактор Лан-

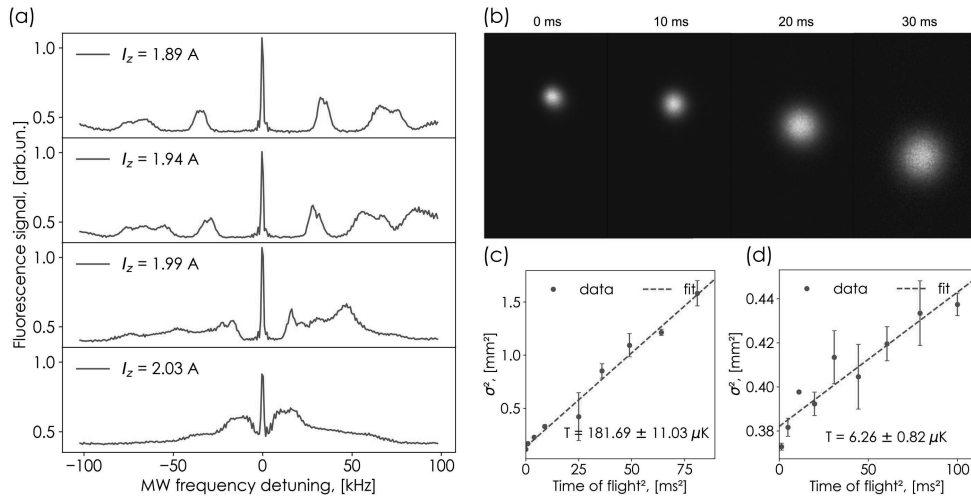


Рис. 3. Реализация эффективного субдоплеровского охлаждения атомов рубидия в «оптической патоке»: графики зависимости сигнала флуоресценции атомного облака от отстройки частоты микроволнового излучения относительно частоты часового перехода в атоме ^{87}Rb при различных токах в компенсационных катушках, генерирующих магнитное поле вдоль вектора $\mathbf{g}$ (a); демонстрация временной эволюции размера облака атомов по завершении охлаждения в «оптической патоке» (b); графики зависимости квадрата размера облака холодных атомов σ^2 от квадрата времени свободного падения при доплеровском (c) и субдоплеровском (d) охлаждении

де, $\mu_B = 1.4$ МГц/Гс — магнетон Бора, $\Delta\nu$ — разность частот двух соседних магнитодипольных переходов, для которых $\Delta m_F = 1$, равная расстоянию между двумя соседними резонансами, изображенными на рис. 3 а. Для компенсации магнитного поля осуществлялась регистрация резонансов магнитодипольных переходов и минимизация расстояния между ними $\Delta\nu$ путем подстройки значений токов компенсационных катушек. Минимальное достигнутое значение остаточных магнитных полей составило около 10 мГс.

Этап охлаждения атомов в «оптической патоке» начинался после отключения квадрупольного магнитного поля, время затухания которого составляло около 5 мс, и длился 10 мс. В течение этого времени отстройка частоты излучения охлаждающего лазера изменялась с 13 до 50 МГц, в то время как его мощность уменьшалась в 10 раз. В результате реализованного нами субдоплеровского охлаждения удалось понизить температуру атомов рубидия приблизительно до 6 мК и избежать существенных потерь атомов по окончании этапа охлаждения в «оптической патоке». На рис. 3 c, d изображены графики зависимости квадрата размера атомного облака σ^2 от квадрата времени свободного падения, позволяющие оценить эффективность субдоплеровского охлаждения в сравнении с доплеровской методикой.

4. СЕЛЕКЦИЯ АТОМОВ В НЕМАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ

Взаимодействие магнитного поля с облаком атомов, находящихся в состоянии с ненулевым магнитным моментом, является дополнительным источником декогеренции в атомном интерферометре и снижает контраст интерференционного сигнала [12]. Решением данной проблемы является подготовка ансамбля атомов в немагнитном квантовом состоянии, являющемся начальным волновым пакетом в атомном интерферометре. В частности, в данной работе была выполнена селекция атомов в основное состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ за счет использования микроволнового и оптического излучения. Основная причина выбора данного метода заключалась в относительной простоте реализации, не требующей дополнительного источника лазерного излучения, который необходим, например, при оптической накачке в двухчастотном линейно поляризованном лазерном поле [13].

Селекция атомов осуществлялась по следующей схеме. К концу этапа охлаждения атомы, распределенные по зеемановским подуровням основных состояний, перекачивались на подуровни состояния $|F = 2\rangle$ при помощи реампера в течение 1.5 мс. По завершении процесса накачки доля атомов, находя-

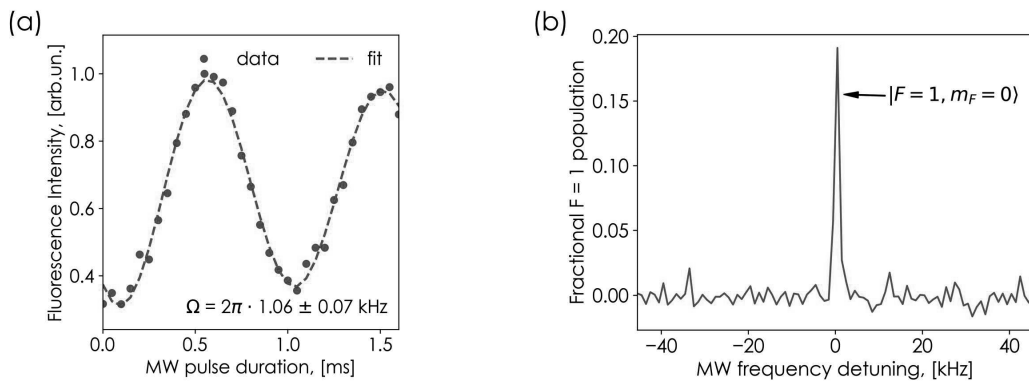


Рис. 4. Селекция атомов в немагнитное квантовое состояние: график осцилляций Раби, зарегистрированных для перехода $|F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ путем изменения длительности СВЧ-импульса (a); график зависимости населенности атомов в состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$ от отстройки частоты микроволнового излучения (b)

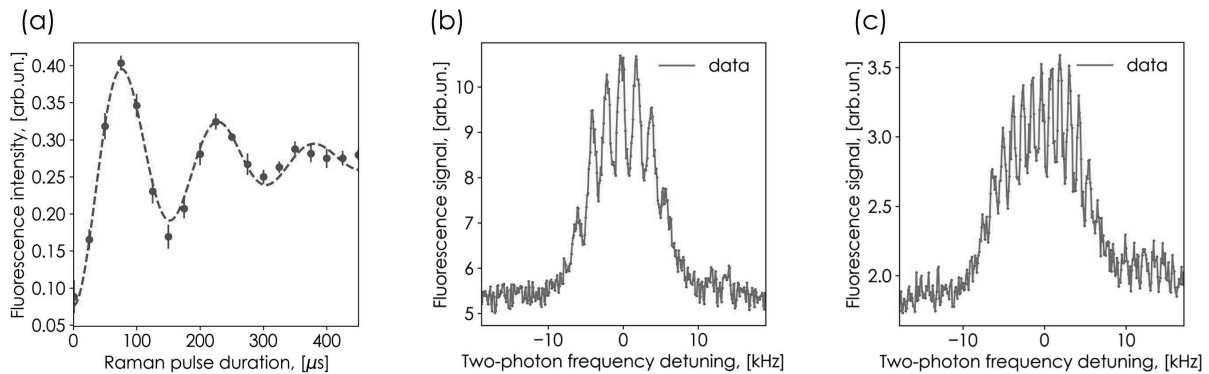


Рис. 5. Регистрация резонансов Рамси: график осцилляций Раби, полученный для двухфотонного перехода $|F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ (a); диаграммы резонансов Рамси, зарегистрированные в результате сканирования разности частот двух сонаправленных рамановских пучков, при временах 600 мкс (b) и 800 мкс (c) между импульсами

щихся в состоянии $|F = 2, m_F = 0\rangle$, переводилась в состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ за счет приложенного π -импульса микроволнового излучения с частотой, равной частоте часового перехода в атоме рубидия. Последний этап заключался в удалении из зоны регистрации оставшихся атомов в состоянии $|F = 2\rangle$ путем их «сдувания» резонансным излучением пробного пучка. Для расщепления магнитных подуровней использовалось однородное магнитное поле величиной 200 мГс, направленное вдоль вектора ускорения свободного падения $\mathbf{g}$ и создаваемое путем изменения тока для соответствующей пары компенсационных катушек.

Для реализации эффективной селекции атомов предварительно была проведена регистрация осцилляций Раби для двухуровневого перехода $|F = 1, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ путем варь-

рования длительности импульса микроволнового излучения (рис. 4 a). В наших экспериментальных условиях длительность π -импульса СВЧ-сигнала составила около 470 мкс. В используемой нами схеме максимально возможная доля селективных атомов от изначального общего числа атомов равна 20 %. На рис. 4 b показано, что при нулевой отстройке частоты микроволнового излучения от частоты часового перехода в атоме ^{87}Rb доля атомов, подготовленных в состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$, составила более 15%. В будущем с целью увеличения эффективности заселения атомов на данный немагнитный подуровень нами планируется использовать альтернативный метод оптической накачки линейно поляризованным лазерным излучением, при котором эффективность может достигать 100 %, как это было продемонстрировано, например, в работе [13].

5. АТОМНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

С целью регистрации атомной интерференции в данной работе была разработана и реализована оптическая схема формирования рамановских пучков. Ее изображение представлено на рис. 2 *b*. Для реализации двухфотонных рамановских переходов требуется лазерное излучение, генерируемое на двух частотах ω_1 и ω_2 и отстроенное по частоте от ближайшего разрешенного перехода на несколько ГГц. Данная отстройка Δ формировалась относительно возбужденного перехода $|F' = 1\rangle$ и варьировалась в диапазоне 0.5–2.5 ГГц. Разность частот $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ находилась вблизи частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме ^{87}Rb и могла быть отстроена от него на величину $\delta\omega$.

В нашей оптической схеме излучение рамановского пучка I_1 с частотой излучения ω_1 генерировалось волоконной лазерной системой (волоконный лазер Precilasers с $\lambda = 1560$ нм и усилитель/удвоитель частоты EYLSA Keopsys). Излучение пучка I_2 с частотой ω_2 формировалось с помощью фазового ЭОМ — положительная полоса первого порядка. Отношение интенсивностей рамановских пучков I_1/I_2 и отстройка $\delta\omega$ контролировались мощностью и частотой СВЧ-генератора соответственно. Импульсы рамановского излучения формировались с помощью АОМ и доставлялись к вакуумной камере через одномодовое волокно с сохранением поляризации и коллиматора. Коллимированное излучение проходило через вакуумную камеру и четвертьволновую пластинку, отражалось от зеркала и формировало встречный пучок. Волновая пластинка настраивалась таким образом, чтобы образовывать конфигурацию $\text{lin} \perp \text{lin}$ поляризаций встречных пучков. В экспериментах, направленных на подавление штарковских сдвигов и регистрацию резонансов Рамси, использовалась одна пара сонаправленных рамановских пучков с σ^- -поляризацией. Направление распространения рамановских пучков устанавливалось параллельно вектору $\mathbf{g}$.

В схеме с двумя рамановскими импульсами и свободно падающим облаком холодных атомов рубидия проведено наблюдение интерференционного сигнала — резонансов Рамси [14, 15]. Длительность каждого $\pi/2$ -импульса составляла около 40 мкс (рис. 5 *a*). На рис. 5 *b, c* представлены изображения двух интерференционных сигналов, полученных для разных времен между импульсами.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами был создан источник ультрахолодных атомов для квантового интерферометра-гравиметра, основой которого является МОЛ. Получено облако $\sim 10^7 - 10^8$ атомов ^{87}Rb с температурой около 6 мК. Проведена компенсация остаточного магнитного поля до уровня порядка 10 мГс с использованием микроволновой спектроскопии магнитодипольных переходов, что позволило провести глубокое субдоплеровское охлаждение атомов. Осуществлена их селективная микроволновая и оптическая накачка в основное немагнитное квантовое состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ в количестве более 15 % от изначального числа атомов в МОЛ. Проведено исследование двухфотонных рамановских переходов между основными состояниями $|F = 1, 2\rangle$ и выполнена регистрация атомной интерференции — резонансов Рамси.

В дальнейшем планируется реализовать атомный интерферометр по трехимпульсной схеме с использованием встречных рамановских пучков и с временем свободной эволюции спина более 10 мс и перейти непосредственно к измерению величины ускорения свободного падения. Для компенсации дополнительной частотной отстройки, возникающей в результате доплеровского сдвига, вызванного свободным падением атомов, будет реализована техника chirpирования отстройки частоты излучения $\delta\omega$ рамановских пучков. С целью минимизации влияния вибраций оптических элементов на сигнал атомного интерферометра планируется использовать пассивную систему виброизоляции.

Благодарность. Авторы выражают благодарность С. А. Фарносову и В. А. Васильеву за помощь в изготовлении и настройке электронных систем, использованных при проведении исследований.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00182).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Geiger, A. Landragin, S. Merlet et al., *AVS Quantum Sci.* **2**, 024702 (2020).
2. G. M. Tino and M. A. Kasevich, *Atom Interferometry, Proc. Int. School of Physics «Enrico Fermi»*, Amsterdam (2014).

3. N. Heine, J. Matthias, M. Sahelgozin et al., Eur. Phys. J. D **74**, 174 (2020).
4. S. Abend, M. Gebbe, M. Gersemann et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 203003 (2016).
5. S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 083001 (2013).
6. K. Bongs, M. Holynski, J. Vovrosh et al., Nat. Rev. Phys. **1**, 731 (2019).
7. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
8. P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolstone et al., J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 2084 (1989).
9. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 2023 (1989).
10. C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips et al., Europhys. Lett. **12**, 683 (1990).
11. D. A. Steck, URL: <http://steck.us/alkalidata> (2001).
12. M. Kasevich and S. Chu, Appl. Phys. B **6**, 321 (1992).
13. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков и др., ЖЭТФ **159**, 409 (2021).
14. N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).
15. Y. Feng, H. Xue, X. Wang et al., Appl. Phys. B **118**, 139 (2015).

ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ МАГНИТНЫХ ПОДУРОВНЕЙ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПОЛЕМ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ, В СПЕКТРАХ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И МАГНИТНОГО СКАНИРОВАНИЯ В АТОМАХ С Λ - И V -ТИПАМИ ПЕРЕХОДОВ

Э. Г. Сапрыкин^a, А. А. Черненко^{b*}

^a Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2024 г.,
после переработки 8 апреля 2024 г.
Принята к публикации 10 апреля 2024 г.

Аналитически и численно показано, что эффект магнитной когерентности (интерференции) уровней в Λ - и V -типах переходов, индуцируемый полем бегущей линейно поляризованной электромагнитной (ЭМ) волны произвольной интенсивности, может вносить значительный вклад как в населенности уровней переходов (более $\sim 50\%$ от полевого вклада), так и в спектры резонансов поглощения при частотном и магнитном сканировании. Выявлены различия в проявлении эффекта магнитной когерентности в населенностях уровней на открытых и закрытых типах переходов. Установлено, что в спектрах резонансов поглощения при магнитном сканировании вблизи нуля магнитного поля формируются узкие когерентные резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). Исследованы зависимости параметров резонансов ЭИП от характеристик атомных переходов и интенсивности ЭМ-волны. Выявлен вклад эффекта магнитной когерентности уровней переходов в форму этих резонансов.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100031

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования нелинейных спектроскопических эффектов при резонансном взаимодействии световых полей с вырожденными атомными системами ведутся уже длительное время. Интерес к ним обусловлен многообразием физических процессов, протекающих в данных системах, включая эффекты интерференции атомных состояний, приводящие к узким резонансным структурам в исследуемых спектрах (см. [1]). Отметим, что возникновение ко-

герентности атомных состояний при двухфотонных переходах впервые было наблюждено еще в опытах с некогерентными источниками излучения [2].

С созданием лазеров и развитием нелинейной лазерной спектроскопии область исследований нелинейных и когерентных явлений значительно расширилась. В настоящее время интерес к теме поддерживается благодаря развитию новых экспериментальных методик, включая и такие непростые, как исследования холодных атомов.

Впоследствии резонансы, обусловленные когерентностью атомных состояний при лазерном возбуждении, получили названия резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и электромагнитно-индуцированной абсорб-

* E-mail: chernen@isp.nsc.ru

ции (ЭИА). Возникнув в исследованиях нелинейных оптических явлений при взаимодействии лазерного излучения с газовыми средами, сфера приложения этих эффектов распространилась на многие другие системы, предполагающие практические приложения. Но и здесь необходимость получения точных аналитических решений и толкований обнаруженных явлений сохранили связь с нелинейной спектроскопией газовых сред, стимулировали работы в этой области, включая численное моделирование опытов как метод, позволяющий исследовать ситуации, не всегда достижимые на опыте. Многие из обнаруженных ранее явлений были «переоткрыты» и переименованы в работах по ЭИП и ЭИА. На это, как и на заблуждения при интерпретации ряда результатов тех времен, было обращено внимание во Введении к работе [3].

Ярким примером когерентных явлений на вырожденных переходах с основного состояния атомов являются резонансы ЭИП [4], в основе которых лежит явление когерентного пленения населенностей уровней (КПН) [5], а также резонансы противоположного знака — резонансы ЭИА, обнаруженные впервые в работе [6]. Причиной возникновения резонансов ЭИА, согласно работе [7], являлся эффект спонтанного переноса магнитной когерентности (МК)¹⁾ уровней возбужденного состояния атома в основное, закономерности проявления которого в спектроскопии насыщенного поглощения впервые были рассмотрены в работе [8]. Однако регистрируемые позднее в опытах аномалии резонансов ЭИА в [9, 10] объяснялись в рамках других процессов, таких как оптическая накачка и КПН [9], столкновения [11], причем не всегда обоснованно, но дававших сходные с экспериментом структуры резонанса. Тем не менее в работе [12] в развитие концепции [7] утверждалось, что основным механизмом образования резонансов ЭИА на любых закрытых переходах является именно спонтанный перенос МК с уровней верхнего состояния на уровни нижнего состояния.

Однако дальнейшие исследования показали, что при формировании структур нелинейных резонансов, включая резонансы ЭИА, как на простых, так и на вырожденных переходах (с моментом уровней $J = 1/2, 1, 2$) оказываются более важными иные процессы, чем спонтанный перенос МК уровней верхнего состояния. Так, в [13] показано, что в системе двух уровней узкая структура резонанса в поле двух однонаправленных волн на открытом переходе про-

является в виде резонанса ЭИП, а на закрытом переходе — в виде резонанса ЭИА. Причиной возникновения данных структур являются когерентные биения населенностей уровней перехода в поле двух частот [14, 15]. В случае переходов с моментом уровней $J = 1/2, J = 1$, согласно [16–18], узкие структуры резонансов (резонансы ЭИП) формируются в Λ -схемах перехода, при этом основной вклад вносит МК уровней нижнего состояния, а вклад спонтанного переноса МК с уровней верхнего состояния на нижнее мал и проявляется в виде добавки. Причем на переходе с $J = 1$ механизм формирования резонанса ЭИП зависит от направления поляризаций полей: при параллельных поляризациях резонанс определяется когерентными биениями населенностей уровней, как в [13], а при ортогональных поляризациях — нелинейным интерференционным эффектом (НИЭФ) [14]. Результаты [16, 17] справедливы и для переходов типа $J \rightarrow J$ и $J \rightarrow J-1$ ($J > 1$), поскольку на этих переходах спектры нелинейных резонансов формируются также в открытых Λ -схемах.

Иная ситуация на переходах типа $J \rightarrow J+1$ [17, 19], где из-за различия сил осцилляторов между магнитными подуровнями спектр нелинейного резонанса формируется в основном в V-схемах перехода, образованных подуровнями с максимальным магнитным числом M . Именно в V-схемах реализуются закрытые двухуровневые переходы, в которых вид узких структур резонанса радикальным образом зависит от степени открытости атомного перехода [13]. Эффект спонтанного переноса МК уровней на данном типе переходов не влияет на качественный вид узкой структуры резонанса. При этом действие интенсивного пробного поля может изменять тип узкого резонанса (из ЭИП в ЭИА) [17].

Отметим, что основные закономерности формирования нелинейных резонансов, включая эффекты МК уровней, получены при резонансном взаимодействии поля двух частот с вырожденными атомными переходами [16–18] и численном решении задачи, поскольку аналитические решения для переходов с моментом уровней $J > 1$ сложны и трудно анализируемы.

В связи с этим представляет интерес рассмотрение процессов формирования резонансов поглощения в поле одной волны линейной поляризации в простых Λ - и V-типах атомов с вырожденной по магнитному числу структурой уровней. В данных типах атомов при резонансном взаимодействии с полем электромагнитной (ЭМ) волны линейной поляризации значения населенностей уровней определяются вкладами некогерентного процесса насыще-

¹⁾ В некоторых работах используют термины зеемановская когерентность или низкочастотная когерентность.

ния населенностей уровней и когерентной добавки, обусловленной магнитной когерентностью уровней, индуцируемой полем волны линейной поляризации. Специфика рассматриваемых переходов позволяет получить аналитические решения задачи в квадратурах, а численные решения позволяют выделить в чистом виде вклад каждого процесса как в населенности уровней переходов, так и в форму резонансов поглощения при частотном и магнитном сканировании. Кроме того, данные результаты позволяют определить условия применимости приближений, используемых в методе пробного поля в атомах с более сложной структурой уровней.

2. ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ УРОВНЕЙ Λ - И V-ТИПОВ ПЕРЕХОДОВ ПОЛЕМ ЭМ-ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Рассмотрим задачу о резонансном взаимодействии монохроматической линейно поляризованной бегущей ЭМ-волны произвольной интенсивности с атомами, имеющими Λ - или V-типы переходов. Такие переходы возникают между уровнями состояний атомов с полными моментами $J = 0$ и $J = 1$. Предполагается, что среда атомов помещена в магнитное поле с напряженностью $\mathbf{H}$, величина которого может меняться, а ЭМ-волна распространяется по направлению магнитного поля. Будем рассматривать задачу в системе координат с осью квантования z вдоль направления вектора $\mathbf{H}$. В этой системе координат в атомах в ЭМ-поле линейной поляризации разрешены переходы между уровнями с изменением магнитного квантового числа $\Delta M = \pm 1$ и индуцируются процессы, показанные на рис. 1. При этом уровни с магнитным числом $M = 0$ состояния с моментом $J = 1$ (не изображены на рис. 1) не взаимодействуют с ЭМ-полем и не влияют на формируемые полем процессы.

При решении задачи исходим из кинетических уравнений для матрицы плотности атома в модели релаксационных констант [14, 20]. В этом случае динамика диагональных $\rho_{ii} = \rho_i$ и недиагональных ρ_{ik} элементов матрицы плотности в поле монохроматической ЭМ-волны описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \Gamma_i \rho_i = Q_i + \sum_k A_{ki} \rho_k - 2\text{Re} \left(i \sum_j V_{ij} \rho_{ji} \right), \quad (1)$$

$$\frac{d\rho_{ik}}{dt} + (\Gamma_{ik} + i\omega_{ik}) \rho_{ik} = -i[V, \rho]_{ik}. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2) оператор полной производной есть $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v\nabla$, Γ_i — ширины уровней, Γ_{ik} — полуширины линий переходов, Q_i — скорости возбуждения уровней в отсутствие ЭМ-поля, $V = -G \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) - \omega t) + \text{H.c.}$ — оператор взаимодействия атома с полем, $G = dE/2\hbar$, d — оператор обобщенного дипольного момента, E — вектор напряженности поля, ω — частота, $\mathbf{k}$ — волновой вектор волны, v — вектор скорости атома. Слагаемое $\sum_k A_{ki} \rho_k$ в уравнениях (1) определяет спонтанный распад магнитных подуровней верхнего состояния m на подуровни нижнего состояния n (скорость данного процесса A_{mn}). Решение задачи проведем для неподвижных атомов. При решении задачи важной является величина $a_0 = A_{mn}/\Gamma_m$, называемая параметром ветвления излучения с верхнего состояния. На открытых переходах параметр $a_0 < 1$, а на закрытых переходах в отсутствие столкновений $a_0 = 1$. Величина $1 - a_0$ определяет долю частиц, уходящих при распаде верхнего m состояния на прочие лежащие ниже состояния. В закрытых переходах распад верхнего состояния идет внутри уровней перехода.

Решения для недиагональных элементов матрицы плотности в поле бегущей ЭМ-волны представимы в виде $\rho_{ik} = R_{ik} \exp(-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})) + \text{H.c.}$ [14, 20]. Тогда в стационарном случае из уравнений (1), (2) в Λ - и V-схемах (рис. 1) соответственно получаем системы алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \Gamma_n \rho_k &= Q_k + A_{5k} \rho_5 + 2\text{Re}(iG_{k5} R_{5k}), \\ \Gamma_m \rho_5 &= Q_5 + 2\text{Re} \left(\sum_k iG_{5k} R_{k5} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} (\Gamma_{mn} - i\Omega_{5k}) R_{5k} &= -iG_{5k}(\rho_5 - \rho_k) + iG_{5l} r_{lk}, \\ (\Gamma_n + i\omega_{kl}) r_{kl} &= i(G_{k5} R_{5l} - G_{5l} R_{k5}), \end{aligned}$$

$k = 1, 3, l = 3, 1$ в Λ -схеме и

$$\begin{aligned} \Gamma_n \rho_2 &= Q_2 + \sum_k A_{k2} \rho_k + 2\text{Re} \left(\sum_k iG_{2k} R_{k2} \right), \\ \Gamma_m \rho_k &= Q_k + 2\text{Re}(iG_{k2} R_{2k}), \\ (\Gamma_{mn} - i\Omega_{k2}) R_{k2} &= -iG_{k2}(\rho_k - \rho_2) - i r_{kl} G_{l2}, \\ (\Gamma_m + i\omega_{kl}) r_{kl} &= i(G_{k2} R_{2l} - G_{2l} R_{k2}), \end{aligned} \quad (4)$$

$k = 4, 6, l = 6, 4$ в V-схеме. В уравнениях (3), (4) ρ_i определяют населенности уровней переходов, R_{5k} и R_{k2} — коэффициенты поляризации атома на разрешенных переходах, $\Omega_{ik} = \omega - \omega_{ik}$ — отстройки частоты ЭМ-поля от частот ω_{ik} переходов между подуровнями верхнего m и нижнего n состояний (в отсутствие расщеплений уровней $\Omega_{ik} = \Omega_0 = \omega - \omega_{mn}$,

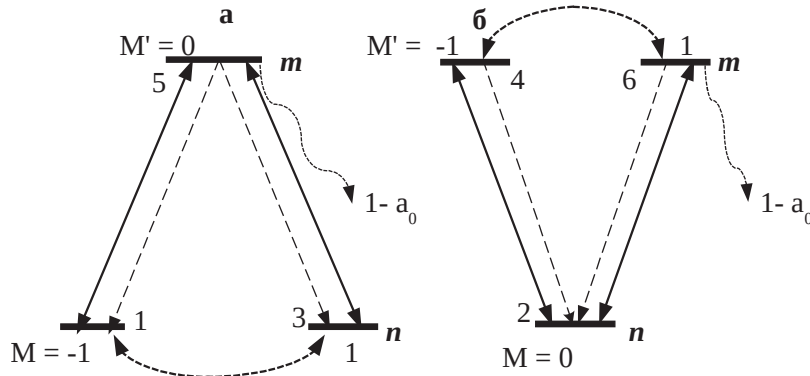


Рис. 1. Схема процессов, индуцируемых ЭМ-полем линейной поляризации в Δ-типах (а) и V-типах (б) атомов: сплошные линии — разрешенные переходы между магнитными подуровнями в ЭМ-поле; пунктирные линии — индуцированная полем когерентность магнитных подуровней; штриховые линии — спонтанный распад подуровней состояния m на подуровни состояния n и прочие лежащие ниже уровни, $1 - a_0$ — доля этого процесса

где ω_{mn} — частоты нерасщепленных переходов), r_{lk} — коэффициенты поляризации атома на запрещенных переходах, которые определяют индуцируемую ЭМ-полем когерентность (интерференцию) магнитных подуровней нижнего или верхнего состояний, ω_{kl} — частоты переходов между этими подуровнями.

Исключив из систем уравнений (3), (4) слагаемые, обусловленные коэффициентами поляризаций R_{ik} и r_{lk} , получим системы уравнений для населенностей уровней в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_n \rho_k &= Q_k + A_{5k} \rho_5 + (\rho_5 - \rho_k) \gamma_{5k} - (\rho_5 - \rho_l) \delta_{5l}, \\ \Gamma_m \rho_5 &= Q_5 - \sum_k [(\rho_5 - \rho_k) \gamma_{5k} - (\rho_5 - \rho_l) \delta_{5l}] \end{aligned} \quad (5)$$

в Δ-схеме, где

$$\begin{aligned} \gamma_{5k} &= 2|G_{5k}|^2 \text{Re} \frac{1}{\alpha_{5k}}, \\ \delta_{5l} &= 2|G_{5k}|^2 |G_{5l}|^2 \text{Re} \frac{1}{\alpha_{5k}(\Gamma_n + i\omega_{lk})\Gamma_{l5}}, \\ \alpha_{5k} &= \Gamma_{mn} - i\Omega_{5k} + \frac{|G_{5l}|^2}{\Gamma_n + i\omega_{lk}} \left(1 - \frac{|G_{5k}|^2}{(\Gamma_n + i\omega_{lk})\Gamma_{l5}} \right), \\ \Gamma_{5k} &= \Gamma_{mn} - i\Omega_{5k} + \frac{|G_{5l}|^2}{\Gamma_n + i\omega_{lk}}, \end{aligned} \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} \Gamma_n \rho_2 &= Q_2 + \sum_k [A_{k2} \rho_k + (\rho_k - \rho_2) \gamma_{k2} - (\rho_l - \rho_2) \delta_{l2}], \\ \Gamma_m \rho_k &= Q_k - [(\rho_k - \rho_2) \gamma_{k2} - (\rho_l - \rho_2) \delta_{l2}] \end{aligned} \quad (7)$$

в V-схеме, где

$$\begin{aligned} \gamma_{k2} &= 2|G_{k2}|^2 \text{Re} \frac{1}{\alpha_{k2}}, \\ \delta_{l2} &= 2|G_{k2}|^2 |G_{l2}|^2 \text{Re} \frac{1}{\alpha_{k2}(\Gamma_m + i\omega_{kl})\Gamma_{2l}}, \\ \alpha_{k2} &= \Gamma_{mn} - i\Omega_{k2} + \frac{|G_{l2}|^2}{\Gamma_m + i\omega_{kl}} \left(1 - \frac{|G_{k2}|^2}{(\Gamma_m + i\omega_{kl})\Gamma_{2l}} \right), \\ \Gamma_{k2} &= \Gamma_{mn} - i\Omega_{k2} + \frac{|G_{l2}|^2}{\Gamma_m + i\omega_{kl}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Значения индексов в Δ- и V-схемах указаны выше.

Аналитические решения систем уравнений (5), (7) в общем виде сложны для анализа. Поэтому при их решениях используются или численные методы, или приближения, которые позволяют проводить аналитический анализ в ограниченной области значений параметров атомной системы и интенсивности ЭМ-поля.

2.1. Аналитические решения систем уравнений (5), (7) с учетом эффекта МК уровней

При решении уравнений (5), (7), как и в системе двух уровней [13, 14], полагаем населенности уровней в виде: $\rho_i = N_i + r_i$, где N_i — населенности уровней в отсутствие ЭМ-поля, а r_i — добавки в населенности, обусловленные действием этого поля. Тогда величины N_i и r_i будут определяться решениями следующих систем уравнений:

$$\begin{aligned} \Gamma_n N_k &= Q_k + A_{5k} N_5, \quad k = 1, 3, \\ \Gamma_m N_5 &= Q_5, \end{aligned} \quad (9)$$

$$(\Gamma_n + \gamma_{5i})r_i - \delta_{5k}r_k - (A_{5i} + \gamma_{5i} - \delta_{5k})r_5 = \\ = \gamma_{5i}\Delta N_{5i} - \delta_{5k}\Delta N_{5k}, \quad i = 1, 3, \quad k = 3, 1, \quad (10)$$

$$[\Gamma_m + \sum_{i=1,3} (\gamma_{5i} - \delta_{5i})]r_5 - \sum_{i=1,3} (\gamma_{5i} - \delta_{5i})r_i = \\ = - \sum_{i=1,3} (\gamma_{5i} - \delta_{5i})\Delta N_{5i}$$

в Λ -схеме и

$$\Gamma_n N_2 = Q_2 + \sum_{k=4,6} A_{k2} N_k, \\ \Gamma_m N_k = Q_k, \quad k = 4, 6, \quad (11)$$

$$[\Gamma_n + \sum_{k=4,6} (\gamma_{k2} - \delta_{k2})]r_2 - \sum_{k=4,6} (A_{k2} + \gamma_{k2} - \delta_{k2})r_k = \\ = \sum_{k=4,6} (\gamma_{k2} - \delta_{k2})\Delta N_{k2}, \quad (12)$$

$$(\Gamma_m + \gamma_{i2})r_i - \delta_{k2}r_k - (\gamma_{i2} - \delta_{k2})r_2 = \\ = -(\gamma_{i2}\Delta N_{i2} - \delta_{k2}\Delta N_{k2}), \quad i = 4, 6, \quad k = 6, 4$$

в V-схеме. Здесь $\Delta N_{ik} = N_i - N_k$ — разности населенностей верхних и нижних уровней в отсутствие ЭМ-поля. Далее полагаем эти разности населенностей одинаковыми: $\Delta N_{ik} = \Delta N$. Аналитические решения систем (10), (12) в общем виде выражаются через отношения полиномов третьей степени, они приведены в Приложении А. Решения этих систем упрощаются в отсутствие расщепления уровней и при равенстве вероятностей распада уровней и параметров взаимодействия по каждому каналу: при $\Omega_{51} = \Omega_{53} = \Omega_0$, $|G_{51}|^2 = |G_{53}|^2 = |G_\Lambda|^2$, $A_{51} = A_{53} = A_{5k}$ в Λ -схеме и $\Omega_{42} = \Omega_{62} = \Omega_0$, $A_{42} = A_{62} = A_{k2}$, $|G_{42}|^2 = |G_{62}|^2 = |G_V|^2$ в V-схеме. В этом случае выражения для добавок к населенностям уровней и их разностей из Приложения А будут следующими:

$$r_5^0 = -\Delta N \frac{2\Gamma_n(\gamma_\Lambda - \delta_\Lambda)}{D_\Lambda^0}, \\ r_k^0 = \Delta N \frac{(\Gamma_m - 2A_{5k})(\gamma_\Lambda - \delta_\Lambda)}{D_\Lambda^0}, \\ D_\Lambda^0 = \Gamma_n \Gamma_m \left[1 + \frac{(\Gamma_m - 2A_{5k} + 2\Gamma_n)(\gamma_\Lambda - \delta_\Lambda)}{\Gamma_n \Gamma_m} \right], \\ \rho_5^0 - \rho_k^0 = \Delta N \left[1 - \frac{(\Gamma_m - 2A_{5k} + 2\Gamma_n)(\gamma_\Lambda - \delta_\Lambda)}{D_\Lambda^0} \right], \\ k = 1, 3 \quad (13)$$

в Λ -схеме и

$$r_2^0 = \Delta N \frac{2(\Gamma_m - A_{k2})(\gamma_V - \delta_V)}{D_V^0}, \\ r_k^0 = -\Delta N \frac{\Gamma_n(\gamma_V - \delta_V)}{D_V^0}, \\ D_V^0 = \Gamma_n \Gamma_m \left[1 + \frac{(2\Gamma_m - 2A_{k2} + \Gamma_n)(\gamma_V - \delta_V)}{\Gamma_n \Gamma_m} \right], \\ \rho_k^0 - \rho_2^0 = \Delta N \left[1 - \frac{(2\Gamma_m - 2A_{k2} + \Gamma_n)(\gamma_V - \delta_V)}{D_V^0} \right], \\ k = 4, 6 \quad (14)$$

в V-схеме. Здесь величины γ_Λ , δ_Λ и γ_V , δ_V определяются выражениями (7), (8), в которых значения расщеплений для нижних и верхних уровней нужно принять равными нулю.

Из выражений (13), (14) следует, что при радиационном распаде уровней на закрытых переходах (при $\Gamma_m = 2A_{5k} = A_{mn}$ в Λ -схеме или $\Gamma_m = A_{k2} = A_{mn}$ в V-схеме) добавки к населенностям нижних уровней, как и в закрытой двухуровневой системе [13, 17], равны нулю, а изменения населенностей при действии ЭМ-поля происходят только на верхних уровнях переходов.

2.2. Аналитические решения систем уравнений (5), (7) без учета эффекта МК уровней

В приближении без учета вклада МК уровней в их населенность (такое приближение используется при исследовании спектров нелинейных резонансов на вырожденных переходах атомов [3, 14, 20]) значения коэффициентов в уравнениях (10), (12) из (6), (8) следующие:

$$\alpha_{5k}^0 = \Gamma_{mn} - i\Omega_{5k}, \\ \gamma_{5k}^0 = 2|G_{5k}|^2 \text{Re} \frac{1}{\alpha_{5k}^0} = \frac{2|G_{5k}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{5k}^2}, \\ \delta_{5l}^0 = 0, \quad k, l = 1, 3$$

в Λ -схеме и

$$\alpha_{k2}^0 = \Gamma_{mn} - i\Omega_{k2}, \\ \gamma_{k2}^0 = 2|G_{k2}|^2 \text{Re} \frac{1}{\alpha_{k2}^0} = \frac{2|G_{k2}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{k2}^2}, \\ \delta_{k2}^0 = 0, \quad k = 4, 6$$

в V-схеме. Тогда в этом приближении системы уравнений (10), (12) приобретают вид

$$\begin{aligned} (\Gamma_n + \gamma_{5k}^0)r_k - (A_{5k} + \gamma_{5k}^0)r_5 &= \gamma_{5k}^0 \Delta N_{5k}, \\ (\Gamma_m + \sum_k \gamma_{5k}^0)r_5 - \sum_k \gamma_{5k}^0 r_k &= -\sum_k \gamma_{5k}^0 \Delta N_{5k}, \quad (15) \\ k &= 1, 3 \end{aligned}$$

в Λ -схеме и

$$\begin{aligned} (\Gamma_n + \sum_k \gamma_{k2}^0 \gamma_{k2}^0)r_2 - \sum_k (A_{k2} + \gamma_{k2}^0)r_k &= \\ = \sum_k \gamma_{k2}^0 \Delta N_{k2}, \quad (16) \\ (\Gamma_m + \gamma_{k2}^0)r_k - \gamma_{k2}^0 r_2 &= -\gamma_{k2}^0 \Delta N_{k2}, \\ k &= 4, 6 \end{aligned}$$

в V-схеме.

Аналитические решения систем (15), (16) выражаются через отношения полиномов третьей степени, они приведены в Приложении В. Решения уравнений (15), (16) также упрощаются в отсутствие расщепления уровней и при равенстве вероятностей спонтанного распада уровней и параметров взаимодействия по каждому каналу. В этом случае выражения для добавок и разностей населенностей уровней из Приложения В будут иметь вид

$$\begin{aligned} r_k^0 &= \frac{\Delta N (\Gamma_m - 2A_{5k})}{\Gamma_m} \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_5^0 &= -\frac{\Delta N \Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{2\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2}, \quad (17) \\ \rho_5^0 - \rho_k^0 &= \Delta N \left[1 - \frac{\Gamma_m - 2A_{5k} + 2\Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2} \right], \\ k &= 1, 3, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_s^2 &= \Gamma_{mn}^2 (1 + \kappa_\Lambda), \\ \Gamma_{s1}^2 &= \Gamma_{mn}^2 \left[1 + \kappa_\Lambda \left(1 + 2 \frac{\Gamma_n - A_{5k}}{\Gamma_m} \right) \right], \\ \kappa_\Lambda &= 2|G_{5k}|^2 / (\Gamma_{mn} \Gamma_n), \end{aligned}$$

в Λ -схеме и

$$\begin{aligned} r_2^0 &= \Delta N \frac{\beta \kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2}, \\ r_k^0 &= -\Delta N \kappa_V \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \left[1 - \frac{\beta \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2} \right], \quad (18) \\ \rho_k^0 - \rho_2^0 &= \Delta N \left\{ 1 - \frac{\kappa_V (1 + \beta) \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \left[1 - \frac{\kappa_V \beta \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$k = 4, 6,$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_s^2 &= \Gamma_{mn}^2 (1 + \kappa_V), \\ \Gamma_{s1}^2 &= \Gamma_{mn}^2 [1 + \kappa_V (1 + \beta)], \\ \beta &= 2(\Gamma_m - A_{k2}) / \Gamma_n, \\ \kappa_V &= \frac{2|G_{k2}|^2}{\Gamma_m \Gamma_{mn}}, \end{aligned}$$

в V-схеме. Отсюда в отсутствие столкновений на закрытых переходах в Λ -схеме имеем

$$\begin{aligned} \Gamma_m &= 2A_{5k}, \quad r_k^0 = 0, \\ r_5^0 &= -\frac{\Delta N \Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{2\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 (1 + 2\kappa_\Lambda \Gamma_n / \Gamma_m) + \Omega_0^2}, \\ \rho_5^0 - \rho_k^0 &= \Delta N \left[1 - \frac{2\Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 (1 + 2\kappa_\Lambda \Gamma_n / \Gamma_m) + \Omega_0^2} \right], \\ k &= 1, 3; \end{aligned}$$

а в случае V-схемы —

$$\begin{aligned} \Gamma_m &= A_{k2}, \quad \beta = 0, \quad r_2^0 = 0, \\ r_k^0 &= -\Delta N \kappa_V \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 (1 + \kappa_V) + \Omega_0^2}, \\ \rho_k^0 - \rho_2^0 &= \Delta N \left[1 - \frac{\kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 (1 + \kappa_V) + \Omega_0^2} \right], \\ k &= 4, 6. \end{aligned}$$

Таким образом, в данном приближении, как и при точном решении, действие ЭМ-поля в закрытых Λ - и V-переходах в отсутствие столкновений не меняет населенности нижних уровней, как и в работах [13, 17, 21], а добавки в населенности верхних уровней и разности их населенностей растут с ростом параметров насыщения $\kappa_{\Lambda, V}$ (интенсивности) поля по линейному закону при малых значениях параметров $\kappa_{\Lambda, V} \ll 1$ и достигают насыщенного значения при больших значениях $\kappa_{\Lambda, V} \gg 1$.

2.3. Результаты численных расчетов вклада эффекта МК в населенности уровней на Λ - и V-типах переходов

Исследования вкладов эффекта МК уровней, индуцируемого полем ЭМ-волны линейной поляризации, в эффект насыщения населенностей уровней в Λ - и V-типах переходов проводились на основе численных решений систем уравнений (10)–(14) и их приближенных аналитических решений (17), (18) при вариации параметров насыщения ЭМ-поля в диапазоне значений $\kappa_V = 0.01$ –5, соотношений

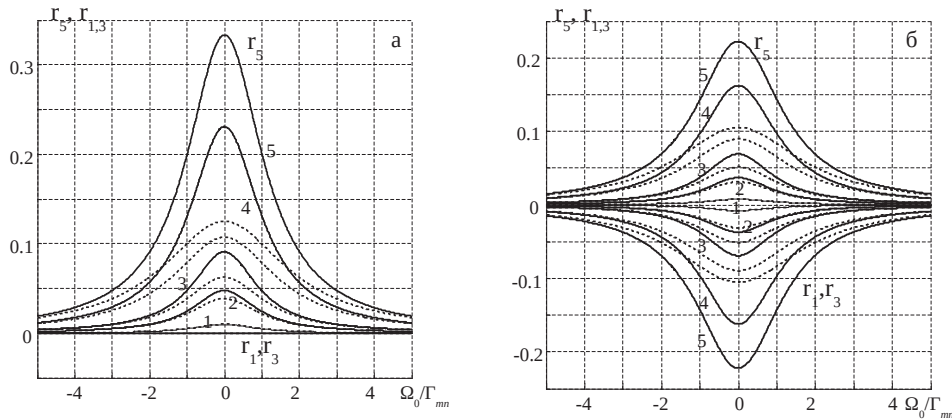


Рис. 2. Формы добавок в населенности уровней в Λ -схеме на закрытом (а) и открытом (б, $a_0 = 0.8$) переходах: $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\kappa_\Lambda = 0.01$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.3 (4), 0.9 (5). Пунктирные линии — полное решение, сплошные — решение без вклада МК уровней

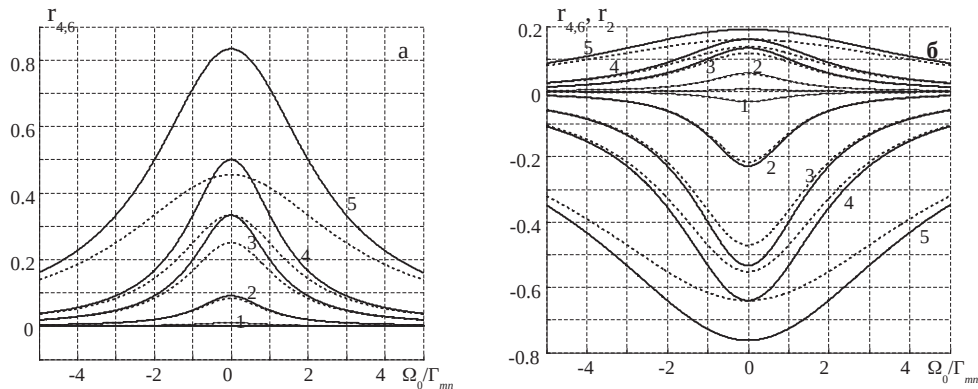


Рис. 3. Формы добавок в населенности уровней в V-схеме на закрытом (а) и открытом (б, $a_0 = 0.8$) переходах: $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\kappa_V = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.9 (3), 1 (4), 5 (5). Пунктирные линии — полное решение, сплошные — решение без вклада МК уровней

констант релаксации уровней $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.01$ – 0.1 и величины расщепления уровней магнитным полем $\Delta_H/\Gamma_n = 0$ – 50 на закрытом и открытых ($a_0 = 0.8$ – 0.9) типах переходов. Ряд результатов этих расчетов представлен на рис. 2–5 при отношении констант релаксации $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$. На рисунках пунктирными линиями показаны результаты численных решений уравнений (10)–(14) с учетом вклада эффекта МК уровней, а сплошными линиями — решения уравнений (17), (18) без вклада данного эффекта.

Анализ результатов как аналитических, так и численных расчетов показал качественную схожесть проявления эффекта насыщения населенностей уровней, включая и проявление эффекта МК уровней, при действии ЭМ-поля на рассматри-

ваемых переходах, а обнаруженные различия носят лишь количественный характер. Прежде всего отметим одинаковый характер изменений (добавок) населенностей уровней от степени открытости (значения параметра a_0) атомного перехода. На закрытых переходах в Λ - и V-схемах в отсутствие расщепления уровней действие ЭМ-поля не влияет на населенности нижних уровней (рис. 2 а, 4 а), а населенности верхних уровней растут с ростом интенсивности параметров $\kappa_{\Lambda, V}$ ЭМ-поля (кривые 1–5). Из вида зависимостей следует, что вклад МК уровней уменьшает величину населенностей верхних уровней (пунктирные линии лежат ниже сплошных). Причем в Λ -схеме эффект МК проявляется в населенности верхнего уровня при значениях параметра насыщения $\kappa_\Lambda \geq 0.01$, а в V-схеме — при

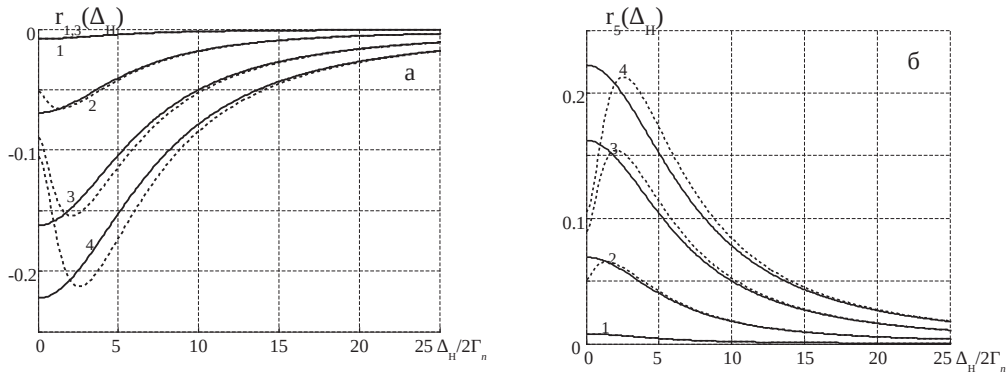


Рис. 4. Зависимости добавок в населенности нижних (а) и верхнего (б) уровней в Λ -схеме от величины расщепления уровней Δ_H при $\Omega_0 = 0$, $a_0 = 0.8$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\kappa_\Lambda = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.3 (3), 0.9 (4). Пунктирные линии — полное решение, сплошные — решение без вклада МК уровней

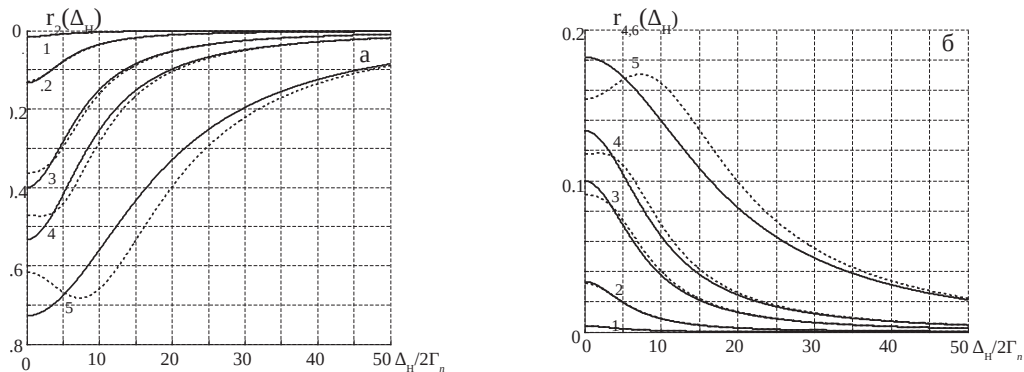


Рис. 5. Зависимости добавок в населенности нижнего (а) и верхних (б) уровней в V-схеме от величины расщепления уровней Δ_H при $\Omega_0 = 0$, $a_0 = 0.8$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\kappa_V = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.9 (3), 1.0 (4), 5 (5). Пунктирные линии — полное решение, сплошные — решение без вклада МК уровней

значениях $\kappa_V \geq 0.1$. Величины вкладов МК растут с ростом значений параметров насыщения и их доля в формируемой полем населенности уровней может быть определяющей. Так, в Λ -схеме при значениях параметра $\kappa_\Lambda = 0.3$ –0.9 (рис. 2 а, кривые 4, 5) добавки в населенность верхнего уровня в центре линии за счет эффекта МК составляют более 50% от насыщенной полем населенности уровней без учета эффекта МК. В случае V-схемы (рис. 3 а, кривые 4, 5) максимум вклада добавки реализуется при параметрах $\kappa_V = 1$ –5 и достигает $\sim (30$ –50)% от величины населенностей уровней без вклада эффекта МК. При этом вклад эффекта МК уменьшает абсолютные значения населенностей верхних уровней.

Как отмечено выше, отсутствие влияния ЭМ-поля на населенности нижних уровней в закрытых Λ - и V-типах переходов обнаружено также в рабо-

тах [13,17,21] и является общим свойством закрытых переходов.

В случае *открытых* Λ - и V-типов переходов действие ЭМ-поля влияет на населенности всех уровней переходов: с ростом интенсивности поля (параметров $\kappa_{\Lambda,V}$) населенности верхних уровней растут, а населенности нижних уровней уменьшаются (рис. 2 б, 3 б). При этом вклады МК уровней, согласно приведенным данным, уменьшают величины добавок в населенности как нижних, так и верхних уровней, увеличивая тем самым населенности нижних и уменьшая эти значения на верхних уровнях обоих типов переходов. Причем на открытых переходах эффект МК проявляется в населенностях уровней при больших интенсивностях (значениях параметров $\kappa_{\Lambda,V}$ ЭМ-поля), чем в случае закрытых переходов. При этом при одинаковых значениях параметров $\kappa_{\Lambda,V}$ величины вкладов МК в населенности уровней оказываются меньше, чем на закрытых

переходах. Так, на переходах с параметром ветвления $a_0 = 0.8$ в Λ -схеме эффект МК проявляется в населенностях уровней при значениях $\kappa_\Lambda \geq 0.05$, а в V -схеме — при $\kappa_V > 0.1$. При этом в Λ -схеме максимум вклада МК в населенности всех уровней составляет $\sim 50\%$ (рис. 2 б, кривые 4, 5, $\kappa_\Lambda = 0.3-0.9$), а в V -схеме (рис. 3 б, кривые 5, $\kappa_V = 5$) эта величина $\leq 18\%$ (для нижнего уровня) и менее 15% (для верхних уровней) от значений населенностей уровней без учета эффекта МК. Отметим, что вклад МК уменьшает разности населенностей уровней переходов и увеличивает тем самым коэффициент поглощения ЭМ-волны.

Влияние расщепления уровней (магнитным полем) на величину добавок в населенности уровней в Λ - и V -схемах при действии ЭМ-поля линейной поляризации показано на рис. 4 и 5 для центра линии (при $\Omega_0 = 0$) открытого перехода ($a_0 = 0.8$) при разных значениях параметров $\kappa_{\Lambda, V}$ ЭМ-поля. На закрытых переходах поведение добавок в населенности верхних уровней в зависимости от величины расщепления уровней практически совпадает с поведением добавок для верхних уровней открытых переходов с $a_0 = 0.8$.

Из рис. 4 и 5 следует, что зависимости добавок в населенности уровней, в том числе и за счет эффекта МК, от величины расщепления уровней в Λ - и V -схемах имеют схожий вид, отличия лишь количественные в величине добавок, диапазонах расщеплений уровней и интенсивностей (параметров насыщения) ЭМ-поля, при которых проявляется эффект МК. Так, в Λ -схеме влияние МК на населенности расщепленных уровней обнаруживается при значениях параметра $\kappa_\Lambda > 0.01$ (рис. 4, кривые 2–4), а в V -схеме — при значениях $\kappa_V \geq 0.9$ (рис. 5, кривые 2–4). При малых расщеплениях уровней $\Delta_H < (2-5)\Gamma_n$ в Λ -схеме и $\Delta_H < (7-10)\Gamma_n$ в V -схеме вклад эффекта МК приводит к уменьшению добавок в населенности всех уровней рассматриваемых переходов. При расщеплениях уровней $\Delta_H > (2-5)\Gamma_n$ в Λ -схеме и $\Delta_H > (7-10)\Gamma_n$ в V -схеме добавки эффекта МК меняют знак, что приводит к небольшому росту населенностей верхних уровней (пунктирные линии выше сплошных) и к уменьшению населенностей нижних уровней (здесь пунктирные линии ниже). Критические значения расщеплений, при которых добавки меняют знак, зависят от значений параметров насыщения и меняются (растут) в указанных диапазонах с ростом значений параметров κ_Λ и κ_V .

В случае Λ -схемы величина вклада МК максимальна при малых расщеплениях уровней $\Delta_H \sim 0$ (рис. 4, кривые 4) и составляет более 50% (как и

на рис. 2 б) относительно населенности уровней без учета вклада эффекта, а при расщеплениях уровней $\Delta_H \sim (7-10)\Gamma_n$ максимум вклада МК меньше и составляет $\sim 20\%$ от указанной выше величины.

В случае V -схемы (рис. 5) при малых расщеплениях уровней добавки МК в населенности уровней значительно меньше, чем в Λ -схеме, и при параметре $\kappa_V = 5$ (кривые 5) составляют $\leq 18\%$ для нижнего уровня и менее 15% для верхних уровней, а при больших расщеплениях $\Delta_H \approx (2-3)\Gamma_m$ максимумы вкладов МК достигают значений $\sim (15-20)\%$ относительно добавок без учета эффекта МК. При этом подчеркнем, что на всех типах переходов вклады МК в области малых расщеплений уровней приводят к уменьшению населенностей верхних уровней и к росту населенностей нижних уровней, а в области больших расщеплений — к росту населенностей верхних уровней и уменьшению населенностей нижних уровней.

3. ЭФФЕКТ МК УРОВНЕЙ В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭМ-ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В Λ - И V -ТИПАХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ ЧАСТОТНОМ И МАГНИТНОМ СКАНИРОВАНИИ

3.1. Формы линии поглощения ЭМ-волны линейной поляризации в Λ - и V -типах переходов при частотном и магнитном сканировании

Формы линий поглощения ЭМ-волны линейной поляризации при частотном или магнитном сканировании определяются через работу ЭМ-поля следующим выражением [14]:

$$\frac{\alpha_s(\Omega)}{\alpha_0} = -\Gamma_{mn} \left\langle \operatorname{Re} \left(i \sum_{i,k} R_{ik} G_{ki} / |G|^2 \right) \right\rangle, \quad (19)$$

где $\alpha_0 = 4\pi\omega_{mn}d^2/c\hbar\Gamma_{mn}$ — сечение резонансного поглощения, а величины R_{ik} определяются решениями систем уравнений (3)–(7) в соответствующих приближениях. При точном решении этих уравнений (с учетом вклада МК в населенности уровней) аналитические выражения для форм линий поглощения (19), как и выражения для населенностей уровней (Приложение А), сложны и трудно анализируемы. В этом случае формы линий определялись на основе выражения (19) и численных решений систем уравнений (3)–(7) при вариации параметров атомных переходов и интенсивности (параметров насыщения) ЭМ-поля.

В приближении без учета вклада МК в населенности уровней аналитические выражения для форм линий поглощения в Λ - и V -типах переходов представимы в виде

$$\frac{\alpha_{s\Lambda}^1(\Omega)}{\alpha_0} = -\Gamma_m \text{Re} \sum_{k,l} \left(\frac{1}{\Gamma_{mn} - i\Omega_{5k} + \frac{|G_{5l}|^2}{\Gamma_n + i\omega_{lk}}} [(\rho_5^0 - \rho_k^0) - \frac{(\rho_5^0 - \rho_l^0)|G_{5l}|^2}{(\Gamma_n + i\omega_{lk})(\Gamma_{mn} + i\Omega_{5l})}] \right), \quad (20)$$

$$\frac{\alpha_{sV}^1(\Omega)}{\alpha_0} = -\Gamma_m \text{Re} \sum_{k,l} \left(\frac{1}{\Gamma_{mn} - i\Omega_{k2} + \frac{|G_{l2}|^2}{\Gamma_m + i\omega_{kl}}} [(\rho_k^0 - \rho_2^0) - \frac{(\rho_l^0 - \rho_2^0)|G_{l2}|^2}{(\Gamma_m + i\omega_{kl})(\Gamma_{mn} + i\Omega_{l2})}] \right), \quad (21)$$

где разности населенностей уровней определяются выражениями (B.1), (B.2) Приложения В. Выражения (20), (21), как и выражения для разностей населенностей, принимают простой вид при равенстве параметров взаимодействия и вероятностей спонтанного распада по каждому каналу перехода: при $|G_{51}|^2 = |G_{53}|^2 = |G_{\Lambda}|^2$, $A_{51} = A_{53}$ (в Λ -схеме) и $|G_{42}|^2 = |G_{62}|^2 = |G_V|^2$, $A_{42} = A_{62}$ (в V-схеме). Далее будем рассматривать переходы с такими параметрами.

При частотном сканировании в отсутствие расщепления уровней ($\omega_{kl} = 0$) отстройки частот $\Omega_{ik} = \Omega_0$, и формы линий поглощения из (20), (21) будут следующими:

$$\frac{\alpha_{s\Lambda}^1(\Omega_0)}{\alpha_0} = -2\Gamma_m \Delta N \left[1 - \frac{\Gamma_m - 2A_{51} + 2\Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{\kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2} \right] \times \text{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_{mn}(1 + 0.5\kappa_{\Lambda}) - i\Omega_0} \left[1 - \frac{0.5\kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn} + i\Omega_0} \right] \right\}, \quad (22)$$

где

$$\Gamma_{s1}^2 = \Gamma_{mn}^2 \left[1 + \kappa_{\Lambda} \left(1 + 2 \frac{\Gamma_n - A_{51}}{\Gamma_m} \right) \right],$$

$$\kappa_{\Lambda} = \frac{2|G_{5k}|^2}{\Gamma_n \Gamma_{mn}},$$

в Λ -схеме и

$$\frac{\alpha_{sV}^1(\Omega_0)}{\alpha_0} = -2\Gamma_m \Delta N \left[1 - \frac{\kappa_V(1 + \beta)\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Omega_0^2} \left(1 - \frac{\kappa_V \beta \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Omega_0^2} \right) \right] \times \text{Re} \left\{ \frac{1}{\Gamma_{mn}(1 + 0.5\kappa_V) - i\Omega_0} \left[1 - \frac{0.5\kappa_V \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn} + i\Omega_0} \right] \right\}, \quad (23)$$

где

$$\Gamma_s^2 = \Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V),$$

$$\Gamma_{s1}^2 = \Gamma_{mn}^2[1 + \kappa_V(1 + \beta)],$$

$$\beta = 2 \frac{\Gamma_m - A_{k2}}{\Gamma_n}, \quad \kappa_V = \frac{2|G_{k2}|^2}{\Gamma_m \Gamma_{mn}},$$

в V-схеме.

Отсюда на закрытых переходах формы линий поглощения представимы как

$$\frac{\alpha_{s\Lambda}^1(\Omega_0)}{\alpha_0} \approx -2\Gamma_m \Delta N \frac{\Gamma_{mn}(1 + 0.5\kappa_{\Lambda})}{\Gamma_{mn}^2(1 + 0.5\kappa_{\Lambda})^2 + \Omega_0^2} \times \left[1 - \frac{0.5\kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2} \right] \times \left[1 - \frac{2\Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{\kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1 + 2\kappa_{\Lambda} \Gamma_n / \Gamma_m) + \Omega_0^2} \right] \quad (24)$$

в Λ -схеме и

$$\frac{\alpha_{sV}^1(\Omega_0)}{\alpha_0} \approx -2\Gamma_m \Delta N \frac{\Gamma_{mn}(1 + 0.5\kappa_V)}{\Gamma_{mn}^2(1 + 0.5\kappa_V)^2 + \Omega_0^2} \times \left[1 - \frac{0.5\kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_0^2} \right] \left[1 - \frac{\kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V) + \Omega_0^2} \right] \quad (25)$$

в V-схеме.

При магнитном сканировании в центре линии нерасщепленного перехода (при $\Omega_0 = 0$) отстройки частот Ω_{ik} в выражениях (20), (21) определяются расщеплением ω_{kl} нижних или верхних уровней как $\Omega_{ik} = \pm \Delta_H / 2$ ($\Delta_H = |\omega_{kl}|$). В этом случае формы линий поглощения представимы в виде

$$\frac{\alpha_{s\Lambda}^1(\Delta_H)}{\alpha_0} = -\Delta N \frac{2\Gamma_m \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2 / 4} \left[1 - \frac{\kappa_{\Lambda} \Gamma_n^2 \Gamma_{mn}^2}{(\Gamma_n^2 + \Delta_H^2)(\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2 / 4)} \right] \times \left[1 - \frac{\Gamma_m - 2A_{51} + 2\Gamma_n}{\Gamma_m} \frac{\kappa_{\Lambda} \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Delta_H^2 / 4} \right], \quad (26)$$

где

$$\Gamma_{s1}^2 = \Gamma_{mn}^2 \left[1 + \kappa_{\Lambda} \left(1 + 2 \frac{\Gamma_n - A_{51}}{\Gamma_m} \right) \right],$$

в Λ -схеме и

$$\frac{\alpha_{sV}^1(\Delta_H)}{\alpha_0} = -\Delta N \frac{2\Gamma_m \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2 / 4} \left[1 - \frac{\kappa_V \Gamma_m^2 \Gamma_{mn}^2}{(\Gamma_m^2 + \Delta_H^2)(\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2 / 4)} \right] \times \left[1 - \frac{(1 + \beta)\kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_s^2 + \Delta_H^2 / 4} \left(1 - \frac{\beta \kappa_V \Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{s1}^2 + \Delta_H^2 / 4} \right) \right], \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned}\Gamma_s^2 &= \Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V), \\ \Gamma_{s1}^2 &= \Gamma_{mn}^2[1 + \kappa_V(1 + \beta)], \\ \beta &= 2 \frac{\Gamma_m - A_{k2}}{\Gamma_n},\end{aligned}$$

в V-схеме.

Отсюда закрытых переходах формы линий поглощения при магнитном сканировании в Λ - и V-схемах определяются соответственно как

$$\frac{\alpha_{s\Lambda 0}^1(\Delta_H)}{\alpha_0} = -\Delta N \frac{2\Gamma_m \Gamma_{mn}}{\Gamma_{s\Lambda}^2 + \Delta_H^2/4} \left[1 - \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_n^2 \Gamma_{mn}^2}{(\Gamma_n^2 + \Delta_H^2)(\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2/4)} \right], \quad (28)$$

$$\Gamma_{s\Lambda}^2 = \Gamma_{mn}^2 \left(1 + 2\kappa_\Lambda \frac{\Gamma_n}{\Gamma_m} \right),$$

$$\frac{\alpha_{sV 0}^1(\Delta_H)}{\alpha_0} = -\Delta N \frac{2\Gamma_m \Gamma_{mn}}{\Gamma_{sV}^2 + \Delta_H^2/4} \left[1 - \frac{\kappa_V \Gamma_m^2 \Gamma_{mn}^2}{(\Gamma_m^2 + \Delta_H^2)(\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2/4)} \right], \quad (29)$$

$$\Gamma_{sV}^2 = \Gamma_{mn}^2(1 + \kappa_V).$$

Из выражений (28), (29) следует, что формы линий поглощения при магнитном сканировании в Λ - и V-типах переходов в приближении без учета эффекта МК проявляются в виде пиков лоренцевой формы, ширины и амплитуды которых зависят от интенсивности (параметров насыщения) ЭМ-поля. При параметрах насыщения $\kappa_{\Lambda,V} \ll 1$ с ростом их значений ширины пиков растут по коренному закону, а амплитуды пиков уменьшаются по линейному. При этом вблизи центра пиков формируются провалы: в Λ -схеме — с полушириной нижнего уровня Γ_n , а в V-схеме — с полушириной верхнего уровня Γ_m . Поэтому при соотношении $\Gamma_n \ll \Gamma_m$ ширина провала в Λ -схеме значительно меньше, а его контраст значительно больше, и проявляется он при меньших параметрах насыщения (интенсивностях) ЭМ-поля, чем в V-схеме.

Отметим, что физической причиной образования провалов с полушириной нижнего или верхнего уровня в форме линии магнитного сканирования является поляризация, индуцируемая полем линейной поляризации на запрещенных переходах между уровнями нижнего или верхнего состояния рассматриваемого атома, и эти провалы носят когерентный характер.

3.2. Результаты численных исследований вклада эффекта МК уровней в форму линии поглощения волны линейной поляризации при частотном и магнитном сканировании на Λ - и V-типах переходов

Исследования вкладов МК уровней, индуцируемой ЭМ-полем линейной поляризации в Λ - и V-типах переходов, в спектры поглощения этой волны при частотном и магнитном сканировании проводились, как сказано выше, на основе выражения (19) и численных решений уравнений (3)–(7), или их приближенных решений (22)–(29) при вариации параметров насыщения ЭМ-поля в диапазоне значений $\kappa_{\Lambda,V} = 0.01$ –5, отношений констант релаксации $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$ –0.01 и величины расщепления уровней $\Delta_H/\Gamma_n = 0$ –50 на закрытом и открытых ($a_0 = 0.8$ –0.9) типах переходов. Анализ результатов исследований показал, что характер вкладов МК уровней в формы линий поглощения как при частотном, так и при магнитном сканировании в Λ - и V-схемах качественно одинаков на открытых и закрытых переходах, имеются лишь небольшие количественные отличия. Поэтому далее на рисунках приведены результаты для *закрытых* переходов при соотношении констант $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$. Пунктирные линии на рисунках отвечают численным решениям с учетом эффекта МК уровней, а сплошные линии — решениям без вклада данного эффекта.

Формы линий поглощения при частотном сканировании показаны на рис. 6. При малых интенсивностях ЭМ-поля (параметрах $\kappa_{\Lambda,V} < 0.01$) линии поглощения проявляются вблизи частоты атомного перехода в виде пика лоренцевой формы с полушириной перехода Γ_{mn} (кривые 1). С ростом интенсивности ЭМ-поля (при значениях $\kappa_{\Lambda,V} > 0.01$) происходит уменьшение коэффициентов поглощения (кривые 2, 3) вследствие уменьшения разности населенностей уровней (эффект насыщения населенностей) и увеличения спектральной ширины линии. Причем при значениях параметров насыщения $\kappa_\Lambda \leq 0.05$ в Λ -схеме и $\kappa_V \leq 0.1$ в V-схеме формы линий описываются выражениями (24) и (25) соответственно, полученными без учета эффекта МК уровней. В этом случае амплитуды резонансов поглощения уменьшаются по линейному закону $\sim \beta \kappa_{\Lambda,V}$, где $\beta \approx 1$ (в Λ -схеме) и $\beta \approx 2$ (в V-схеме), а ширины резонансов подчиняются корневой ($\sim \sqrt{1 + \kappa_{\Lambda,V}}$) зависимости, как в системе двух уровней [14]. При значениях параметров насыщения $\kappa_\Lambda > 0.05$ (в Λ -схеме) и $\kappa_V > 0.1$ (в V-схеме) наблюдаются различия в поведении форм линий поглощения разных приближе-

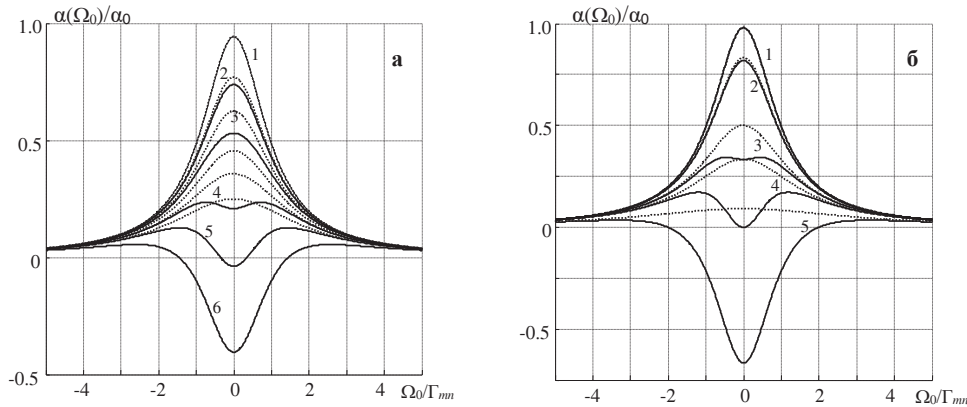


Рис. 6. Формы линий поглощения при частотном сканировании в Λ -схеме (а) и V-схеме (б) при $a_0 = 1$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$. а — $\kappa_\Lambda = 0.01$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.2 (4), 0.3 (5), 0.9 (6); б — $\kappa_V = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.9 (3), 1 (4), 5 (5). Пунктирные линии — полное решение, сплошные — без вклада МК уровней

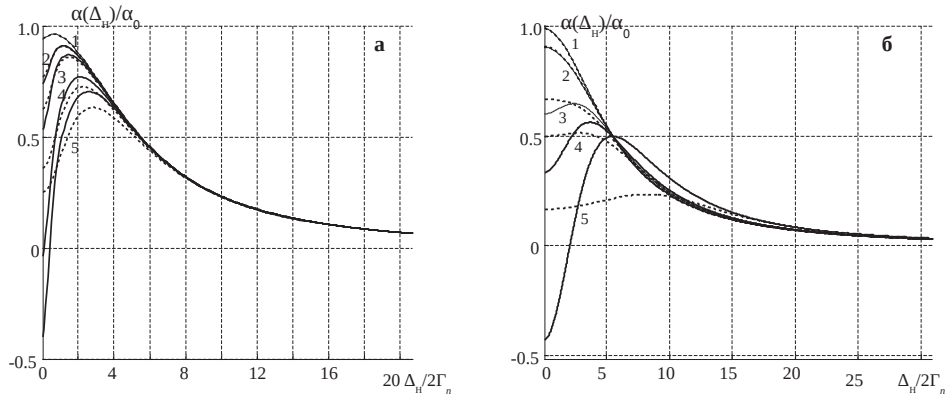


Рис. 7. Формы линий поглощения при магнитном сканировании в Λ -схеме (а) и V-схеме (б) при $a_0 = 1$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5.5\Gamma_n$. а — $\kappa_\Lambda = 0.01$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.3 (4), 0.9 (5); б — $\kappa_V = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.9 (3), 1 (4), 5 (5). Пунктирные линии — полное решение, сплошные — без вклада МК уровней

ний, что обусловлено проявлением МК уровней. Как показано в разд. 2, вклад МК уровней приводит к увеличению разности их населенностей, что проявляется в увеличении поглощения на переходах (на графиках пунктирные линии лежат выше сплошных), а также к небольшому сужению линий поглощения. При этом относительные изменения величины поглощения в центре линии за счет МК уровней, согласно рис. 6, могут составлять $\sim (75\text{--}100)\%$ (кривые 3, 4). В Λ -схеме это реализуется при значениях параметров насыщения $\kappa_\Lambda \geq 0.3$, а в V-схеме — при значениях $\kappa_V \geq 1$.

Анализ форм линий поглощения с учетом вклада МК уровней (рис. 6, пунктирные линии) показал, что при значениях параметров $\kappa_{\Lambda,V} > 0.05$ полуши-

рины резонансов в Λ -схеме подчиняются линейному закону $\Gamma \approx \Gamma_{mn}(1 + 2\kappa_\Lambda)$, а в V-схеме — корневому $\Gamma \approx \Gamma_{mn}\sqrt{1 + \kappa_V}$. При этом амплитуды резонансов уменьшаются нелинейным образом.

Отметим, что в приближении без учета вклада МК уровней в центре линий поглощения при параметрах насыщения $\kappa_\Lambda > 0.1$ (в Λ -схеме) и $\kappa_V > 0.9$ (в V-схеме) формируются провалы (рис. 6, сплошные линии 3, 4), амплитуды которых с ростом параметров $\kappa_{\Lambda,V}$ принимают отрицательные значения (кривые 5). Это означает неприменимость данного приближения в указанной области параметров насыщений (интенсивностей) ЭМ-поля. В решениях задачи с учетом вкладов МК в населенности уровней расщеплений в форме линий поглощения, а также об-

ластей с отрицательным поглощением не возникает (пунктирные линии 3–5).

Формы линий поглощения при магнитном сканировании показаны на рис. 7. При малых интенсивностях ЭМ-поля (параметрах насыщения $\kappa_\Lambda < 0.01$ в Λ -схеме и $\kappa_V \leq 0.1$ в V -схеме) линии поглощения проявляются вблизи нуля магнитного поля в виде пика лоренцевой формы с полушириной перехода Γ_{mn} (кривые 1). С ростом интенсивности (параметров $\kappa_{\Lambda,V}$) амплитуды пиков уменьшаются, а при параметрах насыщения $\kappa_\Lambda > 0.01$ (в Λ -схеме) и $\kappa_V > 0.1$ (в V -схеме) в форме линий вблизи нуля магнитного поля формируются провалы, амплитуды и ширины которых зависят от констант релаксации уровней, типа атомного перехода и интенсивности ЭМ-поля. При этом общим является то, что вклад эффекта МК уровней в формы линий магнитного сканирования на любых переходах (пунктирные кривые 2–5) приводит к уменьшению амплитуд и увеличению ширин структур линий поглощения (в виде пиков и провалов), уменьшая при этом контраст этих структур).

В случае Λ -схемы переходов (рис. 7 а) наблюдается сильная зависимость параметров провалов от соотношения констант релаксации уровней. Так, при соотношении констант релаксации $\Gamma_n/\Gamma_m \ll 1$ в форме линии имеем узкий провал на фоне широкого пика, и при параметрах $\kappa_\Lambda \leq 0.1$ (кривые 1–3) форма резонанса хорошо описывается выражением (28) без учета вклада эффекта МК. При расщеплении нижних уровней $\Gamma_{mn} \gg \Delta_H \sim \Gamma_n$ форма узкого провала (вблизи центра линии) определяется как

$$\frac{\alpha_{s\Lambda 0}^1(\Delta_H)}{\alpha_0} = -\Delta N \frac{2\Gamma_m}{\Gamma_{mn}} \left[1 - \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_n^2}{\Gamma_n^2 + \Delta_H^2} \right], \quad (30)$$

т.е. имеем провал с полушириной, определяемой константой релаксации нижнего уровня Γ_n , амплитуда которого растет, а контраст уменьшается по линейному закону с ростом значения κ_Λ . При расщеплении уровней $\Gamma_n \ll \Delta_H \sim \Gamma_{mn}$ форма резонанса будет определяться крылом пикового лоренциана (28) в виде

$$\frac{\alpha_{s\Lambda 0}^1(\Delta_H)}{\alpha_0} = -\Delta N \frac{2\Gamma_m \Gamma_{mn}}{\Gamma_{s\Lambda}^2 + \Delta_H^2/4} \times \left[1 - \frac{\kappa_\Lambda \Gamma_n^2 \Gamma_{mn}^2}{\Delta_H^2 (\Gamma_{mn}^2 + \Delta_H^2/4)} \right]. \quad (31)$$

В этом случае с ростом параметра κ_Λ ширина пиковой части резонанса растет по корневому закону, а амплитуда уменьшается по линейному закону. Максимальное значение пика зависит от значения па-

раметра κ_Λ и находится из соотношения (28) решением кубического уравнения. При параметрах насыщения $\kappa_\Lambda > 0.1$ вклад МК уровней в форму резонанса становится существенным, что проявляется в отличии численного решения (пунктирные кривые 4, 5) от аналитического решения (28) (сплошные кривые). При этом значительная разница наблюдается в амплитуде узкого провала, значениях его ширины и контраста. Так, при изменении значений κ_Λ в интервале 0.1–0.3 происходит уменьшение амплитуды и контраста провала примерно в 2 раза, а его ширина возрастает более, чем в 2 раза (кривая 4). При этом изменения в крыле резонанса за счет вклада МК уровней проявляются в виде небольшого уменьшения амплитуды пика и сдвига его максимума в сторону больших значений расщеплений уровней.

В случае V -схемы перехода (рис. 7 б) в форме линии магнитного сканирования вблизи её центра при параметрах насыщения $\kappa_V > 0.1$ также формируется провал, ширина которого значительно больше, а амплитуда и контраст значительно меньше, чем у аналогичного провала в Λ -схеме. Влияние эффекта МК уровней на форму провала обнаруживается при значениях параметра $\kappa_V > 0.1$ (кривые 3–5). Причем при значениях $0.3 \leq \kappa_V \leq 1$ (кривые 3, 4) действие эффекта МК уровней приводит к уменьшению амплитуды провала и особенно его контраста в центре линии, но слабо влияет на крыло линии. При параметрах насыщения $\kappa_V > 1$ вклад МК уровней оказывается важным и при формировании спектра всего резонанса (кривая 5). В этом случае эффект влияет как на амплитуду и ширину провала при расщеплениях $\Delta_H < \Gamma_{mn}$, так и на структуры крыла линии при $\Delta_H > \Gamma_{mn}$. Следует отметить, что учет МК уровней в спектрах поглощения при магнитном сканировании, как и при частотном сканировании (см. выше), препятствует возникновению аномалий в формах резонансов, возникающих в приближениях, не учитывающих вклад эффекта МК уровней (рис. 5 а, б, кривые 5).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представленные результаты численных и аналитических исследований МК уровней, индуцируемой ЭМ-полем линейной поляризации в Λ - и V -типах переходов, демонстрируют важную роль данного эффекта при формировании как населенностей уровней переходов, так и спектров поглощения ЭМ-поля при частотном и магнитном сканировании. В оптимальных условиях вклад эффекта МК может составлять более 50% от населенностей

уровней в условиях без учета вклада МК и приводит к (75–100)-процентным изменениям коэффициентов поглощения в центрах линий при частотном и магнитном сканировании. Более критична при этом Λ -схема, в ней проявление эффекта МК в населенностях уровней и спектрах поглощения обнаруживается при значительно меньших параметрах насыщения (интенсивностях) ЭМ-поля и в более узком диапазоне расщеплений уровней. Так, в Λ -схеме диапазон расщеплений вблизи центра линии определялся константой релаксации нижнего уровня и составил $\sim 2\Gamma_n$, а в V-схеме этот диапазон определялся константой верхнего уровня и составил $\sim \Gamma_m$. Использование в расчетах приближения, не учитывающего вклад эффекта МК уровней, индуцированного ЭМ-полем линейной поляризации, в населенности уровней в Λ -типе переходов, приводит к значительным ошибкам в определении как населенностей этих уровней, так и результатов зависящих от населенностей уровней процессов уже при малых параметрах насыщения (интенсивностях) ЭМ-поля. В частности, это обнаруживается в формах линий поглощения ЭМ-поля при частотном и магнитном сканировании. При учете в решениях вклада МК уровней никаких аномалий в формах линий нелинейного поглощения не возникает.

Следует обратить внимание на провалы с шириной нижнего уровня Γ_n (в Λ -схеме) или с шириной верхнего уровня Γ_m (в V-схеме) в формах линий поглощения при магнитном сканировании вблизи нулевого расщепления уровней переходов. Как отмечалось, причиной образования данных структур в формах линий поглощения является когерентность, индуцируемая полем линейной поляризации на запрещенных переходах между магнитными подуровнями нижнего или верхнего состояний в рассматриваемых трехуровневых атомах, и эти структуры носят когерентный характер. Резонансы с шириной нижнего уровня возникали в спектрах насыщенного поглощения пробной волны при магнитном сканировании в атомах с более сложной структурой уровней [17–19, 21]. В этих работах отмечалось, что данные резонансы обусловлены действием поля насыщающей волны и имели также когерентный характер.

В заключение отметим, что узкий резонанс, возникающий в спектре поглощения бегущей ЭМ-волны линейной поляризации в атоме с Λ -схемой уровней при магнитном сканировании, может представлять интерес для ряда практических приложений, в частности, для измерения слабых магнитных полей.

Финансирование. Работа выполнена в рамках Госзадания ИАиЭ СО РАН (проект №121031700030-4) и ИФП СО РАН (проект №FWGW-2021-0012).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

В Λ -схеме решения системы уравнений (11) следующие:

$$r_k = \frac{\Delta N}{D_\Lambda} \{ (\Gamma_m + \gamma_s) \times \\ \times [(\Gamma_n + \gamma_{5l})(\gamma_{5k} - \delta_{5l}) + (\gamma_{5l} - \delta_{5k})\delta_{5l}] - \\ - A_{5k}^s [(\Gamma_n + \gamma_{5l})\gamma_s - (\gamma_{5l} - \delta_{5l})\delta_{5l}] - \\ - A_{5l}^s [(\gamma_{5l} - \delta_{5l})(\gamma_{5k} - \delta_{5l}) + \delta_{5l}\gamma_s] \}, \\ k = 1, 3, \quad l = 3, 1, \quad (\text{A.1})$$

$$r_5 = -\frac{\Delta N \Gamma_n}{D_\Lambda} [(\Gamma_n + \gamma_{51} + \delta_{53})(\gamma_{53} - \delta_{51}) + \\ + (\Gamma_n + \gamma_{53} + \delta_{51})(\gamma_{51} - \delta_{53})],$$

$$D_\Lambda = \Gamma_n(\Gamma_n + \gamma_{51} + \gamma_{53})(\Gamma_m + \gamma_s) + \\ + (\Gamma_m - A_{51} - A_{53})(\gamma_{51}\gamma_{53} - \delta_{51}\delta_{53}) - \\ - \Gamma_n[A_{51}^s(\gamma_{51} - \delta_{51}) + A_{53}^s(\gamma_{53} - \delta_{53})],$$

$$\gamma_s = \gamma_{51} + \gamma_{53} - \delta_{51} - \delta_{53}, \\ A_{5k}^s = A_{5k} + \gamma_{5k} - \delta_{5k}.$$

В V-схеме решения системы уравнений (12) имеют вид

$$r_2 = \frac{\Delta N}{D_V} \{ \gamma_s [(\Gamma_m + \gamma_{42})(\Gamma_m + \gamma_{62}) - \delta_{42}\delta_{62}] - \\ - (\gamma_{42} - \delta_{62})[A_{42}^s(\Gamma_m + \gamma_{62}) + A_{62}^s\delta_{42}] - \\ - (\gamma_{62} - \delta_{42})[A_{62}^s(\Gamma_m + \gamma_{42}) + A_{42}^s\delta_{62}] \}, \quad (\text{A.2})$$

$$r_k = -\frac{\Delta N \Gamma_n}{D_V} [(\Gamma_m + \gamma_{l2})(\gamma_{k2} - \delta_{l2}) + (\gamma_{l2} - \delta_{k2})\delta_{l2}],$$

$$D_V = (\Gamma_n + \gamma_s)[(\Gamma_m + \gamma_{42})(\Gamma_m + \gamma_{62}) - \delta_{42}\delta_{62}] - \\ - (\gamma_{42} - \delta_{62})[A_{42}^s(\Gamma_m + \gamma_{62}) + A_{62}^s\delta_{42}] - \\ - (\gamma_{62} - \delta_{42})[A_{62}^s(\Gamma_m + \gamma_{42}) + A_{42}^s\delta_{62}],$$

$$A_{k2}^s = A_{k2} + \gamma_{k2} - \delta_{k2}, \quad k = 4, 6, \quad l = 6, 4, \\ \gamma_s = \gamma_{42} + \gamma_{62} - \delta_{42} - \delta_{62}.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ В

В Λ -схеме решения системы уравнений (17) для добавок к населенностям уровней при $\Delta N_{5k} = \Delta N$ следующие:

$$r_k = \frac{2\Delta N \Gamma_n}{D_\Lambda} \left[\frac{|G_{5k}|^2 \Gamma_{mn} (\Gamma_m - A_{51} - A_{53})}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{5k}^2} \times \left(\frac{\Gamma_m - A_{5k}}{\Gamma_m - A_{51} - A_{53}} + \frac{2|G_{5l}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_n (\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{5l}^2)} \right) - A_{5k} \frac{|G_{5l}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{5l}^2} \right],$$

$$k = 1, 3, \quad l = 3, 1,$$

$$r_5 = \frac{2\Delta N \Gamma_n^2}{D_\Lambda} \left[\sum_{1,3} \frac{|G_{5k}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{5k}^2} + \frac{2|G_{51}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_n (\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{51}^2)} \frac{2|G_{53}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{53}^2} \right], \quad (\text{B.1})$$

$$D_\Lambda = \Gamma_n^2 \Gamma_m \prod_{1,3} \left(1 + \frac{2|G_{5k}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_n (\Gamma_{mn}^2 + \Omega_{5k}^2)} \right) \times \left[1 + \sum_{1,3} \frac{\Gamma_n - A_{5k}}{\Gamma_m} \frac{2|G_{5k}|^2 \Gamma_{mn}}{\Gamma_n [\Gamma_{mn}^2 (1 + \frac{2|G_{5k}|^2}{\Gamma_{mn} \Gamma_n}) + \Omega_{5k}^2]} \right].$$

В V-схеме решения системы уравнений (18) для добавок к населенностям уровней при $\Delta N_{ik} = \Delta N$ имеют вид

$$r_2 = \frac{\Delta N}{D_V} \sum_{k=4,6} \frac{|G_{5k}|^2 (\Gamma_m - A_{k2}) \Gamma_{mn}}{\Gamma_m (\Gamma_{sk}^2 + \Omega_{k2}^2)},$$

$$D_V = \Gamma_n + \sum_{l=4,6} \frac{2|G_{l2}|^2 (\Gamma_m - A_{l2}) \Gamma_{mn}}{\Gamma_m (\Gamma_{sl}^2 + \Omega_{l2}^2)},$$

$$\Gamma_{sl}^2 = \Gamma_{mn}^2 \left(1 + \frac{2|G_{l2}|^2}{\Gamma_m \Gamma_{mn}} \right),$$

$$r_k = -\frac{\Lambda N D_V}{\Delta N} \frac{2|G_{5k}|^2}{\Gamma_m} \frac{\Gamma_{mn}}{\Gamma_{sk}^2 + \Omega_{k2}^2} \times \left[1 - \frac{\Gamma_m - A_{k2}}{D_V} \sum_{l=4,6} \frac{\Gamma_{mn}^2}{\Gamma_{sl}^2 + \Omega_{l2}^2} \right],$$

$$k = 4, 6. \quad (\text{B.2})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Б. Александров, УФН **107**, 595 (1972).
2. W. E. Bell and A. L. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 280 (1961).
3. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А.М. Шалагин, ЖЭТФ **146**, 229 (2014).
4. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi et al., Nouvo Cim. B **36**, 5 (1976).
5. E. Arrimondo and G. Orriols, Lett. Nouvo Cim. **17**, 333 (1976).
6. F. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lesama, Phys. Rev. A **57**, 2996 (1998).
7. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **69**, 776 (1999).
8. С.Г. Раутиан, Письма в ЖЭТФ **60**, 462 (1994).
9. S. K. Kim, H. S. Moon, K. Kim et al., Phys. Rev. A **61**, 063813 (2003).
10. Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 694 (2010).
11. C. Goren, A. D. Wilson-Gordon, M. Rosenbluh et al., Phys. Rev. A **67**, 033807 (2003).
12. Д. В. Лазебный, Д. В. Бражников, А. В. Тайченачев и др., ЖЭТФ **148**, 1068 (2015).
13. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А.М. Шалагин, ЖЭТФ **150**, 238 (2016).
14. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979), с. 310.
15. А. М. Шалагин, *Основы нелинейной спектроскопии высокого разрешения*, НГУ, Новосибирск (2008).
16. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, ЖЭТФ **154**, 235 (2018).
17. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, КЭ **49**, 479 (2019).
18. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, КЭ **52**, 560 (2022).
19. A. Chernenko and E. Saprykin, Amer. J. Opt. Phot. **8**, 51 (2020).
20. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Принципы нелинейной лазерной спектроскопии*, Наука, Москва (1975), с. 512.
21. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, Опт. и спектр. **127**, 671 (2019).

МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ СРАВНЕНИЯ ЧАСТОТ ТЕРРИТОРИАЛЬНО УДАЛЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ

А. В. Семенко^{}, А. А. Карауш, Д. М. Федорова, А. Н. Малимон, Д. В. Сутырин,
С. Н. Слюсарев, В. Н. Федотов, С. И. Донченко*

*Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ»)
141570, Менделеево, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 марта 2024 г.,
после переработки 12 марта 2024 г.
Принята к публикации 8 апреля 2024 г.

Рассматриваются работы для будущего переопределения секунды на основе квантового перехода в оптическом диапазоне. Уточнен бюджет неопределенности оптического стандарта частоты Sr-1 на основе ультрахолодных атомов стронция, включенного в состав Государственного первичного эталона времени и частоты. Излагается описание различных способов сравнения частот удаленных оптических стандартов частоты для реализации «дорожной карты», принятой на XXVII Генеральной конференции мер и весов. Перечислены точностные характеристики, предельно достижимые при использовании описанных способов, проводится их сравнение.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100043

1. ВВЕДЕНИЕ

Стандарты частоты являются важнейшим инструментом для определения единицы времени — секунды. На данный момент действующее определение секунды в системе СИ основано на микроволновом сверхтонком переходе в атомах цезия ^{133}Cs [1]. Цезиевый фонтан и ансамбль водородных мазеров — хранителей времени и частоты, входящих в состав ГЭТ-1 — Государственного первичного эталона времени и частоты (ГЭВЧ), участвует в формировании национальной и международной шкалы времени. Атомные часы на основе цезиевых фонтанов достигли уровня неопределенности воспроизведения единицы частоты $2.3 \cdot 10^{-16}$ [2], и существуют ограничения, не позволяющие значительно улучшить их точностные характеристики. В настоящее время оптические стандарты частоты (ОСЧ), использующие в качестве опорных оптические пе-

реходы в атомах или ионах, превзошли в части стабильности и неопределенности воспроизведения частоты лучшие микроволновые стандарты. Основным преимуществом ОСЧ перед микроволновыми стандартами является более высокая частота «часовых» переходов и более узкая ширина их спектральной линии.

Перспективность ОСЧ подтверждена результатами исследований метрологических институтов, в том числе российских. Лучшие ОСЧ достигли неопределенности воспроизведения частоты на уровне $1 \cdot 10^{-18}$ [3], и существуют возможности для дальнейшего улучшения данного показателя. Этим объясняется стремление метрологического сообщества, которое представлено, в первую очередь, национальными метрологическими институтами, к принятию нового определения секунды на основе оптического перехода. Согласно резолюции, принятой в 2022 г. на 27-й Генеральной конференции мер и весов, к 2030 г. должно быть дано новое определение секунды на основе эталонного квантового перехода в оптическом диапазоне [4].

^{*} E-mail: av_semenko@mail.ru

Современные ОСЧ обладают высокими точностными характеристиками, но их практическое применение часто затруднено малым временем их непрерывной работы (от нескольких часов до нескольких суток), сложностью выполнения сравнений частот удаленных друг от друга лабораторных ОСЧ из-за невозможности их транспортировки и особенностей распространения их излучения в каналах связи. Консультативный комитет по времени и частоте (ССТФ) рекомендовал «дорожную карту» — ряд практических шагов, которые необходимы для переопределения секунды [4]. Согласно дорожной карте, необходимо как уточнить и улучшить характеристики нестабильности и неопределенности существующих ОСЧ, так и обеспечить возможность высокоточного сравнения частот территориально удаленных ОСЧ, в том числе в континентальном и межконтинентальном масштабах. Исследования, направленные на улучшение характеристик существующих ОСЧ и создание более точных методов сравнения частот между территориально удаленными ОСЧ, актуальны для реализации нового определения секунды. Также они будут необходимы для формирования улучшенных, т. е. более точных, шкал ТАИ (Международная шкала атомного времени) и UTC (Всемирное координированное время). Реализовать удаленные сравнения частот возможно, совершенствуя методы передачи высокостабильного оптического излучения по компенсированным волоконно-оптическим линиям, применяя транспортируемые ОСЧ и развивая методы сравнений, использующие сигналы глобальной навигационной спутниковой системы (ГНСС).

Сличение эталонов в первую очередь необходимо для формирования шкалы ТАИ, основанной на секунде СИ, и шкалы времени UTC. Отметим, что шкала времени ТАИ и шкала UTC формируются Международным бюро мер и весов (МБМВ) на базе данных об атомных часах и их взаимных сличениях, получаемых от сотрудничающих национальных метрологических лабораторий. В настоящее время в мире функционирует около десяти первичных стандартов частоты на основе фонтана атомов цезия. Только шесть лабораторий, в том числе и ВНИИФТРИ, регулярно предоставляют результаты своих измерений в МБМВ, на основе которых МБМВ устанавливает и поддерживает шкалу времени ТАИ [5].

Во ВНИИФТРИ был разработан ОСЧ на основе ультрахолодных атомах стронция (ОСЧ Sr-1), и с 2018 г. он включен в состав ГЭТ-1. Его неисключенная систематическая погрешность (НСП) не хуже $1 \cdot 10^{-16}$. В 2022 г. в состав ГЭТ-1 вошли ОСЧ Sr-2

и Sr-3 с улучшенной НСП до $1 \cdot 10^{-17}$ за счет уменьшения излучения черного тела. В настоящий момент ОСЧ Sr-1 используется для реализации национальной шкалы времени в тестовом режиме [6]. Также ведутся разработки перебазируемого ОСЧ (ПОСЧ) на основе ультрахолодных атомов Yb [7] и поиск путей уменьшения массогабаритных характеристик такого стандарта [8].

В настоящей работе проведено уточнение наиболее значимых составляющих бюджета неопределенности ОСЧ Sr-1, входящего в состав ГЭТ-1. Также кратко представлен аванпроект перебазируемого ОСЧ на ультрахолодных нейтральных атомах и рассмотрены способы, с помощью которых можно сравнивать частоты ОСЧ с другими территориально удаленными стандартами частоты.

2. УТОЧНЕНИЕ БЮДЖЕТА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ОСЧ SR-1, ВХОДЯЩЕГО В СОСТАВ ГЭТ-1

Бюджет неопределенности ОСЧ формируют несколько эффектов, которые вносят значительный вклад в НСП оценки сдвига частоты стандарта относительно невозмущенного квантового перехода. Наибольшее влияние на частоту ОСЧ на нейтральных атомах Sr и Yb имеют излучение черного тела, излучение лазера формирующего оптическую решетку (ЛФОР) и эффект Зеемана, вызванный влиянием магнитного поля. Существуют и другие сдвиги, влияние которых на частоту ОСЧ значительно меньше. К таким сдвигам относятся, например, сдвиг, зависящий от плотности атомов в оптической решетке, динамический штарковский сдвиг, сдвиг Доплера второго порядка и другие. Связанная с ними поправка находится на уровне единиц 10^{-17} – 10^{-18} знака. В то же время паспортное значение неопределенности для ОСЧ на атомах стронция определено на уровне $1 \cdot 10^{-16}$, и первые три обозначенных сдвига вносят в нее наибольший вклад. По этой причине их НСП должна быть оценена в первую очередь. Метод и результаты оценки представлены ниже.

2.1. Оценка вклада в НСП сдвига, вызванного излучением черного тела

Основными источниками теплового излучения в ОСЧ на основе ультрахолодных атомов Sr-1 являются магнитные катушки, по которым протекает электрический ток, магнитная секция зеемановского замедлителя, тепловое излучение в инфракрасном диапазоне, проходящее через окна вакуум-

ной камеры, и источник горячих атомов стронция, представляющий собой нагреваемую до температур 450 °C печь с отверстием диаметром 5 мм, расположенную на расстоянии 700 мм от атомов.

Влияние различных источников теплового излучения зависит от эффективной температуры, выраженной через эффективный телесный угол окружающих поверхностей [9]. Атомы в центре вакуумной камеры воспринимают тепловое излучение пропорционально доле эффективного телесного угла. В нашем случае самое малое влияние оказывают окна вакуумной камеры, пропускание которых в инфракрасном диапазоне мало (около 1.5 %). В вакуумной камере ОСЧ Sr находятся 11 окон толщиной 3.3 мм и площадью 1662 мм² и 2 окна толщиной 2.5 мм и площадью 254 мм², и доля их телесного угла мала (в сумме она составляет примерно 9 %). Источник горячих атомов Sr располагается на большом расстоянии от облака охлажденных атомов. Доля телесного угла теплового излучения, распространяющегося от него до центра вакуумной камеры, незначительна (около 0.002 %). Таким образом, доминирующим источником теплового излучения являются стенки вакуумной камеры, нагреваемые магнитными катушками. Они воздействуют на большую область вакуумной камеры в непосредственной близости от облака атомов. Доля телесного угла, воспринимаемая атомами от поверхностей вакуумной камеры, составляет примерно 91 %.

Как показали измерения с помощью термодатчиков, температура вакуумной камеры распределяется практически равномерно и в среднем составляет 23 °C. Для более точного знания температуры вакуумной камеры и расчета сдвига излучения черного тела (ИЧТ) и его НСП в дальнейшем планируется расположить 10 датчиков внутри и вне вакуумной камеры спектроскопа, но для предварительной оценки сдвига, вызванного ИЧТ, имеющихся данных достаточно.

Для расчета сдвига ИЧТ в ОСЧ регистрируется температура вакуумной камеры T_{vac} на расстоянии около 70 мм от облака ультрахолодных атомов. Средняя температура вакуумной камеры за время измерений составила 292.2 К. Зная среднюю температуру, можно рассчитать сдвиг, вызванный влиянием ИЧТ, по формуле, представленной в статье [10] и с использованием значений динамической и статической поляризуемостей из статей [10–13]. Таким образом, уравнение расчета сдвига ИЧТ (black

body radiation, BBR) приводится к виду

$$\nu_{BBR} = -2.13023(6)\Gamma_{\Pi} \left(\frac{T}{300 \text{ К}} \right)^4 - 0.14877(7)\Gamma_{\Pi} \left(\frac{T}{300 \text{ К}} \right)^6. \quad (1)$$

На основании полученных данных о температуре вакуумной камеры вычисляется среднее значение температуры $T_{vac} = 292.2$ К. Главным источником неопределенности при оценке сдвига ИЧТ являются флуктуации температуры вакуумной камеры от цикла к циклу и отсутствие точной информации об инфракрасном излучении, распространяющемся через окна вакуумной камеры. Для вычисления НСП измерений температура вакуумной камеры фиксировалась каждые 2 ч в течение одного рабочего дня. На основании данных об измерениях температуры вычислялась неопределенность типа А, связанная со случайными изменениями условий выполнения эксперимента:

$$u_{A,BBR} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (T_i - \overline{T_{vac}})^2}{N(N-1)}}, \quad (2)$$

где T_i — i -е измерение температуры, $\overline{T_{vac}}$ — среднее значение температуры, N — число измерений. Неопределенность по типу В вычисляется по формуле

$$u_{B,BBR} = \frac{\Delta_s}{\sqrt{3}}, \quad (3)$$

где Δ_s — погрешность измерения датчика температуры ТН-485, которая составляет не более 0.1 °C в диапазоне измерений от –200 до 60 °C.

Суммарная стандартная неопределенность измерений сдвига частоты, вызванного ИЧТ, вычисляется по формуле

$$u_{C,BBR} = \sqrt{u_{A,BBR}^2 + u_{B,BBR}^2}. \quad (4)$$

Расширенная неопределенность измерений при коэффициенте охвата $k = 2$ рассчитывалась по формуле

$$U_{BBR} = k u_{C,BBR}. \quad (5)$$

Неопределенность типа А составила ± 0.282 К, неопределенность типа В, связанная с погрешностью датчика температуры, — ± 0.057 К. Неопреде-

ленность косвенных измерений для сдвига частоты, вызванного ИЧТ, определялась по формуле

$$\sigma_{BBR} = \sqrt{\left(\frac{\delta\nu_{BBR}}{\delta T_{vac}}\right)^2 U_{BBR}^2} = \sqrt{\left(-2.1302 \cdot 4 \frac{T_{vac}^3}{300^4} - 0.1487 \cdot 6 \frac{T_{vac}^5}{300^6}\right)}. \quad (6)$$

Таким образом, относительная неопределенность оценки сдвига частоты, вызванного ИЧТ, составляет $2.03 \cdot 10^{-17}$.

2.2. Оценка составляющей НСП сдвига частоты из-за квадратичного эффекта Зеемана

Зеемановский сдвиг в атомах Sr возникает из-за взаимодействия атомов с внешним магнитным полем, которое вызывает сдвиг между основным и возбужденным состояниями и приводит к смещению частоты «часового» перехода. Зеемановский сдвиг первого порядка зависит от магнитного квантового числа m_F и величины магнитного поля B , однако в ОСЧ Sr при точном контроле магнитного поля и использовании перекачивающих лазеров зеемановский сдвиг первого порядка может быть исключен, и влияние на атомы в оптической решетке будет оказывать только зеемановский сдвиг второго порядка, пропорциональный B^2 :

$$\Delta\nu_Z = \beta|B|^2 \quad (7)$$

где β — коэффициент зеемановского сдвига, теоретический расчет которого был проведен в работе [14] и составляет $\beta = -0.233$ Гц/Гс².

Таким образом, для определения величины зеемановского сдвига в ОСЧ на основе ультрахолодных атомов Sr необходимо знать значение магнитного поля в месте взаимодействия с атомами (т.е. в центре вакуумной камеры), прикладываемого для расщепления уровня 3P_0 на подуровни $\pm 9/2$.

При сканировании «часового» перехода для подуровней $\pm 9/2$ разница между частотами этих подуровней связана с приложенным постоянным магнитным полем следующим выражением [15]:

$$\Delta\nu_{\pm 9/2} = \frac{9\Delta_g\mu_B B}{h} \Rightarrow B = \frac{\Delta\nu_{\pm 9/2}h}{9\Delta_g\mu_B}, \quad (8)$$

где μ_B — магнетрон Бора, h — постоянная Планка, $\Delta_g = 2.77(3) \cdot 10^{-5}$ — дифференциальный g -фактор между состояниями 3P_0 и 1S_0 [16].

Для оценки зеемановского сдвига сканируется «часовой» переход и вычисляется среднее значение разницы частот между подуровнями $+9/2$ и $-9/2$. Далее вычисляется магнитное поле B по формуле (8). Было определено, что средняя частотная разница между подуровнями $+9/2$ и $-9/2$ в ОСЧ Sr составила 1002.3 Гц. Это говорит о том, что при спектральном анализе прикладывается малое магнитное поле величиной $B = 1.02$ Гс.

Неопределенность типа А, связанная с флуктуациями магнитного поля в момент проведения спектральных исследований, вычислялась путем фиксирования значения разности между подуровнями $+9/2$ и $-9/2$:

$$U_{A,\pm 9/2} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\Delta\nu_{\pm 9/2,i} - \overline{\Delta\nu_{\pm 9/2,i}})^2}{N(N-1)}}, \quad (9)$$

где $\Delta\nu_{\pm 9/2,i}$ — i -е измерение частотной разницы между подуровнями $\pm 9/2$, $\overline{\Delta\nu_{\pm 9/2,i}}$ — среднее значение данной частотной разницы. Неопределенность по типу В вычисляется по формуле

$$U_{B,\pm 9/2} = \frac{\Delta_{fc}}{\sqrt{3}}, \quad (10)$$

где Δ_{fc} — погрешность частотомера, составляющая $2 \cdot 10^{-7}$. Суммарная стандартная неопределенность и расширенная неопределенность $U_{\pm 9/2}$ вычислялись аналогично неопределенностям для сдвига, вызванного ИЧТ. Неопределенность σ_B косвенных измерений магнитного поля B определялась по формуле

$$\sigma_B = \sqrt{\left(\frac{\delta B}{\delta\nu_{\pm 9/2}}\right)^2 U_{\pm 9/2}^2} = \sqrt{\left(\frac{h}{9\Delta_g\mu_B}\right)^2 U_{\pm 9/2}^2}. \quad (11)$$

Тогда неопределенность σ_Z косвенных измерений сдвига частоты, вызванного эффектом Зеемана, равна

$$\sigma_Z = \sqrt{\left(\frac{\delta\Delta\nu_Z}{\delta B}\right)^2 \sigma_B^2} = \sqrt{(2\beta B)^2 \sigma_B^2}. \quad (12)$$

Проведенные оценки показали, что неопределенность типа А составила ± 2.807 Гц, неопределенность типа В, вызванная погрешностью частотомера, составляет ± 0.000116 Гц. Таким образом, относительная НСП определения зеемановского сдвига составила $\pm 3.18 \cdot 10^{-18}$.

2.3. Оценка составляющей НСП динамического штарковского сдвига частоты

Смещение резонансной частоты «часового» перехода в оптической решетке связано с динамиче-

ским штарковским сдвигом, возникающим вследствие присутствия удерживающего оптического потенциала. Оптическая решетка представляет собой стоячую волну, образованную двумя лазерными лучами (прямым и отраженным), в потенциальные ямы которой загружаются охлажденные атомы. Стоячая волна создается лазером с высокой мощностью излучения. Лазерный пучок с помощью линзы фокусируется так, чтобы добиться минимально возможного радиуса перетяжки (самое узкое место сфокусированного лазерного пучка) излучения в области взаимодействия излучения ЛФОР с охлажденными атомами, и отражается зеркалом в обратном направлении без изменения поляризации излучения.

В ОСЧ Sr-1 ЛФОР стабилизируется с помощью волномера Angstrom WS U2, погрешность привязки которого составляет ± 2 МГц. Для того чтобы удерживать атомы в потенциальных ямах стоячей волны, глубина потенциальной ямы оптической решетки должна быть больше, чем энергия теплового движение атомов, охлажденных в магнитооптических ловушках (МОЛ). Используя выражение для глубины потенциальной ямы одномерной оптической решетки [16] и выразив ее через частоту ν_z продольной боковой полосы, получаем

$$U = \frac{\nu_z M^2 \lambda^4}{h^2} E_r, \quad (13)$$

где M — масса атома, λ — длина волны излучения, $E_r = 3.47$ кГц — энергия отдачи фотона [17].

Для определения величины ν_z необходимо провести спектральные исследования с помощью «часового» лазера в широком диапазоне и определить значение частоты боковой полосы, вызванной колебаниями атомов в оптической решетке. Зная частоту ν_z , можно определить глубину U удерживающего потенциала потенциальной ямы стоячей волны оптической решетки по формуле (13).

В работе [17] было показано, что глубина удерживающего потенциала оптической решетки также может быть вычислена в рамках дипольного приближения через поляризуемости «часовых» уровней и интенсивность излучения:

$$U = \frac{\alpha_{e(g)}(\omega_m) I}{E_r}, \quad (14)$$

где α_e и α_g — электродипольные динамические поляризуемости основного и возбужденного состояний соответственно, I — интенсивность излучения ЛФОР в месте взаимодействия с атомами. На «магической» длине волны («магической» частоте ω_m)

поляризуемость атома Sr равняется 241.3 ат. ед. или 42.2 кГц/(кВт · см⁻²) [18]. Интенсивность излучения определяется по формуле

$$I = \frac{2P}{\pi w_0^2}, \quad (15)$$

где P — мощность излучения, w_0 — диаметр перетяжки лазерного пучка в месте взаимодействия с атомами. Следовательно, измерив мощность излучения ЛФОР и вычислив глубину удерживающего потенциала оптической решетки по формулам (13)–(15), можно рассчитать диаметр перетяжки:

$$w_0 = \sqrt{\frac{2P\alpha_{e(g)}(\omega_m)}{\pi U E_r}}. \quad (16)$$

Зная диаметр перетяжки лазерного пучка ЛФОР, легко вычислить его интенсивность по формулам (15), (16). Частотный сдвиг, вызванный спектром излучения ЛФОР, может быть рассчитан с помощью интеграла по формуле [18]

$$\nu_L = - \int_0^\infty \Delta\alpha(\omega) I(\omega) d(\omega), \quad (17)$$

где $\Delta\alpha(\omega) = \alpha_e(\omega) - \alpha_g(\omega)$, $I(\omega)$ — спектральное распределение интенсивности излучения ЛФОР. Так как спектр усиленного спонтанного излучения был отфильтрован с помощью одномодового оптического волокна, спектр излучения ЛФОР представляет собой узкую спектральную линию. Неопределенность измерения сдвига ЛФОР может быть оценена как произведение интенсивности излучения ЛФОР и разности электродипольных динамических поляризуемостей при максимальном отклонении излучения ЛФОР от магической длины волны. В нашем случае максимальное отклонение от магической длины волны равно погрешности волномера.

Динамические поляризуемости были определены в работе [17]. Вблизи магической длины волны их разность изменяется по линейному закону, что позволяет использовать для расчета сдвига, вызванного ЛФОР, коэффициент наклона прямой.

Погрешность привязки волномера ведет к тому, что значение разницы динамических поляризуемостей на максимальном отклонении от магической длины волны составляет $\pm 2.242 \cdot 10^{-6}$ ат. ед. или $\pm 4.205 \cdot 10^{-7}$ кГц/(кВт · см⁻²).

Вычислялась стандартная неопределенность по типу А, вызванная случайными флуктуациями измерения ν_z . Она составила 0.4 кГц. Неопределенность по типу В также связана с погрешностью частотомера и составляет $6 \cdot 10^{-6}$ кГц.

Также учитывалось влияние неопределенности измерения мощности излучения P . Стандартная неопределенность по типу А измерения мощности излучения P составила $u_{AP} = 0.34$ мВт, неопределенность по типу В, связанная с погрешностью измерителя мощности ($\pm 0.5\%$), составляет $u_{BP} = 2$ мВт. Тогда расширенная стандартная неопределенность измерения мощности равна

$$U_P = K \sqrt{u_{AP}^2 + u_{BP}^2}. \tag{18}$$

Для вычисления неопределенности интенсивности излучения при косвенных измерениях использовалась формула

$$\begin{aligned} \sigma_I &= \sqrt{\left(\frac{\partial I}{\partial \omega_0}\right)^2 \sigma_\omega^2 + \left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)^2 U_P^2} = \\ &= \sqrt{\left(-\frac{4P}{\pi\omega_0^3}\right)^2 \sigma_\omega^2 + \left(\frac{2}{\pi\omega_0^2}\right)^2 U_P^2}, \end{aligned} \tag{19}$$

где σ_ω — неопределенность вычисления перетяжки излучения, составившая менее нескольких единиц 10^{-18} . Тогда неопределенность частотного сдвига, вызванного ЛФОР, равна

$$\sigma_L = \Delta\alpha(\omega) I \sigma_I \text{ [Гц]}. \tag{20}$$

Таким образом, погрешность привязки ЛФОР к волномеру, а также вариации мощности излучения ЛФОР приводят к относительной неопределенности измерения частотного сдвига, вызванного излучением ЛФОР интенсивностью 14 кВт/см² при перетяжке 90 мкм, на уровне $1.4 \cdot 10^{-17}$.

2.4. Суммарная НСП ОСЧ Sr-1

Суммарная неопределенность измерений ОСЧ Sr-1 по последним нашим оценкам находится на уровне $2.5 \cdot 10^{-17}$. Основные вклады в НСП представлены в табл. 1.

Таблица 1. Бюджет НСП ОСЧ Sr-1	
Сдвиг частоты	НСП, $1 \cdot 10^{-17}$
Зеемановский сдвиг	0.3
Сдвиг ЛФОР	11.4
Сдвиг ИЧТ	2.5

3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПЕРЕБАЗИРУЕМЫХ ОСЧ

В настоящее время для сравнения территориально удаленных эталонов применяются транспортируемые водородные мазеры [19], нестабильность частоты которых не превышает нескольких единиц 10^{-16} за одни сутки.

Следующим шагом по улучшению характеристик мобильных комплексов будет их оснащение оптическими эталонами. Например, расположение в мобильном комплексе высокостабильного лазера с длиной волны 1.5 мкм и фемтосекундного синтезатора оптических частот позволит улучшить кратковременную стабильность комплекса. Также это предоставит возможность при наличии канала волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) передать сигнал на оптической частоте на большие расстояния. Это позволит повысить скорость калибровки частоты водородного мазера по удаленному стационарному ОСЧ.

Разработка полноценных транспортируемых или перебазируемых ОСЧ является актуальной задачей, которой занимаются многие лаборатории мира. Решение этой задачи предусмотрено «дорожной картой». У нас ведутся разработки перебазируемых ОСЧ на основе ультрахолодных атомов ^{171}Yb . На рис. 1 представлена его возможная реализация в фургоне. Размер фургона для расположения транспортируемого ОСЧ равен $7500 \times 2550 \times 2100$ мм³. Он состоит из трех отсеков: отсек оператора; физическая часть с оптическим спектро스코пом, схемой формирования и распределения частот и другой аппаратурой; отсек измерения частот.

Физическая часть для перебазируемых ОСЧ на атомах иттербия полностью переработана относительно дизайна стационарного ОСЧ на атомах стронция. За основу выбран модульный дизайн. Сердцем системы перебазируемого ОСЧ является модуль компактного оптического спектроскопа с вакуумной камерой, источником горячих атомов и системой регистрации. Лазерное излучение доставляется к спектроскопу через одномодовые оптические волокна с сохранением поляризации от модуля с лазерными системами. Излучение на длинах волн 399 и 556 нм при этом проходит через схему распределения частот для формирования необходимых частотных отстроек излучения для зеемановского замедлителя, МОЛ и детектирования. Частоты всех лазерных систем стабилизируются с помощью метода Паунда – Древера – Холла по компактному модулю на основе высокодобротных оптических резона-

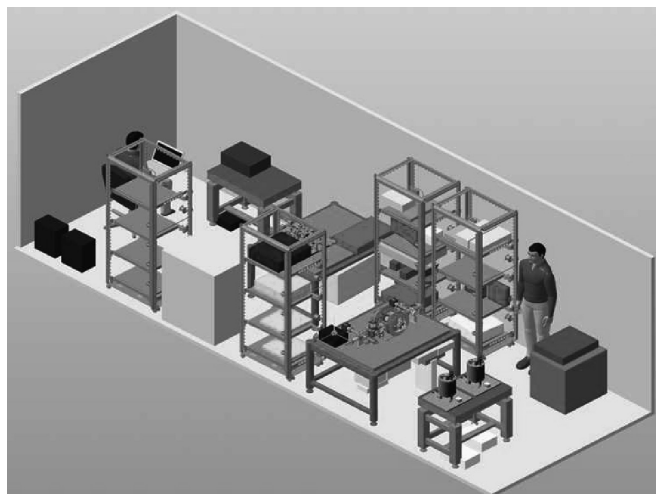


Рис. 1. Проектируемое расположение составных частей ОСЧ в фургоне. Фургон разделен на три отсека: отсек оператора, отсек физической части ОСЧ и отсек измерения частот. В отсеке оператора располагаются персональный компьютер с системой управления и источники бесперебойного питания. В отсеке с физической частью ОСЧ расположены оптический спектроскоп, схема распределения излучений и вспомогательное оборудование. В последнем отсеке расположены высокостабильные лазерные системы и фемтосекундный синтезатор оптический частот

торов. Тело резонаторов изготовлено из материала с низким коэффициентом расширения. Общий размер модуля стабилизации частот не превышает 250 мм по сумме трех измерений.

Перабазируемый ОСЧ на атомах иттербия состоит из спектроскопа с уровнем вакуума не хуже $5 \cdot 10^{-9}$ мБар, сохраняемым с помощью геттер-ионных насосов. Размер спектроскопа $50 \times 130 \text{ см}^2$. Влияние ИЧТ из-за нагревания магнитных катушек, формирующих МОЛ, оптимизировано с помощью метода конечных элементов. Катушки формируют магнитное поле с градиентом 25 Гс/см, а их максимальная температура 50 °С. Расположенные в корпусе камеры несколько датчиков температуры позволяют точнее определить НСП сдвига частоты невозмущенного «часового» перехода в атомах иттербия из-за ИЧТ.

Модуль с лазерными источниками использует диодные и волоконные лазерные системы на все необходимые длины волн, кроме длины волны «часового» перехода: 399 нм (первичная МОЛ, детектирование и зеемановский луч), 556 нм (вторичная МОЛ), 759 нм (оптическая решетка), 1388 нм (перекачивающий лазер). Для формирования частотных отстроек и включения/выключения лазерного излучения в нужные моменты циклов работы ОСЧ используется схема распределения излучения на длинах волн 399 и 556 нм. Необходимые частотные отстройки формируются с помощью разработанных во ВНИИФТРИ акустооптических модуляторов (АОМ) [20]. АОМ совместно с механи-

ческими затворами также участвуют во включении/выключении лазерного излучения. Размер данного модуля составляет $600 \times 900 \text{ мм}^2$.

Модуль частотной стабилизации лазерного излучения состоит из двух резонаторов Фабри – Перо, изготовленных из цельного образца материала, с резкостью более 20 000 для длин волн в ИК-диапазоне. Резонаторы находятся в вакууме и термостатированы. Испытания показывают, что при отклонении от вертикали модуля частотной стабилизации на угол до 20°, смещение частоты лазера не превышает 100 кГц.

В отдельном отсеке расположены лазерные системы со сверхузкой шириной линии спектра излучения: «часовой» лазер и лазер с длиной волны излучения 1.5 мкм. «Часовая» лазерная система основана на диодном лазере с внешним резонатором, который расположен в едином корпусе с высокодобротным резонатором. Он генерирует излучение на длине волны 1156 нм, которое удобно для напыления высокодобротных зеркал и передачи оптической частоты до 1 км (см. разд. 4.3). Для опроса «часового» перехода в ультрахолодных атомах иттербия необходима длина волны 578 нм, которая генерируется с помощью удвоительного кристалла на основе волноводной структуры PPLN.

В данном отсеке также расположен лазер с длиной волны 1.5 мкм, который необходим для быстрых сличений ОСЧ, удаленных друг от друга на расстояния более 1 км, с точностью менее нескольких единиц 17-го знака.

Управление перебазируемым ОСЧ осуществляется с помощью компактной системы управления [21], составными частями которой являются персональный компьютер, на котором установлено управляющее программное обеспечение, и аппаратная часть, основанная на микроконтроллере STM32 и подключаемых модулях. Размер платы микроконтроллера составляет $11 \times 26 \text{ см}^2$, что позволяет разместить ее в ограниченном объеме фургона.

В целом, массогабаритные параметры перебазируемого ОСЧ в 2–3 раза меньше, чем стационарного ОСЧ на основе ультрахолодных атомов Sr, а энергопотребление системы уменьшается в 2 раза. При этом прогнозируемая НСП ОСЧ составляет менее $1 \cdot 10^{-17}$, что возможно за счет точного контроля температуры внутри спектро스코па и прецизионной стабилизации частоты лазера, формирующего оптическую решетку.

4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛС ДЛЯ СРАВНЕНИЯ ЧАСТОТ УДАЛЕННЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

4.1. Принцип передачи по ВОЛС высокостабильных сигналов частоты микроволновых и оптических стандартов

Территориально удаленные стандарты, как микроволновые, так и оптические, можно сравнить по частоте, используя ВОЛС для доставки выходного сигнала одного стандарта к другому. Для передачи радиочастотного выходного сигнала микроволновых стандартов используют амплитудную модуляцию лазерной несущей, распространяющейся в волоконной линии. К характеристикам лазерной несущей высоких требований не предъявляется. Чаще всего для этих целей применяют полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью, длина волны которых соответствует окнам прозрачности оптического волокна 1.55 и 1.31 мкм. Без промежуточных оптических усилителей в волоконной линии высокостабильный радиочастотный выходной сигнал микроволнового стандарта можно передать на оптической несущей 1.55 мкм по компенсированной волоконной линии на расстояние до 100 км. К настоящему времени в мире были созданы системы передачи и выполнены эксперименты по передаче эталонных сигналов частоты и времени по выделенным волоконным линиям на расстояние до 500 км. Для компенсации затухания оптической несущей в таких линиях через каждые 60–80 км устанавлива-

ются промежуточные оптические усилители EDFA (erbium doped fiber amplifier) [22].

Выходное излучение «часового» лазера оптического стандарта, несущее информацию о его частоте, можно непосредственно передавать по волоконной линии. Но частота практически всех высокостабильных оптических стандартов не соответствует окнам прозрачности волокна. Поэтому без преобразования частоты «часового» лазера оптического стандарта в диапазон окон прозрачности волокна его излучение передают только в относительно коротких волоконных линиях. Для передачи на большие расстояния необходимо предварительное преобразование излучения «часового» лазера ОСЧ в диапазон основного окна прозрачности волокна 1.55 мкм. Для такого преобразования используются фемтосекундные синтезаторы оптических частот. Без промежуточных оптических усилителей в волоконной линии высокостабильное оптическое излучение на длине волны 1.55 мкм можно передать по компенсированной волоконной линии на расстояние до 80 км.

Следует отметить, что оптическое волокно представляет собой материальную среду, которая возмущает распространяющийся в ней высокостабильный сигнал. Кроме того, физические свойства волокна чувствительны к воздействию факторов окружающей среды в местах прокладки волоконной линии. Поэтому передаваемый по волоконной линии оптический сигнал накапливает возмущения фазы по мере его распространения в линии. Это приводит к потере стабильности его частоты и к доплеровским сдвигам из-за дрейфа оптической длины линии, вызванного вариациями температуры окружающей среды. Радиочастотный выходной сигнал лучших микроволновых стандартов можно передать по волоконной линии без потери точности на расстояние до километра. А излучение оптических стандартов, имеющих на два порядка более высокие характеристики по сравнению с микроволновыми стандартами, начинает терять свою высокую стабильность при длине волоконной линии в несколько метров.

К настоящему времени разработаны и экспериментально опробованы различные системы передачи высокостабильных оптических и радиочастотных сигналов, обеспечивающие компенсацию возмущений фазы сигнала, вносимых волоконной линией [23, 24]. Все такие системы применяют метод распространения сигнала по линии в прямом и обратном направлениях и последующего сравнения фаз возвращенного и исходного сигнала, подаваемого на

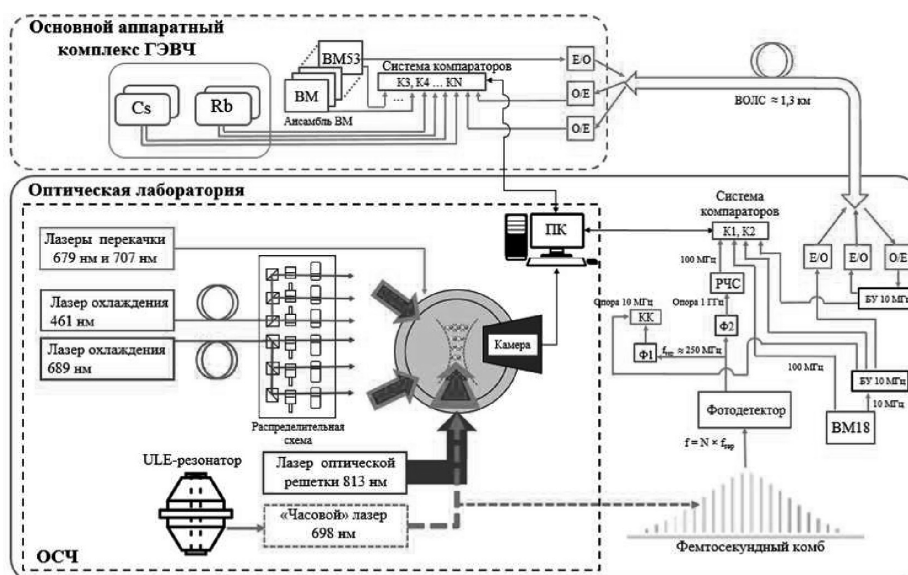


Рис. 2. Схема состава ОСЧ Sr-1, аппаратного комплекса ГЭВЧ и системы передачи и сравнения частот ОСЧ и микроволновых стандартов. БУ — буферный усилитель, Ф1 и Ф2 — фотодетекторы, КК — частотомер K+K, РЧС — радиочастотный синтезатор, К1, К2, К3,..., КN — компараторы, Е/О — электрооптический преобразователь, О/Е — опто-электрический преобразователь, Cs — реперы частоты на основе цезиевого фонтана, Rb — стандарты частоты на основе рубидиевого фонтана, ВМ — водородные мазеры

вход линии. На основе такого сравнения вырабатывается сигнал ошибки, который используется для коррекции фазы передаваемого высокостабильного сигнала перед отправкой его по волоконной линии. Такая предварительная коррекция фазы отправляемого сигнала обеспечивает компенсацию возмущений — дополнительных фазовых шумов, вносимых волоконной линией. При передаче радиочастотного сигнала микроволнового стандарта коррекция его фазы может осуществляться, например, с помощью управляемых электронных или оптических линий задержки. Вклад компенсированной волоконной системы в погрешность переданного значения частоты радиочастотного сигнала лежит на уровне 10^{-17} при времени усреднения 10^5 с [24].

При передаче оптического излучения ОСЧ в качестве корректирующего устройства в системе компенсации используется АОМ. Корректирующий фазу АОМ включают последовательно у начала волоконной линии по схеме, предложенной и впервые реализованной в работе [25]. Подаваемый на АОМ сигнал ошибки управляет фазой передаваемого высокостабильного оптического излучения, компенсируя вносимые волоконной линией фазовые шумы. По такой схеме к настоящему времени в мире были выполнены эксперименты по передаче излучения высокостабильных лазеров с длиной волны 1.55 мкм

по выделенным компенсированным волоконным линиям на расстояние до 2000 км [26]. При этом вклад системы в погрешность передачи оптической частоты был ниже уровня 10^{-18} на интервале усреднения 10^5 с. Для компенсации затухания оптического излучения в таких длинных линиях использовались промежуточные оптические EDFA или бриллиановые усилители [26, 27].

4.2. Система передачи и сравнения частот по ВОЛС микроволновых и оптических стандартов, входящих в состав ГЭТ-1

Для сравнения частоты ОСЧ на ультрахолодных атомах Sr-1 и водородных мазеров из состава ГЭТ-1 осуществляется передача по волоконно-оптическим линиям выходных сигналов 10 МГц водородных мазеров. Эти линии длиной 1.3 км связывают основной аппаратный комплекс ГЭВЧ и удаленную оптическую лабораторию, в которой размещен ОСЧ. Упрощенная схема состава ОСЧ, аппаратного комплекса ГЭВЧ и системы передачи радиочастотных сигналов представлена на рис. 2.

В оптической лаборатории установлен водородный мазер ВМ18, частота которого 100 МГц с помощью фемтосекундного синтезатора оптических частот и компаратора К1 (ВЧ-315) сравнивается с ОСЧ Sr-1. Также частота мазера ВМ18 сравнивается с

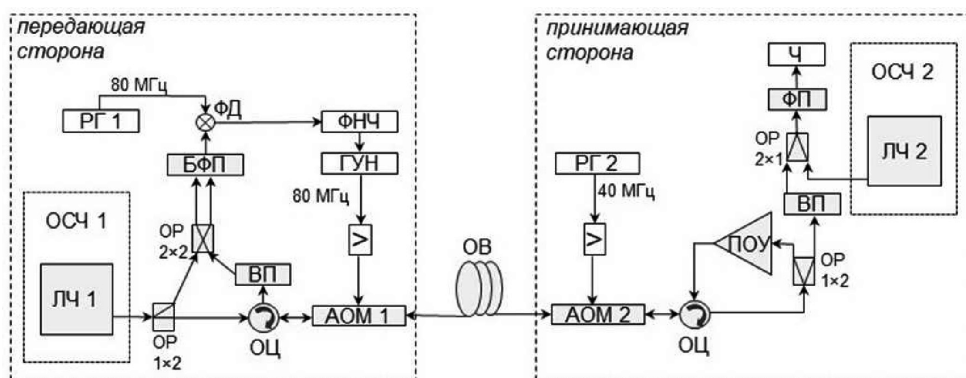


Рис. 3. Схема системы передачи излучения «часового» лазера ЛЧ 1 на 1156 нм по компенсированной оптоволоконной линии ОВ и сравнения частот «часовых» лазеров ЛЧ 1 и ЛЧ 2 удаленных ОСЧ 1 и ОСЧ 2 на атомах иттербия. ОР — оптические разветвители, ОЦ — оптические циркуляторы, ВП — вращатели поляризации, ФД — фазовый детектор, ФНЧ — фильтр нижних частот, ГУН — генератор, управляемый по частоте, АОМ 1 и АОМ 2 — акустооптические двунаправленные модуляторы на 80 МГц и на -40 МГц, РГ 1 и РГ 2 — радио генераторы, БФП и ФП — балансный фотоприемник и фотоприемник, ПОУ — полупроводниковый оптический усилитель, Ч — электронный частотомер

помощью компаратора К2 с переданным сигналом 10 МГц водородного мазера ВМ53. В свою очередь, сигнал 10 МГц мазера ВМ18 передается в основной аппаратный комплекс ГЭВЧ, где может сравниваться по частоте компараторами К3–КН с ансамблем водородных мазеров, а также со стандартами на основе рубидиевых и цезиевых фонтанов.

Результаты исследований показали, что случайная погрешность измерений частоты ОСЧ на атомах Sr с ансамблем водородных мазеров определяется собственными шумами водородного мазеров, а сама линия связи не вносит значительной погрешности в результаты измерений [28].

4.3. Система передачи по ВОЛС и сравнения частот перебазируемых оптических стандартов на атомах иттербия

На рис. 3 представлена схема системы передачи по оптоволоконной линии (ОВ) излучения высокостабильного «часового» лазера ЛЧ 1 на длине волны 1156 нм. Она построена на основе волоконного интерферометра, который обеспечивает компенсацию накопленного фазового шума в ОВ. Эта система разработана нами для сравнений частот двух перебазируемых оптических стандартов на атомах иттербия, ОСЧ 1 и ОСЧ 2, расстояние между которыми может достигать нескольких километров.

Конструкция перебазируемых ОСЧ должна быть компактной и обеспечивать возможность транспортировки стандарта на поверхности Земли, а также простую сборку и перевод его в рабочее

состояние. Свойство перебазируемости ОСЧ позволяет использовать такой стандарт в качестве эталона сравнения для сличения частот удаленных друг от друга стационарных ОСЧ. Кроме того, пара перебазируемых ОСЧ, соединенных компенсированной волоконной линией, может обеспечить измерение разности гравитационных потенциалов между точками на Земле, где установлены стандарты. Необходимость таких измерений связана с тем, что на частоту квантовых стандартов влияет релятивистский сдвиг. Поэтому одним из требований «дорожной карты» перехода к новому определению секунды является более точное знание геопотенциала в местах расположения ОСЧ. Этого можно достичь путем комбинирования региональной геодезической информации с глобальной моделью и ее дополнения результатами сравнений частот ОСЧ в разных точках на Земле. Отметим, что для моделирования геопотенциала спутниковые данные предоставляют информацию, достоверную только при пространственном разрешении 200 км или хуже. В настоящее время отдельные метрологические лаборатории оценивают гравитационные сдвиги ОСЧ с неопределенностью на уровне 10^{-18} [4].

Концепция компенсации шумов в волоконной системе передачи на рис. 3 подобна предложенной в работе [25], но имеет некоторые особенности. Они связаны с тем, что в схеме нет оптических элементов, работающих в открытом пространстве. Передача излучения «часового» лазера ЛЧ 1 осуществляется без преобразования в диапазон прозрачности оптического волокна 1.55 мкм. Передача ведется

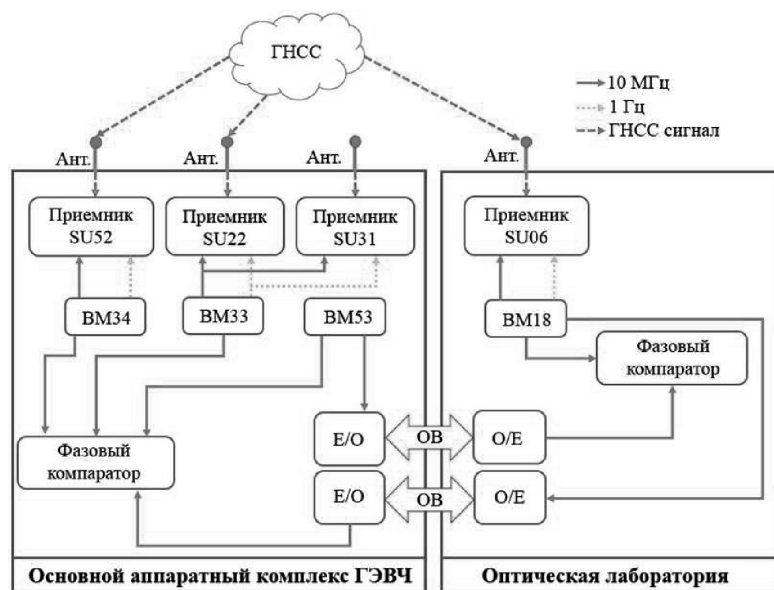


Рис. 4. Схема эксперимента по определению погрешности сравнения частот удаленных стандартов частоты с использованием ГНСС. ВМ — опорные активные водородные стандарты частоты, Е/О — электрооптический преобразователь, О/Е — оптико-электрический преобразователь, Ант. — антенна приемников ГНСС

непосредственно на длине волны 1156 нм. Это значительно повышает надежность системы и упрощает сравнение частот ЛЧ 1 и ЛЧ 2. В такой системе не используются сложные фемтосекундные синтезаторы оптических частот. Но следует отметить, что на длине волны 1156 нм как оптическое волокно, так и все волоконно-оптические элементы в системе, такие как оптические циркуляторы, разветвители, АОМ имеют значительно большие потери, чем подобные элементы, предназначенные для работы на длине волны 1.55 мкм. В схеме на рис. 3 при длине волны 1156 нм бюджет оптических потерь с волоконной линией длиной 5 км достигает 26 дБ. Отметим, что такой бюджет потерь соответствует потерям в системе, передающей излучение лазера на длине волны 1.55 мкм по волоконной линии длиной 100 км.

Подчеркнем также, что рабочий квантовый переход в атоме Yb имеет длину волны 578 нм. Но мы выбрали лазер с длиной волны 1156 нм, а излучение на длине волны 578 нм для спектрального анализа «часового» перехода формируется с помощью удвоительного кристалла. Выбор более длинноволнового «часового» лазера на 1156 нм облегчает решение задачи передачи излучения по волоконной линии на большие расстояния. Это связано с тем, что в более коротковолновой области 578 нм длинная волоконно-оптическая линия будет иметь очень большие потери.

Оптические циркуляторы ОЦ в системе (рис. 3) обеспечивают разделение излучения, распространяющегося в волоконной линии в прямом и обратном направлениях. На балансном фотоприемнике БФП смешивается исходное излучение, подаваемое в линию, с возвращенным обратно от принимающей стороны. Необходимый для коррекции фазы сигнал ошибки вырабатывается на фазовом детекторе ФД после сравнения частоты получаемых на БФП оптических биений с опорным генератором РГ 1 на 80 МГц. Компенсационная коррекция фазы оптического излучения в линии реализуется акустооптическим модулятором АОМ 1.

Поступившее на принимающую сторону по волоконной линии ОБ излучение подается на двунаправленный акустооптический модулятор АОМ 2 на частоте —40 МГц (см. рис. 3). Этот АОМ 2 управляется стабильным радиосигналом 40 МГц. Смещенное 40 МГц оптическое излучение, пройдя циркулятор ОЦ, разделяется оптическим разветвителем ОР на два направления. Одна часть излучения усиливается полупроводниковым усилителем ПОУ и возвращается обратно к началу линии на передающей стороне. А вторая часть излучения подается на фотоприемник ФП, где смешивается с излучением «часового» лазера ЛЧ 2 из состава ОСЧ 2. Измерение с помощью электронного частотомера частоты биений 40 МГц, выделяемых на ФП, позволяет сравнить частоты ОСЧ 1 и ОСЧ 2 с высокой точностью.

5. СРАВНЕНИЕ ЧАСТОТ УДАЛЕННЫХ ОСЧ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИГНАЛОВ ГНСС

Установленные на космических аппаратах глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) бортовые микроволновые стандарты и излучаемые ими сигналы могут использоваться в качестве своеобразных эталонов сравнения для определения разности частот ОСЧ, установленных на Земле. Создание систем, использующих сигналы ГНСС для сравнения частот удаленных ОСЧ, существенно дешевле волоконно-оптических систем, поскольку не требует прокладки дорогостоящих каналов связи [29]. ГНСС-приемники широко распространены, стоят недорого и практически не требуют затрат при эксплуатации.

Однако важным вопросом является исследование погрешности сравнения частот удаленных ОСЧ, достижимой при использовании сигналов ГНСС. Был проведен ряд экспериментов по оценке этой погрешности [30]. В эксперименте сравнивались частоты трех водородных мазеров, расположенных на объектах ГЭВЧ на расстоянии примерно 850 м друг от друга. Схема эксперимента представлена на рис. 4.

На основном аппаратном комплексе ГЭВЧ (объект «Сигнал») располагались 3 приемника ГНСС и 2 опорных активных водородных стандарта частоты (ВМ). В здании оптической лаборатории — 1 приемник ГНСС и 1 ВМ. Еще один ВМ в основном аппаратном комплексе ГЭВЧ использовался как промежуточный для сличения частот по ВОЛС. В ходе эксперимента были получены оценки разности частот опорных ВМ с использованием ГНСС и двух независимых линий ВОЛС. Это позволило провести сравнение результатов, полученных по ГНСС и ВОЛС. Предполагая, что погрешность передачи частот ВМ по ВОЛС пренебрежимо мала по сравнению с погрешностью, возникающей при использовании каналов ГНСС, была определена погрешность оценок разностей частот ВМ по ГНСС.

Определение разности частот ВМ с помощью ГНСС в эксперименте проводилось на основе оценок расхождения шкал времени (ШВ) путем формирования простой первой разности ШВ. Для определения разности ШВ использовалась методика высокоточного абсолютного позиционирования с целочисленным разрешением неоднозначности, известная как Integer precise point positioning (IPPP или

PPP-AR) [31,32]. Исходными данными для проведения решения по данной методике являются кодовые и фазовые измерения ГНСС-приемника в двух частотных диапазонах. Также требуется информация о высокоточных орбитах и поправках к бортовым ШВ навигационных спутников. Для высокоточного сравнения ШВ необходимо осуществить накопление кодовых и фазовых ГНСС-измерений на протяжении нескольких суток. Важным условием является непрерывность фазовых измерений на всем временном интервале решения задачи.

Преимуществом технологии IPPP является получение единого решения на всем массиве обрабатываемых измерений при условии непрерывности фазовых измерений. Такое решение, в отличие от традиционного метода высокоточного позиционирования PPP, не подвержено влиянию межсуточных скачков и других ухудшающих точность факторов. В результате разность расхождений шкал времени между любыми моментами времени в пределах интервала обработки может быть определена с очень высокой точностью. При этом для каждого сеанса обработки будет существовать постоянная погрешность оценки ШВ, которая зависит от шума кодовых измерений и ряда других факторов. Однако, т.к. для решения задачи измерения разности частот абсолютное значение разности ШВ не важно, необходимо знать только разность фаз ШВ. Таким образом, постоянная погрешность разности ШВ не влияет на результат, и погрешность оценки разности частот определяется только случайной составляющей фазовых измерений и применяемых в решении моделей. Случайная погрешность оценки ШВ с применением метода IPPP оценивается как не превышающая 50 пс, что соответствует погрешности сравнения частот порядка $\pm 1 \cdot 10^{-16}$ за одни сутки. Также важным преимуществом технологии IPPP является отсутствие необходимости одновременной видимости космических аппаратов. Конечно, в рамках данного эксперимента это не принципиально, поскольку приемники располагались всего в 850 м друг от друга, но при выполнении сличений на расстоянии нескольких тысяч километров данный фактор приобретает первостепенное значение.

Эксперимент проводился в течение четырех месяцев: с 29 сентября 2022 г. по 29 января 2023 г. Это позволило оценить стабильность решений IPPP на интервалах вплоть до двух месяцев. В качестве меры погрешности в эксперименте была выбрана модифицированная девиация Аллана, которая час-

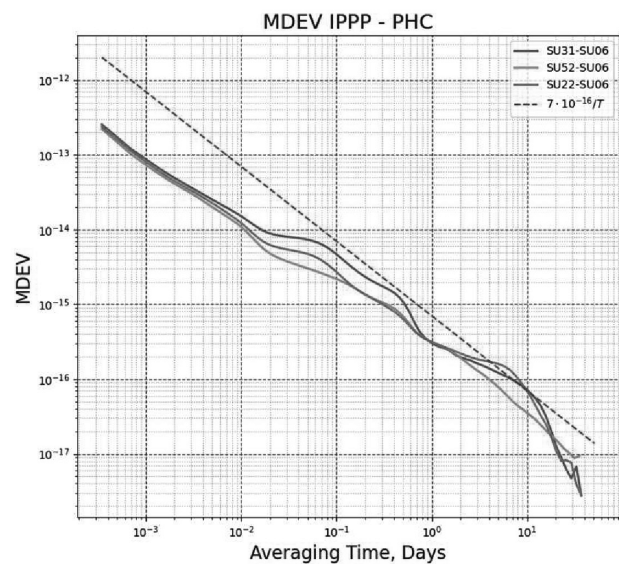


Рис. 5. Модифицированная девиация Аллана (MDEV) ошибки определения разности частот с помощью IPPP (PNC — фазовый компаратор)

то используется для оценки характеристик каналов сличений. Сначала рассчитывалась разность оценок частот, полученных на основе измерений с помощью различных ГНСС-приемников (IPPP) и измерений по ВОЛС с помощью фазового компаратора. Затем вычислялись девиации этих разностей, которые представлены на рис. 5. По оси *y* изображена непосредственно модифицированная девиация Аллана, а по оси *x* — время усреднения в сутках.

Как видно из представленного графика, при усреднении от 20 сут метод IPPP дает возможность сравнивать частоты удаленных стандартов с неопределенностью порядка нескольких единиц 10^{-17} при условии непрерывности фазовых измерений и отсутствии проблем при обработке. Штриховой линией на графике показана модифицированная девиация Аллана теоретического шумового процесса с фазовым фликер-шумом 35 пс. Для такого процесса эта величина линейно убывает с увеличением времени усреднения. Близость полученных результатов к данному процессу на больших интервалах усреднения позволяет предположить дальнейшую тенденцию уменьшения погрешности метода IPPP также по линейному закону в зависимости от времени усреднения.

Зарубежными специалистами также проводились эксперименты, в ходе которых сравнивались

Таблица 2. Сравнение методов сличения частот ОСЧ

Методы	ВОЛС	ПОСЧ	ГНСС
Дости- жимая НСП	$< 5 \cdot 10^{-19}$	$< 3 \cdot 10^{-17}$	$\sim 5 \cdot 10^{-17}$
Досто- инства	Высокая точность за счет компенсации фазовых шумов, вносимых ВОЛС	Гибкость, т.к. переба- зируемые ОСЧ могут быть перемещены в любую точку	Широко распрос- транены, менее дорого- стоящие
Недост- атки	В РФ затруднено использование телекомму- никационных ВОЛС для целей передачи высоко- стабильных сигналов	Технически сложно достичь метроло- гических характе- ристик, на уровне стационар- ных ОСЧ	Требуется длительное усреднение (> 20 сут)

оценки, полученные методом IPPP и по оптическому каналу сличений частот. В иностранном эксперименте использовалась существенно более длинная линия ВОЛС и было показано [33], что случайная погрешность метода IPPP также не превышает $1 \cdot 10^{-16}$ на интервале усреднения 3 сут для базовых линий длиной до 1000 км. Это соответствует результатам, полученным в ходе нашего эксперимента. Проведение сравнений на более длинных базовых линиях для проверки метода затруднено из-за отсутствия альтернативного волоконно-оптического или какого-либо иного канала для передачи высокостабильных сигналов с требуемой точностью.

Недостатком использования метода IPPP для решения задачи сравнения частот удаленных ОСЧ является необходимость проведения длительного усреднения для получения требуемой точности. Это ограничивает применение метода и не позволяет сравнивать частоты ОСЧ непосредственно, поскольку время непрерывной работы ОСЧ, как правило, не превышает нескольких дней. Поэтому необходимо использовать микроволновые ВМ в качестве

промежуточных часов, которые сличаются с помощью IPRP, а ОСЧ, в свою очередь, сравниваются с ВМ.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено уточнение составляющих бюджета неопределенности ОСЧ Sr-1, входящего в состав ГЭТ-1. Это позволило оценить его суммарный бюджет НСП на уровне $2.5 \cdot 10^{-17}$. Описана внутриобъектовая система передачи и сравнения частот по ВОЛС микроволновых и оптических стандартов, входящих в состав ГЭТ-1.

Представлен аванпроект перебазированного ОСЧ на ультрахолодных нейтральных атомах иттербия и описана схема сличений оптических частот удаленных друг от друга перебазированных ОСЧ на атомах иттербия по ВОЛС.

Проведено экспериментальное сравнение способов сличений выходных сигналов микроволновых стандартов частоты с помощью ВОЛС и при использовании сигналов ГНСС. Для этого были выполнены измерения, позволившие сравнить результаты сличений частот территориально рассредоточенных водородных мазеров, входящих в состав ГЭТ-1, которые были получены методом передачи сигналов по ВОЛС и методом IPRP.

Выше в табл. 2 приведено сравнение трех рассмотренных методов сравнения частот двух удаленных ОСЧ.

У каждого метода есть свои преимущества и недостатки, но наиболее достижимым на данный момент представляется метод сличений через сигналы ГНСС из-за относительной простоты использования, хотя он и требует усреднения данных за 20 сут. В заключение отметим, что для принятия нового определения секунды необходимо иметь возможность сравнения частот ОСЧ в континентальном и трансконтинентальном масштабах. Предполагается, что в будущем сравнение частот оптических стандартов будет основываться на передаче сигналов в локальных оптоволоконных сетях, соединенных неволоконными межконтинентальными линиями связи [29]. Следовательно, необходимо развивать все три указанных в табл. 2 метода сличения ОСЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Terrien, *Metrologia* **4**, 41 (1968).
2. G. Petit, F. Arias, and G. Panfilo, *Compt. Rend. Phys.* **16**, 480 (2015).
3. T. Bothwell, D. Kedar, E. Oelker et al., *Metrologia* **56**, 65004 (2019).
4. N. Dimarcq, M. Gertsvolf, G. Miletì et al., *Metrologia* **61**, 012001 (2024).
5. С. И. Донченко, И. Ю. Блинов, И. Б. Норец и др., *Измер. техника* **1**, 35 (2020).
6. Д. В. Сутырин, О.И. Бердасов, С.Ю. Антропов и др., *КЭ* **49**, 199 (2019).
7. Г. С. Белотелов, Д. В. Сутырин, С. Н. Слюсарев, *Альманах современной метрологии* **4**, 100 (2021).
8. А. П. Вялых, П. И. Скакуненко, М. В. Шишова и др., *Письма в ЖЭТФ* **119**, 273 (2024).
9. D. Xiong, Q. Zhu, J. Wang et al., *Metrologia* **58**, 35005 (2021).
10. T. Middelmann, S. Falke, C. Lisdat et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 263004 (2012).
11. S. G. Porsev and A. Derevianko, *Phys. Rev. A* **74**, 20502 (2006).
12. M. S. Safronova, S. G. Porsev, U. I. Safronova et al., *Phys. Rev. A* **87**, 12509 (2013).
13. T. L. Nicholson, S. L. Campbell, R. B. Hutson et al., *Nat. Commun.* **6**, 6896 (2015).
14. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 83001 (2006).
15. X. Baillard, M. Fouche, R. Le. Targat et al., *Eur. Phys. J. D* **48**, 11 (2008).
16. M. M. Boyd, T. Zelevinsky, A. D. Ludlow et al., *Phys. Rev. A* **76**, 22510 (2007).
17. V. D. Ovsiannikov, S. I. Marmo, V. G. Palchikov et al., *Phys. Rev. A* **93**, 43420 (2016).
18. G. S. Belotelov, V. D. Ovsiannikov, D. V. Sutyurin et al., *Laser Phys.* **30**, 45501 (2020).
19. И. Ю. Блинов, Ю. Ф. Смирнов, Ф. Р. Смирнов, *Вестник метролога* **3**, 3 (2018).
20. М. М. Мазур, Л. И. Мазур, В. Н. Шпорин и др., *КЭ* **52**, 661 (2022).
21. A. V. Semenko, A. P. Vyalykh, D. A. Paryohin et al., in *Proc. 26th Int. Conf. on Digital Signal Processing and its Applications (DSPA)*, IEEE (2024), pp. 1–5.

22. V. Smotlacha, A. Kuna, and W. Mache, in *Proc. of the 42nd Annual PTI* (2010), p. 427.
23. К. Ю. Хабарова, Е. С. Калганова, Н. Н. Колачевский, УФН **188**, 221 (2018).
24. Р. И. Балаев, А. Н. Малимон, Д. М. Федорова и др., Измер. техника **38** (2017).
25. L.-S. Ma, P. Jungner, J. Ye et al., *Opt. Lett.* **19**, 1777 (1994).
26. S. Droste, F. Ozimek, Th. Udem et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 110801 (2013).
27. O. Terra, G. Grosche, and H. Schnatz, *Opt. Express* **18**, 16102 (2010).
28. Д. В. Сутырин, А. Ю. Грибов, Р. И. Балаев и др., КЭ **52**, 498 (2022).
29. M. Pizzocaro, M. Sekido, K. Takefuji et al., *Nat. Phys.* **17**, 223 (2021).
30. В. Ф. Фатеев, А. А. Карауш, Ф. Р. Смирнов, ЖТФ **93**, 23 (2023).
31. P. Collins, S. Bisnath, F. Lahaye et al., *Navigation* **57**, 123 (2010).
32. S. Loyer, F. Perosanz, F. Mercier et al., *J. Geod.* **86**, 991 (2012).
33. G. Petit, J. Leute, S. Loyer, and F. Perosanz, in *Proc. Joint Conf. EFTF/IFCS*, IEEE (2017), p. 784.

СВЧ РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ТРИПЛЕТНЫМИ РИДБЕРГОВСКИМИ СОСТОЯНИЯМИ АТОМОВ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНО-ПОДОБНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГРУППЫ IIb (Zn, Cd, Hg) И ИТТЕРБИЯ Yb

А. А. Каменский ^{a*}, И. Л. Глухов ^a, А. С. Корнев ^a, Н. Л. Манаков ^a, В. Д. Овсянников ^{a,b},
В. Г. Пальчиков ^{b,c}

^a Воронежский государственный университет
394018, Воронеж, Россия

^b Федеральное государственное унитарное предприятие «ВНИИФТРИ»
141570, Менделеево, Московская обл., Россия

^c Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
115409, Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 марта 2024 г.,
после переработки 14 марта 2024 г.
Принята к публикации 2 мая 2024 г.

Определены численные значения квантовых дефектов, использованные для расчетов частот и матричных элементов дипольных радиационных переходов СВЧ-диапазона между триплетными ридберговскими состояниями n^3S_1 , n^3P_1 , n^3D_2 и n^3F_3 серий атомов группы IIb с большими значениями главных квантовых чисел $n > 20$. Результаты расчетов в рамках полуэмпирических методов теории квантового дефекта и модельного потенциала Фьюса аппроксимированы квадратичными полиномами. Коэффициенты полиномов табулированы вместе с численными значениями частот и матричных элементов и могут быть использованы для измерения напряженности полей по СВЧ-индуцированному расщеплению резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности, для разработки и планирования исследований характеристик СВЧ-излучения с использованием ридберговских атомов.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100055

1. ВВЕДЕНИЕ

Прецизионное измерение напряженности электрических полей сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения на основе измерения спектроскопических характеристик радиационных переходов между ридберговскими состояниями атомов с большими значениями главных квантовых чисел n становится подробно изученной теоретически и детально разработанной экспериментально областью исследований в современной атомной и

молекулярной спектроскопии [1–13]. В этой же СВЧ спектральной области локализуются частоты радиационных переходов между ридберговскими состояниями атомов. Вместе с частотами радиационных переходов быстро убывают пропорционально $n^{-\alpha}$, где $\alpha \geq 3$, и ширины ридберговских уровней энергии [14]. Благодаря практически бесконечному набору ридберговских состояний в любом атоме с отчетливо выраженными сериями одноэлектронных связанных состояний всегда существует возможность найти такие ридберговские уровни, частота перехода между которыми строго совпадает с заданной частотой СВЧ-излучения ω_{Ryd} . Под действием резонансного поля происходит расщепление ридберговских уровней, пропорциональное частоте

* E-mail: san40@bk.ru

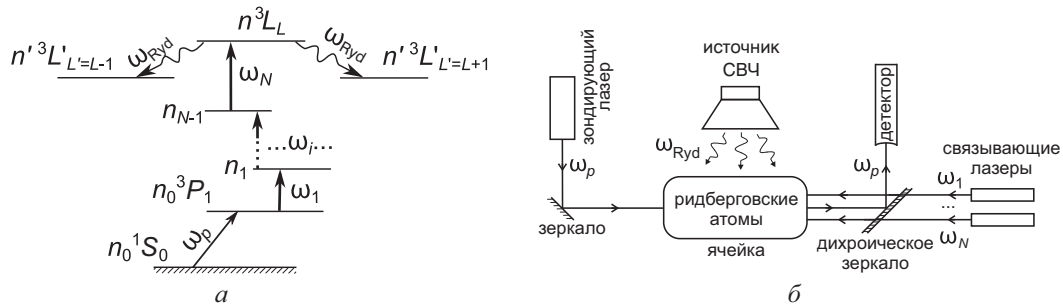


Рис. 1. *а* — Энергетические уровни для N -фотонного возбуждения триплетного ридберговского nL -состояния и расщепления ЭИП-резонанса СВЧ-излучением, резонансным переходу $nL \rightarrow n'L'$ ($L' = L \pm 1$). *б* — Зондирующее лазерное излучение (ω_p), пучки связывающего излучения (на частотах $\omega_1, \dots, \omega_N$) и СВЧ-излучение (ω_{Ryd})

Раби $\Omega = F\mathcal{R}$ — произведению напряженности СВЧ электрического поля F и матричного элемента $\mathcal{R}$ радиационного перехода [10–13, 15]. Такое расщепление, трансформируемое в расщепление резонанса для эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) сильно поглощаемого излучения, зондирующего резонансный переход из основного в первое возбужденное состояние, может быть измерено с большой точностью (см. рис. 1).

Таким образом, измерение напряженности электрического поля излучения СВЧ-диапазона (микроволнового, миллиметрового, сантиметрового, радиочастотного) может быть основано на измерении расщепления частоты резонанса эффекта ЭИП резонансно поглощаемой атомами волны оптического диапазона. Данный эффект, хорошо изученный и эффективно используемый для метрологии СВЧ-полей в атомах щелочных элементов группы I [1–11], может наблюдаться также и в двухвалентных атомах щелочноземельных и щелочноземельно-подобных элементов групп IIa и IIb. К настоящему времени выполнены подробные расчеты матричных элементов электродипольных радиационных переходов между дублетными состояниями атомов щелочных металлов [10, 11], а также между синглетными состояниями атомов щелочноземельно-подобных элементов [12, 13].

Следует заметить, что рассчитанные наборы частот радиационных переходов во всех атомах из перечисленных выше групп, а также соответствующих матричных элементов предоставляют необходимую информацию не только для выбора, но и для оценки эффективности использования выбранного перехода в конкретной метрологической задаче.

Наряду с синглетными состояниями, все двухвалентные элементы обладают и триплетными состояниями, обеспечивающими дополнительные к син-

глетным наборы частот радиационных переходов в СВЧ-диапазоне [16]. Кроме того, первое возбужденное состояние двухвалентного атома $n_0s n_0p(^3P_1)$, обеспечивающее резонансное поглощение излучения зондирующего лазера на частоте интеркомбинационного перехода из основного состояния $n_0s^2(^1S_0)$, является триплетным. Частота излучения такого частично запрещенного по полному спину электронной оболочки перехода практически во всех атомах групп IIa и IIb примерно в полтора раза ниже частоты полностью разрешенного перехода с возбуждением синглетного состояния $n_0s n_0p(^1P_1)$ (см. последние строки табл. 1). В этой связи результаты численных расчетов частот и амплитуд радиационных переходов между триплетными ридберговскими состояниями атомов группы IIb, представленные в настоящей работе, существенно дополняют полученную в [10–13] информацию, необходимую для разработки оптических методов прецизионного измерения характеристик СВЧ-излучения.

Наряду с задачами метрологии характеристик СВЧ-излучения, рассчитанные значения частот и амплитуд радиационных переходов между ридберговскими состояниями атомов могут быть востребованы и в задачах разработки и оптимизации цифровых информационных и коммуникационных радиочастотных систем на основе ридберговских атомов [7, 9].

Работа построена следующим образом.

В разд. 2 рассчитаны численные значения квантовых дефектов для серий n^3S_1 , n^3P_1 , n^3D_2 , n^3F_3 триплетных ридберговских состояний на основе имеющихся литературных данных для уровней энергий щелочноземельно-подобных атомов элементов группы IIb (Zn, Cd, Hg) и иттербия Yb. Результаты численных расчетов согласуются с имеющимися данными современной литературы.

В разд. 3 представлены таблицы частот дипольных переходов между наиболее близкими по энергии состояниями.

В разд. 4 приводятся аналитические выражения для амплитуд дипольно-разрешенных радиационных переходов между триплетными ридберговскими состояниями через радиальные матричные элементы.

В разд. 5 обсуждаются методы расчета и даются таблицы численных значений радиальных матричных элементов электродипольных переходов между ридберговскими состояниями.

Обсуждение полученных результатов и заключительные замечания представлены в разд. 6.

2. КВАНТОВЫЕ ДЕФЕКТЫ ТРИПЛЕТНЫХ РИДБЕРГОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ГРУППЫ ПЬ И ИТТЕРБИЯ

В настоящее время имеются обширные базы данных, содержащие численные значения энергий атомных состояний [17, 18], необходимые для расчета частот радиационных СВЧ-переходов между ридберговскими уровнями. Современные лазерные установки позволяют получать такие высоковозбужденные состояния методами спектроскопии многофотонных переходов [19, 20]. Состояния n^3F_3 , n^3D_2 , n^3P_1 и n^3S_1 являются наиболее подходящими для наблюдения СВЧ-переходов в атомах щелочноземельно-подобных металлов. В окрестности точки сгущения энергий состояний n^3L_J всегда можно найти такие состояния $n'^3L'_{J'}$, для которых частоты переходов $nL \rightarrow n'L'$ лежат в тера-, гига- и мегагерцевом диапазоне. Они определяются в соответствии с $\omega_{Ryd} = E_{nL} - E_{n'L'}$, где E_{nL} — энергия связи ридберговского состояния n^3L_J , которую удобно представить соотношением [21–23]

$$E_{nL} = I_{pA} - \frac{Ry_A}{(n - \mu_{nL})^2}. \quad (1)$$

Здесь I_{pA} и Ry_A — соответственно энергия ионизации основного состояния атома и постоянная Ридберга, учитывающая конечную массу атома M_A ; $Ry_A = Ry_\infty / (1 + M_A^{-1})$, $Ry_\infty = 109737.315685 \text{ см}^{-1}$ — универсальная постоянная Ридберга (для $M_A = \infty$), μ_{nL} — квантовый дефект состояния n^3L_J . В настоящей работе мы рассматриваем состояния $n^3L_{J=L}$ ($L > 0$) и $n^3S_{J=1}$.

Точность значений энергий серии E_{nL} в базах данных для энергетических уровней [17, 18] ограничена восемью–девятью десятичными знаками. С ростом n расстояние между соседними уровнями

уменьшается пропорционально n^{-3} . Поэтому точность ω_{Ryd} снижается до 3–4 знаков вследствие взаимного уничтожения старших разрядов при вычитании. Для экстраполяции табличных данных указанная проблема решается параметризацией квантового дефекта μ_{nL} формулой Ридберга – Ритца [21–23]

$$\mu_{nL} = \sum_{q=0}^{q_{max}} \frac{\mu_{2q}}{(n - \mu_0)^{2q}}, \quad (2)$$

где константы μ_{2q} получаются интерполяцией значений μ_{nL} , вычисленных из табличных энергий E_{nL} в соответствии с (1). На практике, как правило, $q_{max} \leq 2$.

Определению констант I_{pA} , Ry_A и μ_{2q} посвящено достаточно большое количество теоретических и экспериментальных исследований, предоставляющих энергии связанных состояний щелочноземельно-подобных атомов. В табл. 1 приведены наиболее надежные значения параметров формул (1), (2), рассчитанных из численных значений энергий соответствующих серий триплетных состояний, представленных в базах данных [17, 18]. Квантовые дефекты вычислены по формуле (1), а константы μ_{2q} получены стандартными методами полиномиальной интерполяции. Как следует из численных значений параметров μ_{2q} , при $n > 15$ основной вклад в сумму (2) дают слагаемые с малыми значениями q , главным образом с $q = 0, 1$.

Наряду с энергией ионизации I_{pA} , в последней строке табл. 1 приведены энергии первых возбужденных состояний $Ex_{срA}$: триплетного 3P_1 и синглетного 1P_1 , определяющих частоты резонансно поглощаемых нормальными атомами излучений. Именно эти частоты могут быть выбраны в качестве частот зондирующего (пробного) излучения ω_p для измерения напряженности электрического поля СВЧ-излучения по расщеплению резонанса эффекта ЭИП (см. также рис. 1). При этом более низкие частоты возбуждений триплетных состояний могут оказаться более доступными и удобными для зондирования резонансных переходов, нежели частоты возбуждений состояний синглетных.

3. ЧАСТОТЫ РАДИАЦИОННЫХ СВЧ-ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ТРИПЛЕТНЫМИ РИДБЕРГОВСКИМИ СОСТОЯНИЯМИ АТОМОВ ГРУППЫ ПЬ И ИТТЕРБИЯ

Данные табл. 1 позволяют рассчитать по формуле (1) частоты резонансных СВЧ-переходов между триплетными ридберговскими состояниями рас-

Таблица 1. Численные значения констант μ_{2q} в формуле Ридберга – Ритца (2) для триплетных ридберговских состояний атомов группы IIb и иттербия. Также указаны значения постоянной Ридберга R_{y_A} для атома A , потенциала ионизации I_{p_A} , энергии возбуждения резонансного 1P_1 и метастабильного 3P_1 состояний $E_{хср_A}$

Серия n^3L_J	μ_{2q}	Атом (основное состояние)			
		Zn ($3d^{10}4s^2$)	Cd ($4d^{10}5s^2$)	Hg ($6s^2$)	Yb ($6s^2$)
n^3S_1	μ_0	2.716551	3.65762	4.69743	4.44242
	μ_2	0.052543	0.221535	0.192163	0.249107
	μ_4	3.45004	0.908956	1.77218	1.98376
n^3P_1	μ_0	2.19734	3.1352	4.21193	3.95192
	μ_2	0.18688	0.791835	−1.17647	−2.16689
	μ_4	8.7502	14.1379	43.8889	11.6313
n^3D_2	μ_0	1.09071	2.08441	3.06532	2.75098
	μ_2	−0.246526	−0.081925	−0.939772	−0.70516
	μ_4	3.56537	4.48705	24.1838	37.3111
n^3F_3	μ_0	0.022242	0.0357423	1.08904	1.06520
	μ_2	0.31213	0.154961	−11.0497	0.304355
	μ_4	−9.51844	−7.15522	397.922	7.92697
$R_{y_A}, \text{ см}^{-1}$		109736.3949	109736.7802	109737.0156	109736.9677
$I_{p_A}, \text{ см}^{-1}$		75769.31	72540.05	84184.15	50443.0704
$E_{хср_A}, \text{ см}^{-1}$	3P_1	32501.399	30656.087	39412.237	17992.007
	1P_1	46745.4032	43692.384	54068.6829	25068.222

сма триваемых атомов с неограниченно большими значениями главных квантовых чисел. Для частоты перехода $n^3L_J \rightarrow n'^3L'_{J'}$ в соответствии с (1) можно записать зависимость от эффективных главных квантовых чисел начального $\nu_{nL} = n - \mu_{nL}$ и конечного $\nu_{n'L'} = n' - \mu_{n'L'}$ ридберговских состояний в виде

$$\Delta E_{nLL'} \equiv E_{nL} - E_{n'L'} =$$
$$= R_{y_A} \frac{(\nu_{nL} - \nu_{n'L'}) (\nu_{nL} + \nu_{n'L'})}{\nu_{nL}^2 \nu_{n'L'}^2}. \quad (3)$$

Главные квантовые числа n и n' могут совпадать или отличаться друг от друга на одну–две единицы: $n' = n + \delta$, $\delta = 0, \pm 1, \pm 2$ (см. табл. 2 – 5). Значения квантовых дефектов μ_{nL} и $\mu_{n'L'}$ вычисляются в соответствии с (2) по данным из табл. 1.

Частоты некоторых переходов между триплетными ридберговскими состояниями атомов Zn, Cd, Hg и Yb даны в табл. 2 – 5. С помощью полиномиальной интерполяции рассчитанных значений частот можно получить асимптотическую аппроксимационную формулу частоты перехода как функцию

главного квантового числа n в виде

$$\Delta E_n = \frac{d_0}{n^3} \left(1 + \frac{d_1}{n} + \frac{d_2}{n^2} \right). \quad (4)$$

Значения коэффициентов d_0 , d_1 и d_2 , найденные в процессе интерполяции вычисленных частот (3) для переходов между состояниями с $n = 20, 60, 120$, также представлены в табл. 2 – 5.

4. АМПЛИТУДА ДИПОЛЬНОГО
СВЧ-ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ТРИПЛЕТНЫМИ
СОСТОЯНИЯМИ ДВУХВАЛЕНТНОГО
АТОМА

Матричный элемент одноэлектронного дипольного перехода между триплетными ридберговскими состояниями $\mathcal{R}_{nL'L}^{(\tau,M)} = \langle n'^3L'_{J'M+\tau} | x_\tau | n^3L_{JM} \rangle$ можно вычислить стандартными методами атомной спектроскопии [24, 25]. Магнитное квантовое число M здесь задает проекцию вектора полного углового момента $\mathbf{J}$ на ось z . Интегрирование по угловым переменным можно провести методами квантовой теории углового момента [24], в результате чего матрич-

Таблица 2. Частоты электродипольных переходов (в ГГц) между триплетными ридберговскими состояниями в атомах цинка: $\Delta E_{nSP} = E_n {}^3S_1 - E_{(n-1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nPS} = E_n {}^3P_1 - E_n {}^3S_1$, $\Delta E_{nPD} = E_{(n+2)} {}^3P_1 - E_n {}^3D_2$, $\Delta E_{nDP} = E_n {}^3D_2 - E_{(n+1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nFD} = E_{(n-1)} {}^3F_3 - E_n {}^3D_2$

n	ΔE_{nSP}	ΔE_{nPS}	ΔE_{nPD}	ΔE_{nDP}	ΔE_{nFD}
20	640.070	632.508	810.333	105.887	64.8614
50	30.3914	31.7879	48.8874	6.02658	3.82946
100	3.46163	3.68087	5.99304	0.726529	0.464693
150	0.995017	1.06362	1.76426	0.212746	0.136290
200	0.413501	0.443158	0.741898	0.0892297	0.0572019
Параметры интерполяционной формулы (4)					
d_0 , ТГц	3171.94	3420.87	5878.12	701.845	450.433
d_1	8.32284	7.09337	1.92939	3.35842	3.19838
d_2	79.2793	49.8018	2.55069	15.6123	-3.17404

Таблица 3. То же, что в табл. 2, но для атомов кадмия: $\Delta E_{nSP} = E_n {}^3S_1 - E_{(n-1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nPS} = E_n {}^3P_1 - E_n {}^3S_1$, $\Delta E_{nPD} = E_{(n+2)} {}^3P_1 - E_n {}^3D_2$, $\Delta E_{nDP} = E_n {}^3D_2 - E_{(n+1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nFD} = E_{(n-2)} {}^3F_3 - E_n {}^3D_2$

n	ΔE_{nSP}	ΔE_{nPS}	ΔE_{nPD}	ΔE_{nDP}	ΔE_{nFD}
20	757.070	748.542	1002.97	61.6292	54.7512
50	32.0868	33.9455	55.1076	3.06556	2.90036
100	3.54073	3.81241	6.55676	0.356898	0.340679
150	1.00761	1.09086	1.91135	0.103396	0.0988761
200	0.416684	0.452312	0.799833	0.0431419	0.0412848
Параметры интерполяционной формулы (4)					
d_0 , ТГц	3165.27	3450.72	6247.51	335.243	320.377
d_1	10.1984	9.39231	4.76317	5.69431	6.08108
d_2	161.409	106.308	18.4637	74.3851	25.2472

Таблица 4. То же, что в табл. 2, но для атомов ртути: $\Delta E_{nSP} = E_n {}^3S_1 - E_{(n-1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nPS} = E_n {}^3P_1 - E_n {}^3S_1$, $\Delta E_{nPD} = E_{(n+2)} {}^3P_1 - E_n {}^3D_2$, $\Delta E_{nDP} = E_n {}^3D_2 - E_{(n+1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nFD} = E_{(n-1)} {}^3F_3 - E_n {}^3D_2$

n	ΔE_{nSP}	ΔE_{nPS}	ΔE_{nPD}	ΔE_{nDP}	ΔE_{nFD}
20	983.938	859.032	1074.09	200.241	1247.37
50	36.9910	33.8576	52.8664	9.36689	60.5000
100	3.94162	3.66356	6.08440	1.06130	6.95468
150	1.10924	1.03623	1.75474	0.304517	2.00584
200	0.456198	0.427252	0.730418	0.126435	0.835038
Параметры интерполяционной формулы (4)					
d_0 , ТГц	3434.87	3232.04	5624.75	967.457	6438.80
d_1	11.8590	10.9580	7.56225	8.82170	7.24673
d_2	279.478	231.357	59.8187	85.8910	74.99121

Таблица 5. То же, что в табл. 2, но для атомов *иттербия*: $\Delta E_{nSP} = E_n {}^3S_1 - E_{(n-1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nPS} = E_n {}^3P_1 - E_n {}^3S_1$, $\Delta E_{nDP} = E_n {}^3D_2 - E_{(n+1)} {}^3P_1$, $\Delta E_{nDF} = E_n {}^3D_2 - E_{(n-2)} {}^3F_3$, $\Delta E_{nFD} = E_{(n-1)} {}^3F_3 - E_n {}^3D_2$

n	ΔE_{nSP}	ΔE_{nPS}	ΔE_{nDP}	ΔE_{nDF}	ΔE_{nFD}
20	916.114	833.140	254.977	418.199	825.765
50	35.9728	33.6656	12.5720	19.8255	41.8361
100	3.87086	3.67235	1.44086	2.25963	4.85389
150	1.09252	1.04147	0.414816	0.649735	1.40338
200	0.449955	0.429974	0.172507	0.270064	0.584881
Параметры интерполяционной формулы (4)					
d_0 , ТГц	3387.35	3261.28	1322.76	2073.50	4517.44
d_1	11.9367	10.4479	8.44738	8.12900	6.98857
d_2	226.710	208.528	47.8908	82.8190	45.1730

ный элемент $\mathcal{R}_{nL'L}^{(\tau,M)}$ будет выражен через радиальный матричный элемент $R_{nLL'} = \langle n'L'|r|nL \rangle$ следующим образом (см. [24], разд. 13.1, формула (40)):

$$\mathcal{R}_{nL'L}^{(\tau,M)} = (-1)^{J+L'} \sqrt{2J+1} C_{JM\ 1\tau}^{J'M+\tau} \times \left\{ \begin{matrix} 1 & L' & L \\ 1 & J & J' \end{matrix} \right\} \langle L' \| C_1 \| L \rangle \langle n'L' | r | nL \rangle. \quad (5)$$

Здесь $\tau = 0$ для π -поляризации, $\tau = \pm 1$ для σ -поляризации излучения СВЧ;

$$\begin{aligned} \langle L' \| C_1 \| L \rangle &= \sqrt{2L+1} C_{L0\ 10}^{L'0} = \\ &= \begin{cases} -\sqrt{L} & \text{при } L' = L-1, \\ \sqrt{L+1} & \text{при } L' = L+1 \end{cases} \end{aligned}$$

— приведенный матричный элемент модифицированной сферической функции [24]

$$C_{q\tau}(\hat{\mathbf{r}}) = \sqrt{\frac{4\pi}{2q+1}} Y_{q\tau}(\hat{\mathbf{r}}), \quad \hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r.$$

В формуле (5) использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша – Гордана и 6j-символов.

Амплитуду СВЧ-перехода (5) удобно представить в виде произведения углового множителя $({}^3L'_{J'M+\tau} | {}^3L_{JM})$ и радиального матричного элемента:

$$\mathcal{R}_{nL'L}^{(\tau,M)} = ({}^3L'_{J'M+\tau} | {}^3L_{JM}) R_{nLL'}. \quad (6)$$

В частности, при $L, L' > 0$, $J = L$, $J' = L'$ в случае π -переходов ($\tau = 0$)

$$\begin{aligned} ({}^3L'_{J'M} | {}^3L_{JM}) &= \\ &= A_{L'L} \sqrt{L'(L'+1) + L(L+1) - 2M^2}; \end{aligned}$$

в случае σ -переходов ($\tau = \pm 1$)

$$\begin{aligned} ({}^3L'_{J'M\pm 1} | {}^3L_{JM}) &= A_{L'L} (L' - L) \times \\ &\times \sqrt{[L' \pm M(L' - L)][L' + 1 \pm M(L' - L)]}. \end{aligned}$$

Здесь

$$A_{L'L} = \frac{L'(L'+1) + L(L+1) - 2}{\sqrt{8L'L(L'+1)(L+1)(2L'+1)(2L+1)}},$$

$$L' = L \pm 1.$$

Однако в случае $L = 0$, $M = 0, \pm 1$, $J' = L' = 1$ результаты различаются только знаками. Для π -переходов

$$({}^3P_{1M} | {}^3S_{1M}) = -\text{sign}(M)/\sqrt{6};$$

для σ -переходов

$$({}^3P_{1M\pm 1} | {}^3S_{1M}) = \pm 1/\sqrt{6}.$$

Отметим, что при $|M| > J$ или при $|M + \tau| > J'$ угловой множитель обращается в нуль.

5. РАДИАЛЬНЫЕ МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ТРИПЛЕТНЫМИ РИДБЕРГОВСКИМИ СОСТОЯНИЯМИ АТОМОВ ГРУППЫ ПЬ И ИТТЕРБИЯ

Основной вклад в численное значение радиального матричного элемента $R_{nLL'}$ в амплитуде электродипольного перехода (6) определяется дипольным переходом ридберговского электрона между состояниями с близкими значениями главных квантовых чисел $n' = n + \delta$, $\delta = 0, \pm 1, \pm 2$ и смежными значениями орбитальных квантовых чисел $L' = L \pm 1$.

Таблица 6. Численные значения (в атомных единицах) и коэффициенты аппроксимационного полинома (7) для радиальных матричных элементов электродипольных переходов между триплетными ридберговскими состояниями в атомах цинка. Соответствующие частоты переходов и обозначения представлены в табл. 2

n	R_{nSP}	R_{nPS}	R_{nPD}	R_{nDP}	R_{nFD}
20	320.046	340.454	163.305	528.249	533.487
50	2484.06	2461.60	1134.41	3543.21	3579.62
100	10623.2	10311.1	4695.57	14489.5	14623.8
150	24427.9	23553.4	10685.1	32837.4	33127.3
200	43898.3	42188.4	19102.9	58586.9	59090.2
Коэффициенты аппроксимационного полинома (7)					
a_0	10.5604	4.91810	1.57102	-1.409802	-5.27257
a_1	-7.18628	-4.79438	-1.62659	-3.12398	-2.89512
a_2	1.13312	1.07856	0.485665	1.48033	1.49186

Таблица 7. То же, что в табл. 6, но для атомов кадмия. Соответствующие частоты переходов представлены в табл. 3

n	R_{nSP}	R_{nPS}	R_{nPD}	R_{nDP}	R_{nFD}
20	285.639	304.698	119.400	477.824	477.918
50	2394.24	2356.27	892.355	3432.88	3439.92
100	10458.6	10071.1	3780.19	14340.1	14360.0
150	24210.8	23155.4	8667.56	32724.9	32759.6
200	43650.8	41609.1	15554.5	58587.3	58638.5
Коэффициенты аппроксимационного полинома (7)					
a_0	17.6801	10.8922	4.06868	3.28447	-0.758824
a_1	-9.34697	-6.78693	-2.22971	-6.18416	-5.98064
a_2	1.13756	1.07389	0.399909	1.49552	1.49589

Таблица 8. То же, что в табл. 6, но для атомов ртути. Соответствующие частоты переходов представлены в табл. 4

n	R_{nSP}	R_{nPS}	R_{nPD}	R_{nDP}	R_{nFD}
20	239.404	277.727	147.26	419.321	121.457
50	2181.12	2356.78	1181.69	3226.76	860.164
100	9758.54	10328.6	5101.37	13757.7	3532.73
150	22762.9	23933.2	11765.3	31603.4	8003.65
200	41194.1	43170.7	21173.4	56763.9	14272.8
Коэффициенты аппроксимационного полинома (7)					
a_0	30.6019	17.8696	6.24588	10.6045	-14.0383
a_1	-11.2587	-9.55068	-3.93331	-8.82462	-0.499583
a_2	1.08538	1.12658	0.548845	1.46295	0.359672

Таблица 9. То же, что в табл. 6, но для атомов иттербия. Соответствующие частоты переходов представлены в табл. 5

n	R_{nSP}	R_{nPS}	R_{nDP}	R_{nDF}	R_{nFD}
20	251.340	283.722	427.376	365.051	282.489
50	2222.69	2367.39	3202.00	2903.13	1936.43
100	9878.76	10318.7	13550.1	12473.0	7974.70
150	22997.8	23868.0	31052.8	28717.4	18115.45
200	41579.7	43015.1	55710.2	51636.4	32358.7
Коэффициенты аппроксимационного полинома (7)					
a_0	29.5584	13.9154	8.51495	7.89387	0.634271
a_1	-10.7667	-8.90942	-7.67661	-8.84123	-2.30882
a_2	1.09259	1.11958	1.43092	1.33492	0.820495

Для описания начального и конечного состояний ридберговского электрона наиболее эффективными и удобными являются кулоноподобные волновые функции теории квантового дефекта (ТКД) [21], а также волновые функции одноэлектронного модельного потенциала Фьюса (МПФ) [26]. В этих методах радиальные волновые функции выражаются через полиномы от радиальной переменной ридберговского электрона. Аналитические выражения для волновых функций и радиальных матричных элементов $R_{nLL'}$ в ТКД и МПФ подходах приведены в работе [11]. Различие результатов численных расчетов с использованием волновых функций ТКД и МПФ при $20 < n < 50$ не превышает 1 – 3%, что не выходит за рамки погрешностей полуэмпирических методов ТКД и МПФ, основанных на использовании численных значений энергий атомных уровней. С ростом главных квантовых чисел различие результатов ТКД и МПФ быстро уменьшается, доходя до 0.1% при $n > 150$.

Численные значения радиальных матричных элементов дипольных СВЧ-переходов $R_{nLL'}$, найденные с использованием волновых функций ТКД, для атомов цинка, кадмия, ртути и иттербия приведены в табл. 6 – 9 в диапазоне изменения главных квантовых чисел n от 20 до 200. Зависимость $R_{nLL'}$ от n можно аппроксимировать квадратичным полиномом вида

$$R_{nLL'} = a_0 + a_1 n + a_2 n^2. \quad (7)$$

Коэффициенты a_0 , a_1 и a_2 этого полинома, полученные методом полиномиальной интерполяции рассчитанных значений матричного элемента $R_{nLL'}$ при $n = 50, 100, 150$, также приведены в табл. 6 – 9.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитанные значения частот радиационных переходов между триплетными ридберговскими состояниями атомов щелочноземельно-подобных элементов группы IIb и иттербия существенно расширяют базу данных о ридберговских атомах. Таблицы 2 – 5 для частот радиационных переходов предоставляют новую информацию о возможностях практического использования ридберговских атомов для исследований, направленных на разработку новых методов метрологии полей радиочастотного и микроволнового диапазонов.

Результаты выполненных в настоящей работе расчетов частот и амплитуд радиационных переходов между триплетными ридберговскими состояниями атомов щелочноземельно-подобных элементов группы IIb и иттербия предоставляют новую информацию о спектрах ридберговских состояний этих атомов. Эта информация может быть полезна для будущего использования ридберговских атомов не только в метрологии СВЧ-излучения, но и для создания новых информационно-коммуникационных систем на основе источников микрометрового, миллиметрового и сантиметрового излучения, работающих на частотах радиационных переходов между ридберговскими состояниями атомов. Для оценки эффективности таких переходов может быть использовано выражение (7) с коэффициентами a_0 , a_1 и a_2 из табл. 6 – 9, которое воспроизводит численные значения радиальных матричных элементов радиационных переходов в области главных квантовых чисел n от 15 до 500 с относительной погрешностью не более 0.1%.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Госзадания по проекту FZGU-2023-0007.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau, and J. P. Shaffer, *Microwave Electrometry with Rydberg Atoms in a Vapour Cell Using Bright Atomic Resonances*, Nat. Phys. **8**, 819 (2012).
2. C. L. Holloway, J. A. Gordon, S. Jefferts, A. Schwarzkopf, D. A. Anderson, S. A. Miller, N. Thaicharoen, and G. Raithel, *Broadband Rydberg Atom-Based Electric-Field Probe for SI-Traceable, Self-Calibrated Measurements*, IEEE Trans. Antennas Propag. **62**, 6169 (2014).
3. H. Fan, S. Kumar, J. Sedlacek, H. Kübler, Sh. Karimkashi, and J. P. Shaffer, *Atom Based RF Electric Field Sensing*, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **48**, 202001 (2015).
4. C. L. Holloway, M. T. Simons, J. A. Gordon, J. A. Gordon, P. F. Wilson, C. M. Cooke, D. A. Anderson, and G. Raithel, *Atom-Based RF Electric Field Metrology: from Self-Calibrated Measurements to Subwavelength and Near-Field Imaging*, IEEE Trans. Electromagn. Compat. **59**, 717 (2017).
5. D. A. Anderson and G. Raithel, *Continuous-Frequency Measurements of High-Intensity Microwave Electric Fields with Atomic Vapor Cells*, Appl. Phys. Lett. **111**, 053504 (2017).
6. Y. Jiao, L. Hao, X. Han, S. Bai, G. Raithel, J. Zhao, and S. Jia, *Atom-Based Radio-Frequency Field Calibration and Polarization Measurement Using Cesium nD_J Floquet States*, Phys. Rev. Appl. **8**, 014028 (2017).
7. Z. Song, Z. Feng, X. Liu, D. Li, H. Zhang, J. Liu, and L. Zhang, *Quantum-Based Determination of Antenna Finite Range Gain by Using Rydberg Atoms*, IEEE Antennas Wireless Propag. Lett. **16**, 1589 (2017).
8. M. T. Simons, J. A. Gordon, and C. L. Holloway, *Fiber-Coupled Vapor Cell for a Portable Rydberg Atom-Based Radio Frequency Electric Field Sensor*, Appl. Opt. **57**, 6456 (2018).
9. Z. Song, H. Liu, X. Liu, W. Zhang, H. Zou, J. Zhang, and J. Qu, *Rydberg-Atom-Based Digital Communication Using a Continuously Tunable Radio-Frequency Carrier*, Opt. Express **27**, 8848 (2019).
10. Е. Ф. Стельмашенко, О. А. Клезович, В. Н. Барышев, В. А. Тищенко, И. Ю. Блинов, В. Г. Пальчиков, В. Д. Овсянников, *Измерение напряженности электрического поля СВЧ-излучения на частоте радиационного перехода между ридберговскими состояниями атомов ^{85}Rb* , Опт. и спектр. **128**, 1063 (2020) [E. F. Stelmashenko, O. A. Klezovich, V. N. Baryshev, V. A. Tishchenko, I. Yu. Blinov, V. G. Palchikov, and V. D. Ovsyannikov, *Measuring the Electric Field Strength of Microwave Radiation at the Frequency of the Radiation Transition between Rydberg States of Atoms ^{85}Rb* , Opt. Spectrosc. **128**, 1067 (2020)].
11. V. D. Ovsyannikov, V. G. Palchikov, and I. L. Glukhov, *Microwave Field Metrology Based on Rydberg States of Alkali-Metal Atoms*, Photonics **9**, 635 (2022).
12. И. Л. Глухов, А. А. Каменский, В. Д. Овсянников, В. Г. Пальчиков, *Прецизионная спектроскопия ридберговских состояний щелочно-земельных атомов для измерения характеристик СВЧ-излучения*, ЖЭТФ **164**, 193 (2023) [I. L. Glukhov, A. A. Kamenski, V. D. Ovsyannikov, and V. G. Palchikov, *Precision Spectroscopy of Rydberg States in Alkaline Earth Atoms for Millimeter-Wave Radiation Measurement*, JETP **137**, 169 (2023)].
13. I. L. Glukhov, A. A. Kamenski, V. D. Ovsyannikov, and V. G. Palchikov, *Precision Spectroscopy of Radiation Transitions between Singlet Rydberg States of the Group IIb and Yb Atoms*, Photonics **10**, 1153 (2023).
14. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, ГИФМЛ, Москва (1960) [H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Springer-Verlag, Berlin – Göttingen – Heidelberg, Germany (1957)].
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*, Физматлит, Москва (2021), §§ 39, 40 [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics, Nonrelativistic Theory*, Pergamon Press, Oxford, UK (1989), Secs. 39, 40].
16. Y.-Li. Zhou, D. Yan, and W. Li, *Rydberg Electromagnetically Induced Transparency and Absorption of Strontium Triplet States in a Weak Microwave Field*, Phys. Rev. A **105**, 053714 (2022).
17. A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2023). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.11), [Online]. Available:

- <https://physics.nist.gov/asd> [2024, February 16]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
18. V. V. Kazakov, V. G. Kazakov, V. S. Kovalev, O. I. Meshkov, and A. S. Yatsenko, *Electronic Structure of Atoms: Atomic Spectroscopy Information System*, Phys. Scripta **92**, 105002 (2017).
 19. A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, *Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency*, Phys. Rev. Lett. **98**, 113003 (2007).
 20. F. B. Dunning, T. C. Killian, S. Yoshida, and J. Burgdörfer, *Recent Advances in Rydberg Physics Using Alkaline-Earth Atoms*, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **49**, 112003 (2016).
 21. M. J. Seaton, *Quantum Defect Theory*, Rep. Prog. Phys. **46**, 167 (1983).
 22. W. C. Martin, *Series Formulas for the Spectrum of Atomic Sodium* (Na I), J. Opt. Soc. Amer. **70**, 784 (1980).
 23. F. Robicheaux, *Calculations of Long Range Interactions for ^{87}Sr Rydberg States*, J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys. **52**, 244001 (2019).
 24. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975) [D. A. Varshalovich, A. N. Moskalev, and V. K. Khersonskii, *Quantum Theory of Angular Momentum: Irreducible Tensors, Spherical Harmonics, Vector Coupling Coefficients, 3nj Symbols*, World Scientific, Singapore (1988)].
 25. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, ГИФМЛ, Москва (1963) [I. I. Sobelman, *An Introduction to the Theory of Atomic Spectra*, Pergamon Press, London, UK (1972)].
 26. N. L. Manakov, V. D. Ovsiannikov, and L. P. Rapoport, *Atoms in a Laser Field*, Phys. Rep. **141**, 320 (1986).

ДИНАМИКА КОГЕРЕНТНЫХ АТОМНЫХ ВОЛН ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА БЭК РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Ю. А. Аветисян^{a*}, Е. Д. Трифонов^{b**}

^a Институт проблем точной механики и управления, Саратовский Федеральный исследовательский центр РАН
410028, Саратов, Россия

^b Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
191186, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 26 июня 2024 г.
Принята к публикации 28 июня 2024 г.

Теоретически проанализирована генерация и эволюция когерентных атомных волн, индуцированных сверхизлучательным рассеянием света на бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа в гармонической ловушке.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100067

1. ВВЕДЕНИЕ

Мы рассматриваем рассеяние света на бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК) разреженного газа [1–14]. В частности, в эксперименте [4] БЭК облучался парой встречных лазерных импульсов, распространяющихся в направлении, перпендикулярном к оси вытянутости образца. В результате многократных актов взаимодействия с излучением атомы БЭК приобретали соответствующие импульсы поступательного движения, близкие по величине к серии значений $j\hbar k_0$ ($j = \pm 2, \pm 4, \dots$), где k_0 — абсолютная величина волнового вектора поля оптической накачки. Это приводило к появлению серии движущихся в противоположных направлениях когерентных атомных облаков. В настоящей работе мы приводим результаты теоретического анализа их поступательного движения, уточняющие полученные нами ранее результаты [15–22]. В частности, обращается внимание на влияние гармонической формы потенциала ловушки на динамику процесса. Если БЭК захвачен в гармонической ловушке, то его атомы должны находиться в основном состоянии гармони-

ческого осциллятора. В результате рассеяния света атом получает импульс отдачи и поэтому оказывается в основном состоянии со сдвинутым импульсом. Хорошо известно, что такое состояние в квантовой оптике интерпретируется как квантовое когерентное состояние и широко используется в теории лазера [23]. В рассматриваемом нами случае речь идет не о когерентных состояниях квантованного электромагнитного поля, а о когерентных состояниях атомной системы. Разработка методов генерации когерентных атомных волн («атомного лазера») актуальна в области атомной интерферометрии и лазерного манипулирования атомами.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Атом конденсата моделируется нами двухуровневой бозе-частицей с основным $|a\rangle$ и возбужденным $|b\rangle$ электронными состояниями, с учетом поступательного движения атома вдоль направления оптического возбуждения. Одноатомная волновая функция ищется в виде

$$\Psi(x, t) = \sum_{j=0, \pm 2, \dots} \{a_j(x, t)e^{ijk_0 x} |a\rangle + e^{-i\omega_0 t} b_{j+1}(x, t)e^{i(j+1)k_0 x} |b\rangle\}, \quad (1)$$

* E-mail: yuaavetisyan@mail.ru

** E-mail: thphys@herzen.spb.ru

где x — координата поступательного движения атома, ω_0 и $k_0 = \omega_0/c$ — частота и волновой вектор возбуждающего лазерного поля; $a_j(x, t)$, $b_j(x, t)$ — амплитуды волновых функций, описывающих поступательное движение атома, находящегося в основном и возбужденном атомных состояниях.

Система уравнений Максвелла–Шредингера в приближении медленного изменения амплитуд поля и волновых функций атомов имеет вид

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_j \frac{\partial}{\partial x} \right) a_j = \\
 & = -i\varepsilon_j a_j + \overline{E^+} b_{j+1} + \overline{E^-} b_{j-1} - iux^2, \\
 & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_{j+1} \frac{\partial}{\partial x} \right) b_{j+1} = \\
 & = i \left(\Delta - \varepsilon_{j+1} + i\frac{\gamma}{2} \right) b_{j+1} - \\
 & - E^+ a_j - E^- a_{j+2} - iux^2, \\
 & E^+(x, t) = \\
 & = E_0(t) + 2 \int_{-\infty}^x dx' \sum_{j=0, \pm 2, \dots} b_{j+1}(x', t) \bar{a}_j(x', t), \\
 & E^-(x, t) = \\
 & = E_0(t) + 2 \int_x^{\infty} dx' \sum_{j=0, \pm 2, \dots} b_{j-1}(x', t) \bar{a}_j(x', t).
 \end{aligned} \tag{2}$$

Единственное ненулевое начальное условие задавалось для $a_0(x, t)$ как волновая функция основного состояния гармонического осциллятора.

Уравнения (1), (2) записаны в безразмерном виде, где за единицу длины принята «ширина» основного состояния гармонического осциллятора,

$$L = 2(\hbar \ln 2 / M\Omega)^{1/2},$$

где M и Ω — масса атома и собственная частота гармонической ловушки, соответственно. За единицу времени принято время сверхизлучения

$$\tau_R \equiv \hbar / (\pi d_{ab}^2 k_0 N_0 L),$$

где d_{ab} — дипольный момент перехода $a \leftrightarrow b$, N_0 — средняя концентрация атомов БЭК в начальный момент времени. Далее,

$$\varepsilon_j = \hbar j^2 k_0^2 \tau_R / (2M),$$

$$\nu_j = \hbar j k_0 \tau_R / (ML)$$

— соответственно, кинетическая энергия (в единицах частоты) и скорость атома с импульсом $j k_0$, ин-

декс j принимает четные значения $0, \pm 2, \pm 4, \dots$; амплитуды напряженности полей, E_0 , $E^\pm$ выражены в единицах $i\hbar / (d_{ab} \tau_R)$;

$$u = 0.5 M \tau_R (\Omega L)^2 / \hbar$$

— константа гармонической ловушки;

$$\Delta = (\omega_0 - \omega_{ab}) \tau_R$$

— отстройка частоты возбуждающего поля ω_0 от частоты атомного резонанса ω_{ab} ;

$$\gamma = \Gamma \tau_R,$$

где Γ — радиационная константа возбужденного электронного состояния атома.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ниже приведены результаты решения системы уравнений (2), полученные при использовании параметров атомной системы того же порядка, что и в эксперименте [4], но применительно к нашей модели магнитной ловушки. Была рассмотрена гармоническая ловушка с собственной частотой $\Omega/2\pi = 14$ Гц, что приводит к «ширине» основного состояния гармонического осциллятора $L \approx 4.8$ мкм. При дипольном моменте перехода $d_{ab} = 2.5 \cdot 10^{-29}$ С·м, длине волны поля накачки 780 нм, средней концентрации атомов БЭК в начальный момент времени $N_0 = 10^{13}$ см⁻³ сверхизлучательное время оценивается как $\tau_R \approx 15$ нс. Приняв константу спонтанного распада возбужденного электронного состояния атома $\Gamma = 0.37 \cdot 10^8$ с⁻¹, массу атома $M = 1.44 \cdot 10^{-25}$ кг, для значений параметров в уравнениях (2) приближенно получаем

$$\varepsilon_j = 3.6 \cdot 10^{-4} j^2, \quad \nu_j = 1.9 \cdot 10^{-5} j,$$

$$\gamma = 5.7 \cdot 10^{-1}, \quad u = 1.84 \cdot 10^{-6}.$$

В наших расчетах отстройка от резонансного перехода Δ варьировалась в интервале $-100 \text{ МГц} \leq \Delta/2\pi \leq 100 \text{ МГц}$ (в наших единицах $-9.5 \leq \Delta_{ab} \leq 9.5$). Возбуждение конденсата моделировалось двумя встречными лазерными импульсами прямоугольной формы продолжительностью $t_p \approx 6$ мс (в наших единицах $t_p \approx 400$). Амплитуда накачки E_0 выбиралась (в зависимости от отстройки от резонанса) такой, чтобы за время возбуждения доля атомов в статическом облаке конденсата оставалась на уровне значения 0.9. Решение системы уравнений было выполнено

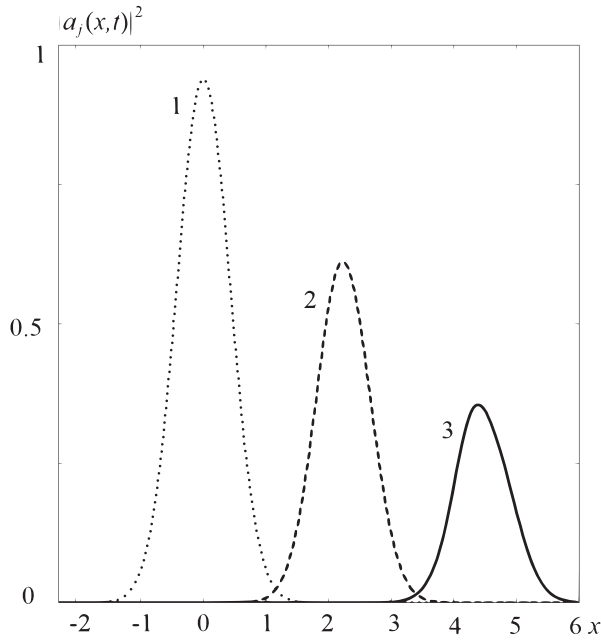


Рис. 1. Пространственные распределения населенностей атомных облаков: кривая 1 — начальное распределение населенности основного облака БЭК $|a_0(x, t = 0)|^2$; кривая 2 — распределение населенности облака $|a_2(x, t)|^2 \cdot 50$ и кривая 3 — облака $|a_4(x, t)|^2 \cdot 10^4$ в момент времени $t = 150t_p$

при учете образования 15 атомных состояний ($j = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5, \pm 6, \pm 7$). При этом длина расчетного интервала в двенадцать раз превышала «ширину» основного состояния гармонического осциллятора, принятую за единицу длины.

Мы ограничимся здесь приведением результатов, полученных при отстройке $\Delta/2\pi = -20$ МГц (в наших единицах примерно -1.9) для атомных состояний $a_{\pm 2}$, $a_{\pm 4}$. (заселенности состояний a_j при $|j| > 4$ оказываются пренебрежимо малыми).

Смещение с течением времени максимума распределения атомных облаков обусловлено приобретением атомом импульса фотонной отдачи. Распределения для облаков с отрицательными индексами имеют симметричные смещения в противоположном направлении. При этом форма атомных облаков приблизительно сохраняется и близка к форме основного состояния гармонического осциллятора (см. рис. 1). Скорость перемещения максимума облака a_2 приблизительно соответствует оценке фотонной отдачи $2\hbar k_0$.

Импульсные распределения $f_j(k, t)$ состояний a_j , полученные с помощью преобразования Фурье соответствующих амплитуд,

$$f_j(k, t) = |\tilde{a}_j(k - jk_0, t)|^2, \quad (3)$$

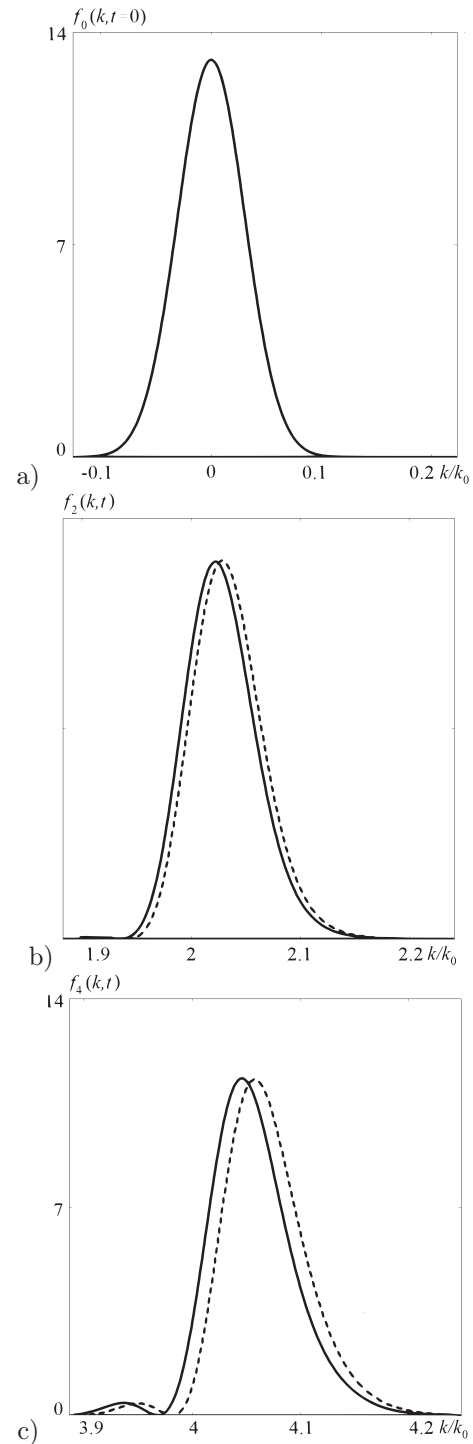


Рис. 2. Импульсные (нормированные) распределения атомных облаков: а — $f_0(x, t = 0)$, начальное импульсное распределение основного облака a_0 ; б — $f_2(k, t)$, импульсное распределение облака a_2 ; в — $f_4(k, t)$, импульсное распределение облака a_4 . На фрагментах б и в штриховые кривые демонстрируют импульсные распределения в момент $t = t_p$ отключения накачки, сплошные кривые — в момент $t = 150t_p$

где

$$\tilde{a}_j(k, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx a_j(x, t) \exp(-ikx), \quad (4)$$

показаны на рис. 2.

Найденные импульсные распределения демонстрируют, во-первых, увеличение импульса отдачи, обусловленное дисперсностью среды, т.е. влиянием на процесс рассеяния вторичного поля атомов, создаваемое их поляризованностью, и, во-вторых, уменьшение полученного импульса отдачи при последующем перемещении атомных облаков в потенциальном поле гармонической ловушки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании решения предложенной системы уравнений Максвелла–Шредингера теоретически проанализирована генерация когерентных атомных волн в результате рассеяния света бозе-эйнштейновским конденсатом разреженного газа, заключенного в гармоническую ловушку.

Полученные нами результаты позволяют сделать вывод о том, что атомные облака, возникающие в результате рассеяния света на БЭК в гармонической ловушке, после прекращения накачки близки к основному состоянию осциллятора со сдвинутым значением импульса на величину импульса отдачи. Это позволяет рассматривать их как аналог квантовых оптических когерентных состояний Глаубера [23].

Финансирование. Работа Ю.А.А. выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема № 121022000123-8).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn et al., *Science* **285**, 571 (1999).
2. S. Inouye, R. F. Löw, S. Gupta et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4225 (2000).
3. D. Schneble, Y. Torii, M. Boyd et al., *Science* **300**, 475 (2003).
4. G. K. Campbell, A. E. Leanhardt, J. Mun et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 170403 (2005).
5. L. Deng, E. W. Hagley, Q. Cao et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 220404 (2010).
6. N. S. Kampel, A. Griesmaier, and M. P. Hornbak Steenstrup, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090401 (2012).
7. I. Dimitrova, W. Lunden, J. Amato-Grill et al., *Phys. Rev. A* **96**, 051603 (2017).
8. M. G. Moore and P. Meystre, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5202 (1999).
9. Ö. E. Müstecaplioglu and L. You, *Phys. Rev. A*, **62**, 063615 (2000).
10. G. R. M. Robb, N. Piovella, and R. Bonifacio, *J. Opt. B* **7**, 93 (2005).
11. O. Zobay, *Las. Phys.* **19**, 700 (2009).
12. C. J. Zhu, L. Deng, E. W. Hagley et al., *Laser Phys.* **24**, 065402 (2014).
13. R. Ayllon, J. T. Mendonça, A. T. Gisbert, et al., *Phys. Rev. A* **100**, 023630 (2019).
14. V. B. Bobrov and S. A. Trigger, *J. of Low Temperature Phys.* **200**, 118 (2020).
15. Е. Д. Трифонов, *ЖЭТФ* **120**, 1117 (2001).
16. Yu. A. Avetisyan and E. D. Trifonov, *Las. Phys. Lett.* **1**, 373 (2004).
17. Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов, *ЖЭТФ* **130**, 771 (2006).
18. Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов, *Опт. и спектр.* **105**, 613 (2008).
19. Yu. A. Avetisyan and E. D. Trifonov, *Phys. Rev. A* **88**, 025601 (2013).
20. Ю. А. Аветисян, Е. Д. Трифонов, *УФН* **185**, 307 (2015).
21. Yu. A. Avetisyan, V. A. Malyshev, and E. D. Trifonov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 085002 (2017).
22. Ю. А. Аветисян, В. А. Малышев, Е. Д. Трифонов, *ЖЭТФ* **157**, 454 (2020).
23. Р. Глаубер, *Оптическая когерентность и статистика фотонов*, Мир, Москва (1966).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ ДЛЯ КАЛИЯ-39 И КАЛИЯ-40

В. В. Батура^а, В. А. Виноградов^{а, b, c}, М. В. Платонова^{а, b, d}, И. В. Юхновец^{а, c},

А. В. Турлапов^{а, b, c*}

^а ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий»
121205, Москва, Россия

^б Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук
603155, Нижний Новгород, Россия

^с Московский физико-технический институт
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^д Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 31 мая 2024 г.
Принята к публикации 31 мая 2024 г.

Созданы магнитооптические ловушки для ^{39}K и ^{40}K . Одна и та же установка настраивается на пленение либо одного изотопа, либо другого. Захвачено $7 \cdot 10^9$ атомов ^{39}K и $1.5 \cdot 10^8$ атомов ^{40}K . Среди ловушек, наполняемых из зеemanовского замедлителя, эти значения являются наибольшими для каждого изотопа. Для ^{40}K впервые исследовано влияние столкновений с атомами теплового пучка на время накопления. Термометрия, выполненная при меньшем числе атомов, для ^{39}K показала 4.5 мК и значительно меньше для ^{40}K , 130 мК, что ниже предела Летохова–Миногина–Павлика.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100079

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение и пленение газа атомов [1] создает условия для последующего более глубокого охлаждения до квантового вырождения [2]. Наиболее просто лазерное охлаждение работает в отношении щелочных металлов, к которым относится калий. У него два стабильных бозонных изотопа ^{39}K и ^{41}K и фермионный изотоп ^{40}K с долгим полураспадом 10^9 лет.

Бозон ^{39}K обладает широкими s -волновыми резонансами Фано–Фешбаха в меньших, чем другие щелочные металлы, магнитных полях [3]. Это открывает возможность более быстрого управления s -взаимодействиями, что интересно для интерферо-

метрии на сжатых состояниях бозе-конденсата [4] и для изучения динамических эффектов.

^{40}K наряду с ^6Li — один из двух долгоживущих фермионных изотопов щелочных металлов, а его s -волновые резонансы Фешбаха лежат при существенно меньших, чем у ^6Li , магнитных полях. Из-за меньшего, чем у лития, центробежного барьера p -резонансы для ^{40}K шире, что интересно в контексте получения сверхтекучих фаз с p -симметрией [5]. В природном калии содержится лишь 0.012% ^{40}K , что осложняет эксперименты.

Интересны бозе- и ферми-газы с большим числом частиц N . В измерениях это позволяет улучшить соотношение сигнал/шум. Для коллективных эффектов важна температура в естественных энергетических единицах, например единицах химического потенциала μ . Минимально достижимая температура для однородных бозе- и ферми-

* E-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru

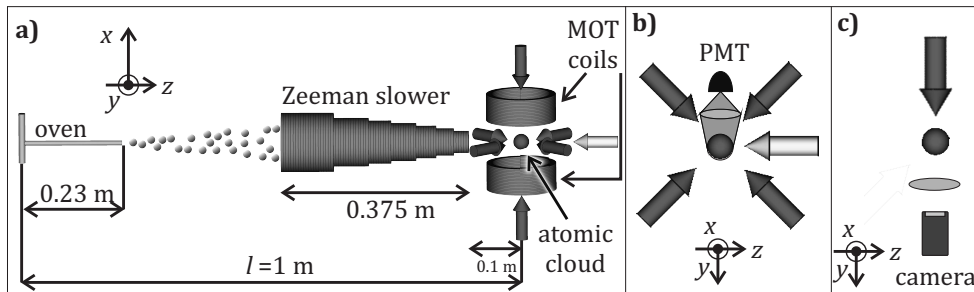


Рис. 1. *a* — Общий вид экспериментальной установки для создания магнитооптических ловушек для ^{39}K и для ^{40}K . Здесь «oven» — тепловой источник атомов, состоящий из вертикального стакана и горизонтального сопла; «MOT coils» — электромагниты МОЛ; 6 красных стрелок — лучи МОЛ; желтая стрелка — луч замедлителя. *b* — Схема наблюдения за флуоресценцией в ходе накопления МОЛ, «PMT» — фотоэлектронный умножитель, синим показана линза. *c* — схема для теневой съемки атомов, красной стрелкой показан луч подсвета

газов соответственно масштабируется как $\mu N^{-7/15}$ и $\mu N^{-1/3}$ [6].

Магнитооптическая ловушка (МОЛ) может наполняться атомами из замедленного теплового пучка [7], окружающих паров [8] или 2-мерной МОЛ [9]. При наполнении из окружающих паров число атомов выгодно зависит от диаметра лучей МОЛ d как $N \propto d^{5.82}$, что позволяет получать вплоть до $N = 1.4 \cdot 10^{11}$, как было показано для ^{87}Rb [10]. Для столь выгодного масштабирования нужны давления паров много большие, чем давление других газов в вакуумной камере. Применение пучка медленных атомов, полученного при помощи зеemanовского замедлителя или 2-мерной МОЛ, позволяет использовать вакуумные камеры с малым давлением и, таким образом, долго накапливать газ атомов в ловушке, избегая потерь, вызванных столкновением с фоновым газом. Низкое давление позволяет проводить последующие действия, например испарительное охлаждение [2], в той же вакуумной камере, без переноса в камеру с меньшим давлением. Для Na проведено сравнение 2 способов загрузки, через замедлитель и из 2-мерной МОЛ, и показано, что замедлитель дает несколько больше атомов [11].

Воплощение всех трех способов наполнения МОЛ для ^{39}K описано соответственно в публикациях [12–14], и для ^{40}K — в работах [15–17]. Для обоих изотопов наибольшее число атомов получено загрузкой из 2-мерной МОЛ, $(2-3) \cdot 10^{10}$ [18, 19] и $8.9 \cdot 10^9$ [20] соответственно. Такой способ упоминается в литературе наиболее часто. Наполнение из окружающих паров для ^{39}K дало $3 \cdot 10^9$ атомов [21], а для ^{40}K — $2 \cdot 10^8$ с источником паров, обогащенным до 4.5% по ^{40}K [22].

Замедлитель использован для загрузки ^{39}K в двух работах, где получено $3 \cdot 10^7$ [12] и 10^8 ато-

мов [23] в МОЛ. В последнем случае пучок атомов создается импульсным источником, в котором пары ^{39}K предохлаждаются буферным холодным газом гелия, а загрузка МОЛ происходит быстро, за 10 мс. Для ^{40}K также известно два эксперимента по загрузке МОЛ из замедлителя. В работе [15] захвачено более 10^6 атомов из обогащенной смеси с содержанием ^{40}K 7%, при этом пучок ^{40}K был совмещен с пучком атомов ^6Li . В работе [24] загружено в МОЛ $5 \cdot 10^7$ атомов из естественной смеси калия. Замедлитель таким образом не является часто используемым способом загрузки МОЛ ни для ^{39}K , ни для ^{40}K .

В настоящей работе сообщается о получении магнито-оптических ловушек для ^{39}K и для ^{40}K , загружаемых из зеemanовского замедлителя. Число атомов ^{39}K в ловушке, $7 \cdot 10^9$, больше, чем в других экспериментах с ^{39}K , использующих замедлитель. В ловушку для ^{40}K захвачено $1.5 \cdot 10^8$ частиц, что также больше, чем в других ловушках для ^{40}K , загружаемых из замедлителя. Для ^{40}K впервые исследовано влияние столкновений с атомами пучка на время накопления. Статья построена следующим образом. В разд. 2 описана экспериментальная установка, в разд. 3 приведены и обсуждаются измерения числа атомов, температуры, времени накопления.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Общее описание установки

Для пленения и охлаждения ^{39}K и ^{40}K использовалась одна и та же установка, схема которой показана на рис. 1.

Источником газа атомов служит тепловой пучок. Часть атомов тормозится в зеemanовском замедли-

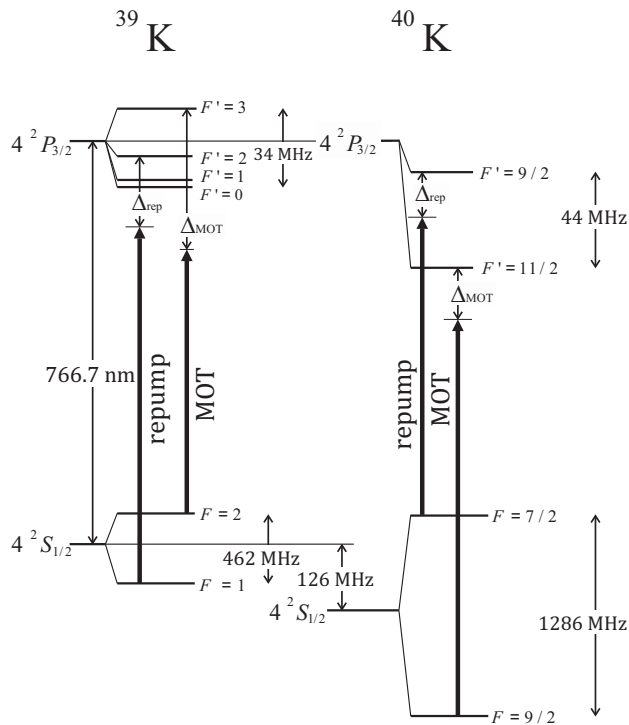


Рис. 2. Энергетические уровни ^{39}K и ^{40}K , близкие к резонансу с излучением. Адаптировано из работы [25]

теле, после чего попадает в МОЛ. Далее в разд. 2.2–2.6 установка описана более подробно. Используется лазерное излучение с частотами вблизи линии D2 калия с длиной волны $\lambda = 766.7$ нм. Уровни энергии близкие к резонансу с излучением показаны на рис. 2. Вакуум внутри установки поддерживается двумя магниторазрядными насосами между источником атомов и замедлителем, а также гетерным и магниторазрядным насосами, подсоединенными со стороны МОЛ. Переход с ^{39}K на ^{40}K требует небольшого изменения в оптической схеме, которое описано в разд. 2.6.

2.2. Тепловой пучок атомов

Источником теплового пучка атомов служит печь из нержавеющей стали, состоящая из вертикального стакана и горизонтального сопла внутренним диаметром $2r_{\text{oven}} = 6.4$ мм и длиной 230 мм, показанная на рис. 1 а. В стакан заложен металлический калий. Для экспериментов с ^{39}K закладываются две стеклянные ампулы, содержащие каждая по 10 мг природной смеси изотопов калия, в которой ^{39}K составляет 93.2%. Ампулы разбиваются в атмосфере аргона, затем стакан сверху закрывается, и газ откачивается. Для экспериментов с ^{40}K ана-

логичным образом разбивается ампула, содержащая 2.5 мг металлического калия, обогащенного до 12.8% по ^{40}K .

Для создания теплового пучка ^{39}K стакан нагревается до 140°C , что дает атомы с наиболее вероятной скоростью 510 м/с. Температура сопла на большей части длины близка к комнатной. Оседание атомов на стенки не приводило к сколь-нибудь заметному сужению сопла — при вскрытии вакуумной камеры наблюдался лишь небольшой налет.

Атомы вылетают из сопла в полный угол 3.5° . Их поток можно оценить на основе давления насыщенного пара калия в стакане при 140°C [26], что дает $2.6 \cdot 10^{15}$ атомов/с. Область захвата МОЛ видна из стакана под углом 2° , а выходная апертура замедлителя отсекает атомы, летящие в угол свыше 1.7° .

Давление в области вблизи печи $6 \cdot 10^{-8}$ торр при температуре печи 140°C измерено магниторазрядным насосом в предположении, что основной газ H_2 . Фактический состав газа неизвестен. Вклад калия вероятно не основной, поскольку давление паров калия при комнатной температуре, при которой находятся стенки в этой области, на порядок меньше и составляет $9 \cdot 10^{-9}$ торр. Давление, измеренное при выключенном нагреве печи, — $8 \cdot 10^{-9}$ торр в предположении основного вклада водорода.

В экспериментах с ^{40}K стакан разогревался до $88\text{--}120^\circ\text{C}$.

2.3. Зеемановский замедлитель

Зеемановский замедлитель [27] позволяет замедлить часть атомов в тепловом пучке и, таким образом, увеличить скорость заполнения МОЛ. Замедлитель состоит из луча встречного атомному пучку и электромагнита с конусообразной намоткой, показанных на рис. 1.

Для ^{39}K луч настроен на торможение атомов на переходе

$$4S_{1/2}(F=2, F_z=F) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=3, F'_z=F'),$$

поляризация луча σ^+ . В области ловушки диаметр луча по уровню интенсивности $1/e$ равен 19 мм, а интенсивность в центре — 20 мВт/см², что много больше интенсивности насыщения циркулярного перехода 1.75 мВт/см². У края сопла диаметр луча примерно равен диаметру сопла. Отстройка от частоты перехода подобрана максимизацией числа атомов в МОЛ и составляет в нулевом магнитном поле $\Delta_0 = -11.5\text{Г}$, где $\Gamma = 2\pi(6.035\text{МГц})$ — обратное время жизни возбужденного состояния [28].

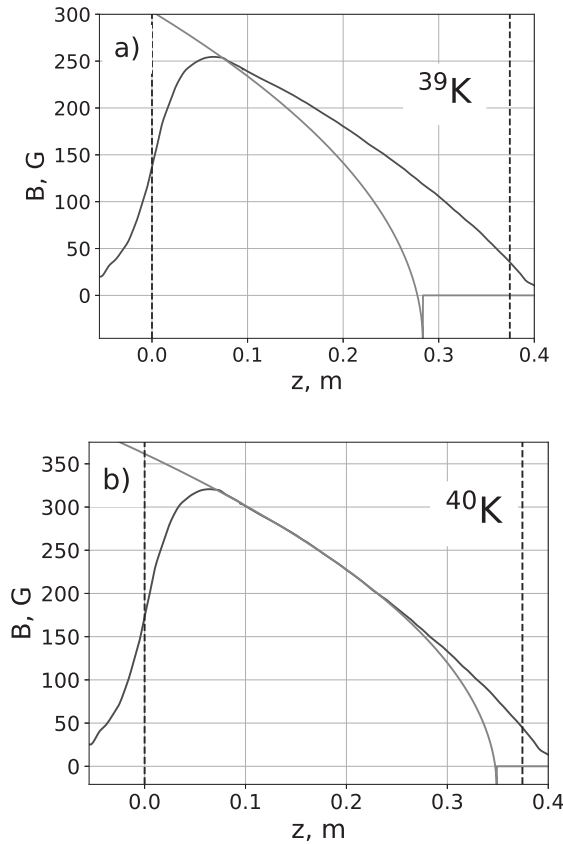


Рис. 3. Профиль магнитного поля на оси зеемановского замедлителя для ^{39}K (a) и ^{40}K (b). Синим — измеренное поле при 7.7 А (a, для ^{39}K) и 9.7 А (b, для ^{40}K), оранжевым — поле идеального замедлителя (1) для заданных отстроек Δ_0 . Вертикальными штриховыми линиями показаны границы электромагнита

Электромагнит изначально разработан для замедления ^6Li . Величина тока подбирается так, чтобы максимизировать число атомов в ловушке, и для ^{39}K составила 7.7 А. Это значение было использовано для ловушки с наибольшими значениями $N \simeq 7 \cdot 10^9$. Кроме того, выполнялись измерения с меньшим числом атомов в ловушке $N \simeq 5 \cdot 10^8$ при токе 6.3 А.

Профиль поля на оси замедлителя при токе 7.7 А показан на рис. 3 a. Также показано поле идеального замедлителя

$$B(z) = \frac{\hbar}{\mu_{\text{Bohr}}} \left(\Delta_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{2a_{\text{max}}(z_0 - z)} \right), \quad (1)$$

которое отвечает равнозамедленному движению с ускорением $a_{\text{max}} = \pi\hbar\Gamma/(m\lambda)$, где m — масса атома, μ_{Bohr} — магнетон Бора. Фактическое поле спадает медленнее, чем идеальное, что делает процесс торможения более устойчивым по отношению к рез-

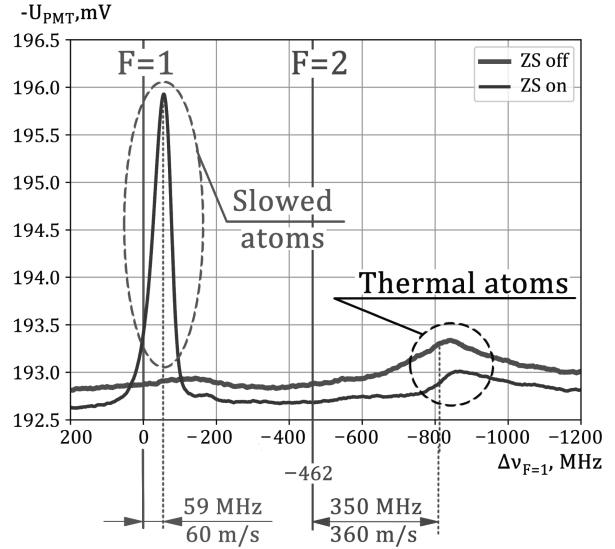


Рис. 4. Флюоресценция пучка атомов, прошедших через зеемановский замедлитель, в зависимости от $\Delta\nu_{F=1}$, отстройки диагностического луча от частоты перехода $4S_{1/2}(F=1) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=2)$. Резонанс с этим переходом и с $4S_{1/2}(F=2) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=3)$ отмечен вертикальными линиями «F = 1» и «F = 2» соответственно. «ZS on/off» — замедлитель включен/выключен. Флюоресценция измерена в единицах выходного напряжения ФЭУ U_{PMT} и видна на фоне засветки ФЭУ переотражениями

ким перепадам магнитного поля и к снижению интенсивности света. Пересечение идеального профиля с фактическим на рис. 3 a отвечает начальной скорости

$$v_{\text{ini}} = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\mu_{\text{Bohr}} B(z=9 \text{ см})}{\hbar} - \Delta_0 \right) = 330 \text{ м/с}, \quad (2)$$

которая в свою очередь соответствует вовлечению 14% теплового распределения атомов в замедление.

В области МОЛ замедлитель создает небольшое поле, около 2 Гс. Во всех экспериментах с МОЛ это поле скомпенсировано соосным электромагнитом, который находится по другую сторону от МОЛ и на рис. 1 не показан.

Воздействие замедлителя можно видеть на рис. 4, где показана флюоресценция пучка в диагностическом луче в области, где в дальнейшем наблюдается МОЛ. Диагностический луч направлен под углом 42° к оси пучка в плоскости yz , против движения атомов. В этом измерении отсутствуют создающие МОЛ поля. Диаметр диагностического луча 5.5 мм по уровню интенсивности $1/e$, интенсивность в центре 0.5 мВт/см^2 , поляризация линейная в плоскости yz . Флюоресценция наблю-

дается на фотоэлектронном умножителе (ФЭУ) при различных отстройках диагностического луча $\Delta\nu_{F=1}$ от частоты перехода

$$4S_{1/2}(F=1) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=2).$$

На рисунке показана зависимость при включенном и выключенном замедлителе. Выключение достигается сменой поляризации замедляющего луча на σ^- , что сохраняет почти неизменной засветку ФЭУ переотражениями, свет от которых доминирует над флюоресценцией, что видно на рис. 4.

Замедленные атомы на рис. 4 проявляются вблизи $\Delta\nu_{F=1} = 0$, поскольку процесс замедления для большинства атомов заканчивается накачкой в состояние $4S_{1/2}(F=1)$ из-за существенной радиальной компоненты магнитного поля на выходе замедлителя. По отстройке пика замедленных атомов, можно определить их продольную скорость 60 м/с, которая близка к оценке $-\lambda\Delta_0/(2\pi) = 54$ м/с. Незамедленные атомы находятся в основном в состоянии $4S_{1/2}(F=2)$. Спадание в их распределении отстоит на 350 МГц от резонанса

$$4S_{1/2}(F=2) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=3),$$

что отмечено на рис. 4. Этот частотный сдвиг соответствует доплеровскому сдвигу для атомов со скоростью 360 м/с, что близко к оценке (2).

Для ^{40}K использовано торможение атомов на переходе

$$4S_{1/2}(F=9/2, F_z=F) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=11/2, F'_z=F').$$

Для того, чтобы луч не мешал формированию МОЛ, расположенной по центру луча, в экспериментах с ^{40}K в центре затемнена область диаметром 6 мм. В отсутствии затемнения интенсивность в центре в области МОЛ была бы 35 мВт/см². Отстройка от резонанса $\Delta_0 = -5.8\text{Г}$, что соответствует скорости 27 м/с. Ток электромагнита 9.7 А. При токах менее 8 А число атомов в МОЛ было меньше минимум на порядок.

Фактический профиль поля при 9.7 А и близкий профиль идеального замедлителя показаны на рис. 3 б. Видно, что фактический и идеальный профиль поля почти совпадают на широком отрезке $9\text{ см} < z < 25\text{ см}$, отклонения в этой области не превышают 2 Гс. Если атомы срываются на этом участке из процесса замедления, то замедлитель полноценно работает лишь при $z > 25\text{ см}$, где поле спадает более плавно, чем в идеальном замедлителе. Граница $z = 25\text{ см}$ соответствует замедлению со скоростей

$v_{\text{ini}} = 220\text{ м/с}$, то есть вовлечению лишь 3.6% теплового распределения атомов в замедление.

Для ^{40}K ни замедленные, ни тепловые атомы не наблюдались. Возможность эффективного замедления при профиле поля близком к идеальному подтверждена на примере ^{39}K . Обнаружено, что при токе 10 А количество замедленных атомов примерно на 30% больше, чем при 7.7 А.

2.4. Магнитооптическая ловушка

Магнитооптическая ловушка формируется вблизи выхода зеэмановского замедлителя. Положение облака плененных атомов показано на рис. 1. Центр ловушки совпадает с осью пучка атомов. Ловушка создается тремя парами встречных лучей и парой электромагнитов со встречными токами, следуя традиционной схеме [7]. Давление вблизи МОЛ составляет $3 \cdot 10^{-10}$ торр в предположении основного газа H_2 . Диаметр лучей 18 мм по уровню интенсивности $1/e$, поляризации круговые. Каждый из лучей содержит две частоты — основную и частоту перенакачки.

Для ^{39}K основная частотная компонента взаимодействует с переходом

$$4S_{1/2}(F=2) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=3),$$

показанным на рис. 2 а. Отстройка от перехода $\Delta_{\text{МОТ}} = -10\text{Г}$, интенсивность компоненты в центре каждого горизонтального луча составляет 12.5 мВт/см², а в центре каждого вертикального — 10 мВт/см². Частота перенакачки близка к переходу

$$4S_{1/2}(F=1) \rightarrow 4P_{3/2}(F'=2)$$

и отстроена на $\Delta_{\text{гер}} = -5\text{Г}$. Ввиду близости возбужденных уровней $4P_{3/2}(F'=3)$ и $4P_{3/2}(F'=2)$ основная частота приводит к частым переходам на последний и распадам на $4S_{1/2}(F=1)$, для опустошения которого требуется достаточно сильное поле перенакачки, интенсивность которого по центру каждого горизонтального луча составляет 4 мВт/см², а по центру вертикального — 20 мВт/см². Электромагниты создают градиент магнитного поля, величина которого в вертикальном направлении x равна -9.5 Гс/см . Это значение было использовано для ловушки с наибольшим $N \simeq 7 \cdot 10^9$.

Кроме того, измерения температуры ^{39}K выполнялись с меньшим числом атомов $N \simeq 5 \cdot 10^8$. В этих экспериментах $\Delta_{\text{МОТ}} = -6\text{Г}$, $\Delta_{\text{гер}} = -3\text{Г}$, градиент магнитного поля -3.5 Гс/см .

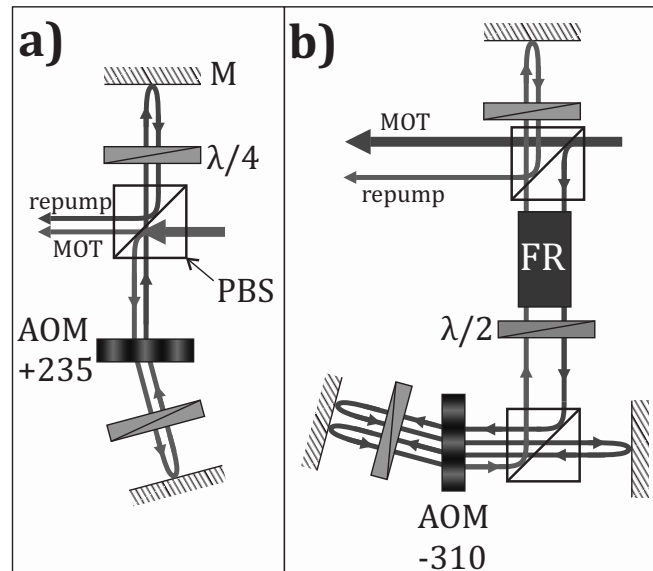


Рис. 5. Оптическая схема добавления частоты перенакачки («герпмп») к основной частоте магнитооптического пленения («МОТ»): *a* — для ^{39}K ; *b* — для ^{40}K . Лучи, нарисованные близко и параллельно, находятся в одной пространственной моде, в том числе лучи «МОТ» и «герпмп». «AOM+235» и «AOM-310» — АОМы, сдвигающие частоту света на +235 и –310 МГц соответственно. «PBS» — поляризующая делительная пластина; «λ/2» и «λ/4» — полу- и четвертьволновой фазовращатель соответственно; «FR» — фарадеевский вращатель поляризации на 45°; «М» — зеркало

Для пленения ^{40}K основная частота лучей МОЛ близка к переходу

$$4S_{1/2}(F = 9/2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 11/2)$$

и отстроена от него вниз, $\Delta_{\text{МОТ}} = -4\text{Г}$. Интенсивность этой частотной компоненты по центру каждого горизонтального и вертикального луча — 5 и 10 мВт/см² соответственно. Частотная компонента перенакачки отстроена от перехода

$$4S_{1/2}(F = 7/2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 9/2)$$

на $\Delta_{\text{гер}} = -3.5\text{Г}$. Сверхтонкое расщепление уровня $4P_{3/2}$ достаточно велико, поэтому высокая интенсивность перенакачки не требуется. В каждом горизонтальном и вертикальном луче интенсивность равна 1.3 и 2.5 мВт/см² соответственно. Вертикальный градиент магнитного поля –7.5 Гс/см.

2.5. Камера и фотоэлектронный умножитель

Источником данных являются фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) и КМОП-камера, расположение которых схематично показано на рис. 1 *b* и рис. 1 *c* соответственно. ФЭУ использовался для измерения времени накопления атомов в МОЛ. На камеру получены изображения облака атомов при помощи теневой съемки в свете с близкой к резонансу частотой.

ФЭУ и камера не могут использоваться одновременно. Устанавливается либо одно, либо другое устройство.

2.6. Переделка установки при смене изотопа

Переход с одного изотопа на другой требует изменения оптической схемы, в которой частота перенакачки добавляется к основной частоте МОЛ. Схемы для ^{39}K и ^{40}K показаны на рис. 5 *a* и рис. 5 *b* соответственно.

В случае ^{39}K частота перенакачки добавляется к основной частоте при помощи акустооптического модулятора (АОМ) в двухпроходном режиме. Для ^{40}K — добавление АОМом в четырехпроходном режиме.

Добавление происходит до разделения луча на 3 пары лучей МОЛ, показанных на рис. 1.

3. ЧИСЛО И ТЕМПЕРАТУРА АТОМОВ В МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

3.1. ^{39}K

3.1.1. Флуоресценция ^{39}K

Снимок атомов, флуоресцирующих в лучах МОЛ, приведен на рис. 6 *a*. Снимок сделан на

бытовой цифровой фотоаппарат, желтый оттенок облака — ошибка цветопередачи.

3.1.2. Число атомов ^{39}K

Число атомов измерено при помощи теневой съемки в поле монохроматического излучения с частотой сдвинутой на Δ_{photo} от перехода $4S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 2)$. Перед съемкой атомы накапливаются в ловушке в течение 40 с, уровень $1/e$ достигается примерно за 10 с. За 500 мс до съемки луч замедлителя перекрывается механическим затвором. За 200 мкс при помощи АОМа в течение 100 нс выключаются лучи перенакачки МОЛ, что приводит к переводу большинства атомов в состояние $4S_{1/2}(F = 1)$. Лучи МОЛ перекрываются механическим затвором в течение 20 мкс. Съемка происходит в момент закрытия затвора или с контролируемой задержкой. Магнитные поля МОЛ и замедлителя во время съемки остаются включенными.

Съемка состоит во включении на 2 мкс луча подсвета, показанного на рис. 1 с и распространяющегося в направлении оси y . Диаметр луча существенно превышает размеры облака, интенсивность в центре $0.24 \text{ мВт/см}^2 \ll$ интенсивности насыщения. Атомы создают тень в луче. Прошедший свет проецируется на камеру. Сравнивая снимки с облаком атомов и без, можно найти распределение коэффициента прохождения $T(x, z)$, по которому вычисляется столбцовая концентрация газа

$$n_2(x, z) = -\frac{1}{\sigma} \ln T(x, z), \quad (3)$$

где σ — сечение рассеяния света одиночным атомом, и число атомов

$$N = \int n_2(x, z) dx dz. \quad (4)$$

Снимок облака тотчас же после выключения лучей МОЛ показан на рис. 6 б. Облако вытянуто по вертикали в отличие от облака на фотографии 6 а из-за небольшого отличия в юстировке лучей МОЛ. Снимок 6 б сделан на резонансе, что приводит к почти полному рассеянию света вблизи центра облака и не позволяет достоверно рассчитать $n_2(x, z)$ и N . Поэтому для количественного анализа использованы снимки с отстройками $|\Delta_{\text{photo}}| = (2.5\text{--}5.5)\Gamma$, пример показан на рис. 6 с. Для таких отстроек вычислить σ можно, суммируя вероятности переходов из состояний $4S_{1/2}(F = 1, F_z)$ на все доступные уровни $4P_{3/2}(F' = 0, 1, 2)$ и усредняя по равной населенности исходных магнитных состояний F_z . Расщепле-

нием возбужденных уровней можно пренебречь, что дает

$$\sigma(\Delta_{\text{photo}}) = \frac{\lambda^2/\pi}{1 + (2\Delta_{\text{photo}}/\Gamma)^2}. \quad (5)$$

Расчет σ не зависит от поляризации.

Число частиц N , измеренное при разных Δ_{photo} , показано на рис. 7. В качестве приближения истинной величины возьмем среднее. Таким образом в ловушку для ^{39}K захвачено $(6.9 \pm 1.3) \cdot 10^9$ атомов.

В разд. 3.2.2 на примере ^{40}K показано, что при температуре печи $> 120^\circ\text{C}$ основным ограничителем в числе атомов являются столкновения с атомным пучком. В результате сдвиг центра МОЛ за пределы атомного пучка может привести к увеличению N в 2 и более раз.

Число атомов может быть также измерено по флуоресценции атомов в лучах МОЛ. Сравним два метода. При теневой съемке известно, что почти все атомы находятся на конкретном сверхтонком уровне. Для интерпретации данных нужна модель, которая выдавала бы населенность магнитных подуровней. Здесь модель заменена предположением о равной населенности, на основе которого вычислена σ (5). Интерпретация данных зависит от отстройки Δ_{photo} . Проведены измерения при различных Δ_{photo} — близость результатов указывает на верный учет отстройки. Кроме того, теневая съемка также позволяет определить температуру, как показано в разд. 3.1.3

Пересчет числа фотонов флуоресценции в число атомов зависит от большего числа параметров. Нужна модель, которая указывала бы населенности основных и возбужденных сверхтонких уровней и их магнитных состояний. Населенности зависят от локального магнитного поля, от интенсивностей и отстроек бихроматического поля МОЛ и от спонтанного излучения окружающих атомов. Коллективные эффекты, связанные с ослаблением полей МОЛ и перерассеянием фотонов, заметны уже при $N = 10^5$ [29]. Метод, таким образом, зависит от расчетов и предположений в гораздо большей степени, чем теневая съемка, и по этой причине здесь не использован.

3.1.3. Термометрия ^{39}K

Температура измерена по разлету газа после выключения оптических полей МОЛ. На рис. 8 а–с в качестве примера показаны снимки концентрации атомов через $t = 0, 2, 4$ мс после начала разлета. Измерения температуры выполнены с меньшим числом атомов $N \simeq 5 \cdot 10^8$. Из-за меньшей оптической

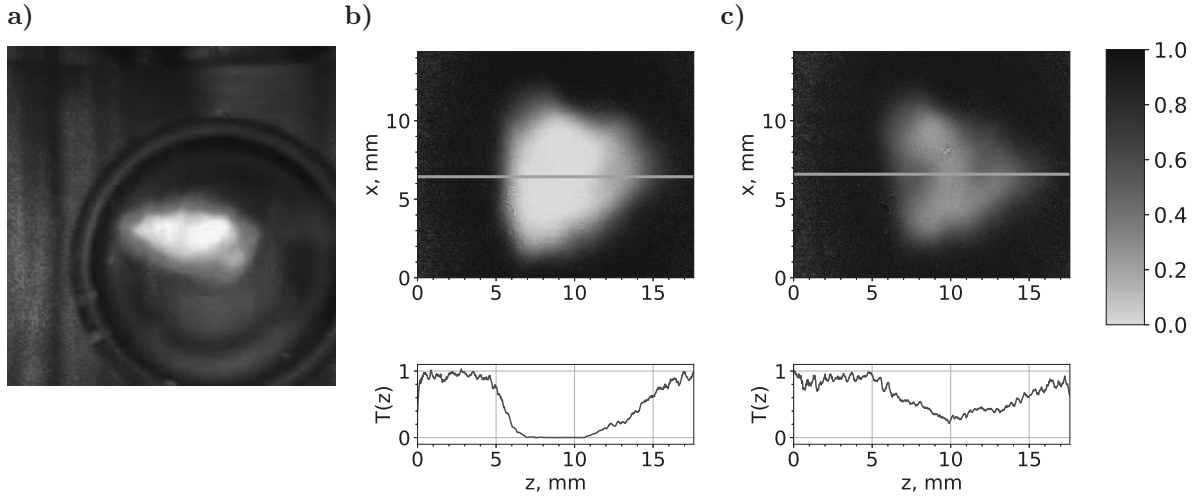


Рис. 6. *a* — Флюоресценция нескольких миллиардов атомов ^{39}K в МОЛ. *b, c* — Теневые снимки для облака ^{39}K без разлета при отстройке подсвечивающего луча $\Delta_{\text{photo}} = -0.2\text{Г}$ (*b*) и $\Delta_{\text{photo}} = 2.5\text{Г}$ (*c*). Показано распределение коэффициента пропускания $T(x, z)$, величина которого отражена в цвете. Под каждым снимком показано распределение $T(x = \text{const}, z)$ вдоль оранжевой линии, сглаженное по соседним точкам вдоль линии. На панели (*c*) видимое число атомов $N = 8.7 \cdot 10^9$

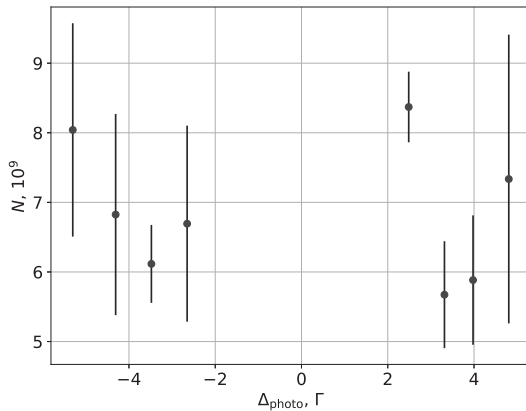


Рис. 7. Число атомов ^{39}K в МОЛ, измеренное при помощи луча подсвета с различной отстройкой от резонанса Δ_{photo} . Показаны средние и среднеквадратичные отклонения по 2 повторениям

глубины облака использовано излучение на резонансе $\Delta_{\text{photo}} = 0$. При вычислении сечения рассеяния учитывается только один возбужденный уровень $4P_{3/2}(F' = 2)$, усреднение по магнитным подуровням дает

$$\sigma = \frac{5\lambda^2}{12\pi}. \quad (6)$$

Облако на всех снимках имеет вытянутую форму. Также разлет в длинном направлении происходит быстрее. Возможная причина — разбалансировка ловушки после выключения лучей перенакачки, которые вносят существенный вклад в удержание.

Для каждого снимка среднеквадратичные полуширины в двух направлениях найдены подгонкой двумерным гауссовым профилем. Размеры вдоль длинного («long») и короткого («short») направлений соответственно отложены на рис. 9 *a b*. Зависимости подогнаны формулами свободного разлета

$$\sigma_{\text{long(short)}}(t) = \sqrt{\sigma_{0 \text{ long(short)}}^2 + t^2 \frac{T_{\text{long(short)}}}{m}}, \quad (7)$$

что дает два значения температуры $T_{\text{long}}, T_{\text{short}}$. В качестве оценки температуры возьмем среднее, а полуразность в качестве систематической ошибки и получим $T = 4.5 \pm 1.5 \text{ мК}$.

Полученная температура заметно выше, чем значение $T = 870 \text{ мК}$, предсказанное теорией охлаждения 2-уровневого атома в слабом поле [30] при $\Delta_{\text{МОТ}} = -6\text{Г}$. В экспериментах [19, 31] измерены температуры от 2 до 6 мК. Охлаждение ^{39}K отличается от охлаждения 2-уровневого атома и от охлаждения градиентом поляризации [32]. Различие связано с малым сверхтонким расщеплением возбужденного состояния и возросшей в связи с этим ролью перенакачки. Для изотопов лития, у которых сверхтонкое расщепление возбужденного состояния также мало, сообщалось о температурах от 1 до 4 мК [6, 33]. Кроме того, есть общий эффект увеличения T с ростом N как $(T - T_0) \sim N^{1/3}$, где T_0 — температура при малых N [34].

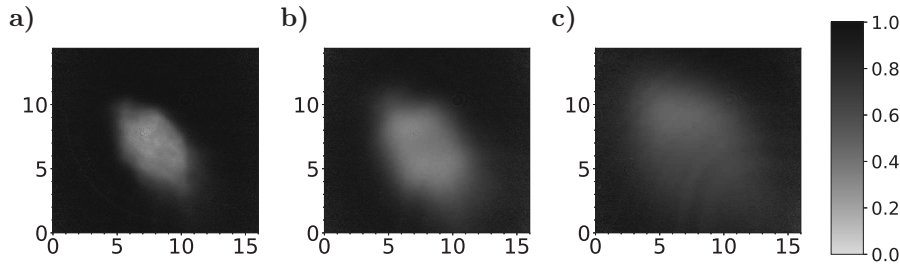


Рис. 8. Теневые снимки облака ^{39}K через 0 (a), 2 (b) и 4 (c) мс после отключения оптических полей МОЛ. Координаты отложены в мм, цвет указывает величину коэффициента пропускания $T(x, z)$

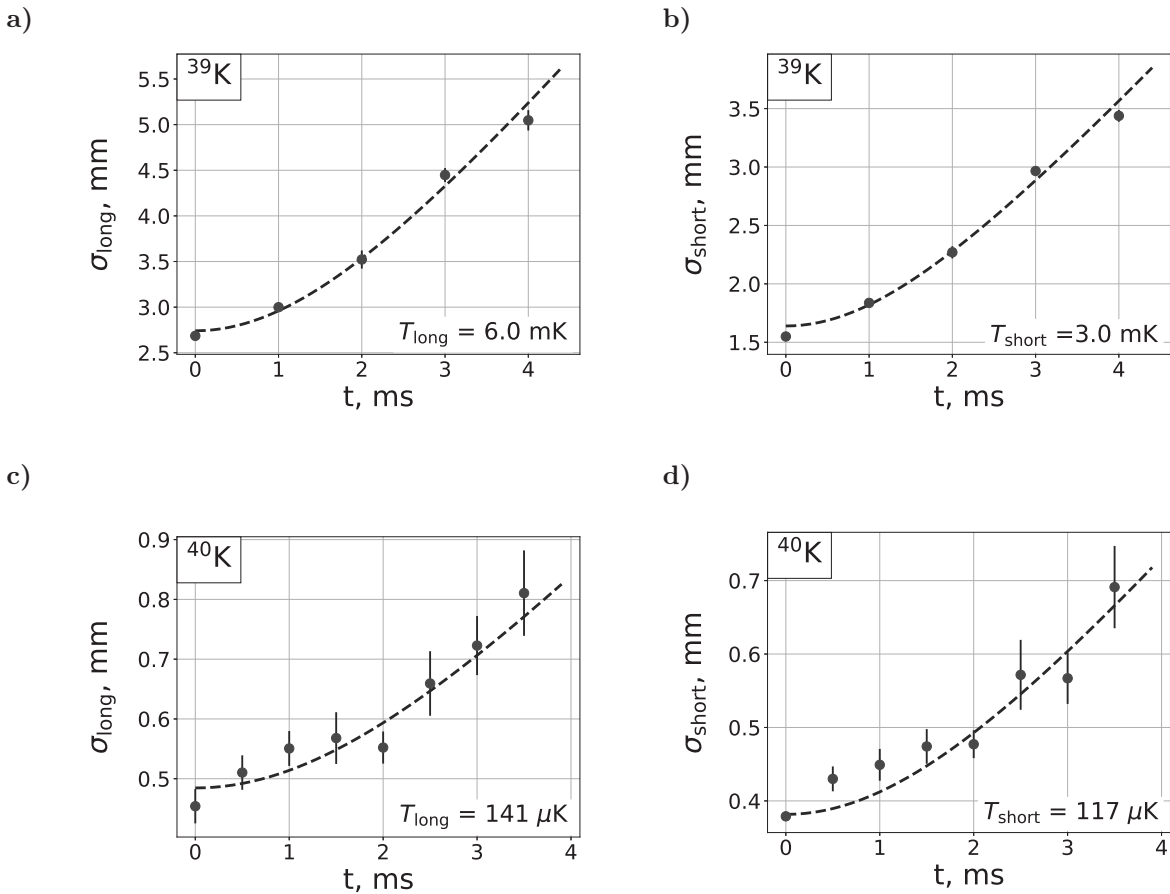


Рис. 9. Среднеквадратичный размер облака атомов в зависимости от времени разлета t для ^{39}K (a, b) и ^{40}K (c, d). Показаны размеры вдоль длинного и короткого направлений, σ_{long} и σ_{short} соответственно. Сиреневые точки — данные, кривые — подгонка (7), указаны температуры, полученные подгонкой

3.2. ^{40}K

3.2.1. Число атомов ^{40}K

Число и температура атомов определены по теневым снимкам, примеры которых показаны на рис. 10. В отличие от измерений с ^{39}K , частота перенакачки отключается одновременно с основной, а не заранее, поэтому в момент съем-

ки подавляющее большинство атомов находятся в состоянии $4S_{1/2}(F = 9/2)$. Для съемки используется луч подсвета в резонансе с переходом $4S_{1/2}(F = 9/2) \rightarrow 4P_{3/2}(F' = 11/2)$. Сечение рассеяния получается усреднением по равной населенности магнитных подуровней исходного уровня:

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{5\pi}. \quad (8)$$

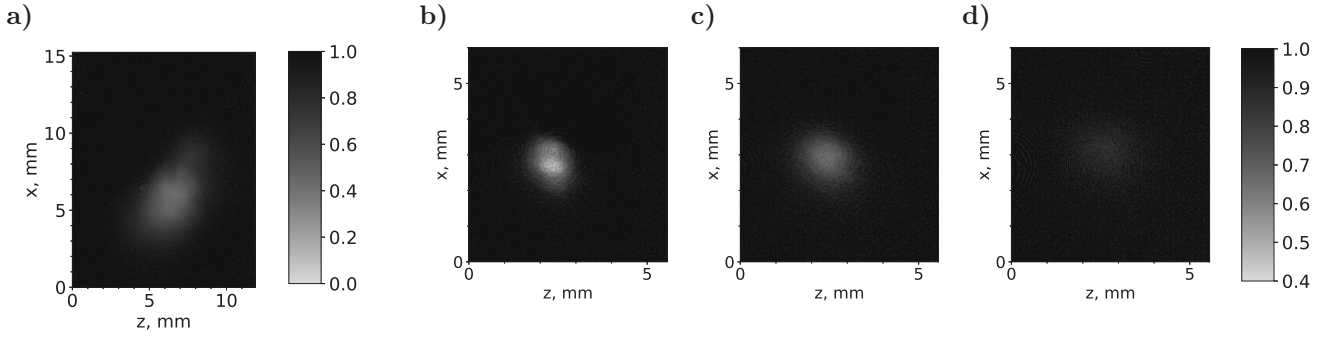


Рис. 10. Теневые снимки облака ^{40}K после разлета в течение $t = 0$ (a), 0 (b), 1.5 (c), 3.5 (d) мс. Координаты в мм. Цвет показывает величину $T(x, z)$, причем цветовая шкала для (b–d) отлична от шкалы для (a). Число атомов $N = 1.5 \cdot 10^8$ (a), $6.3 \cdot 10^6$ (b), $7.7 \cdot 10^6$ (c), $5.5 \cdot 10^6$ (d), погрешность измерения для (b–d) составляет $\pm 10^6$

Теневой снимок облака атомов сразу после отключения оптических полей замедлителя и МОЛ показан на рис. 10 a. Число атомов на снимке $N = (1.46 \pm 0.09) \cdot 10^8$. Ошибка измерения связана с тем, что мощность луча подсвета слегка изменяется от снимка к снимку, включая близкие по времени фотографии с атомами и без.

Число атомов $N = 1.5 \cdot 10^8$ на два порядка меньше, чем число атомов ^{39}K , хотя для пленения ^{40}K использована смесь с обогащением до 12% по ^{40}K . Такое обогащение предполагает $\sim 10^9$ атомов ^{40}K в ловушке, поскольку остальные условия эксперимента близки. Причина различия фактического и прогнозного числа атомов ^{40}K не ясна.

3.2.2. Влияние теплового пучка на число атомов ^{40}K в ловушке

МОЛ находится на пути теплового атомного пучка, диаметр которого в плоскости МОЛ равен 20 мм, а поток почти однороден. Для понимания того, как пучок влияет на МОЛ, измерено время накопления атомов по уровню $1/e$ в зависимости от потока атомов в пучке. Поток регулируется температурой стакана печи T_{oven} . На рис. 11 показана зависимость времени накопления τ от температуры.

Время τ очевидно падает с ростом потока. Сравним измерения с моделью. Динамика числа атомов в ловушке примерно определяется уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma_{\text{vacuum}}N - \Gamma_{\text{beam}}N + F, \quad (9)$$

где F — число атомов, захватываемых в ловушку в единицу времени, Γ_{vacuum} — частота столкновений плененного атома с окружающим газом вакуумной камеры, Γ_{beam} — частота столкновений с атомами из пучка. Время накопления $\tau = 1/(\Gamma_{\text{vacuum}} + \Gamma_{\text{beam}})$.

Обе частоты столкновений могут быть рассчитаны. Окружающий газ — в основном H_2 , что связано с выделением атомарного водорода из стенок вакуумной камеры, выполненных из нержавеющей стали [35–37]. Сечение столкновений найдем по формуле Ландау–Лифшица–Шиффа [38]

$$\sigma_{\text{K-H}_2(\text{K-K})} = 8.08 \left(\frac{C_{6,\text{K-H}_2(\text{K-K})}}{\hbar v} \right)^{2/5}, \quad (10)$$

где $C_{6,\text{K-H}_2(\text{K-K})}$ — коэффициенты Ван-дер-Ваальса для столкновений калий-водород (калий-калий), v — скорость налетающей частицы.

$$\Gamma_{\text{vacuum}} = n_{\text{H}_2} \langle v \sigma_{\text{K-H}_2} \rangle T_{\text{vacuum}}, \quad (11)$$

где усреднение $\langle \dots \rangle_{T_{\text{vacuum}}}$ выполнено по тепловому распределению окружающего газа, а концентрация n_{H_2} известна из давления $3 \cdot 10^{-10}$ торр, измеренного магниторазрядным насосом и не зависящего от температуры печи.

$$\Gamma_{\text{beam}} = \frac{n_{\text{K}} \bar{v} \pi r_{\text{oven}}^2}{4\pi l^2} \sigma_{\text{K-K}}, \quad (12)$$

где l — расстояние от стакана до МОЛ (рис. 1 a), суммарная концентрация всех изотопов калия $n_{\text{K}}(T_{\text{oven}})$ известна из зависимости давления насыщенных паров от температуры [26], $\bar{v}$ — тепловая скорость.

Время накопления $\tau = 1/(\Gamma_{\text{vacuum}} + \Gamma_{\text{beam}})$, вычисленное без подгоночных параметров, показано на рис. 11 оранжевой кривой. Эта кривая близко воспроизводит данные. Отдельно штриховыми кривыми показан вклад Γ_{vacuum} и Γ_{beam} во время накопления.

Стационарное решение уравнения (9) дает число атомов в ловушке $N = F\tau$. При температуре $T_{\text{oven}} = 120^\circ\text{C}$ около половины потерь происходит из-за выбивания атомов тепловым пучком. Сдвиг

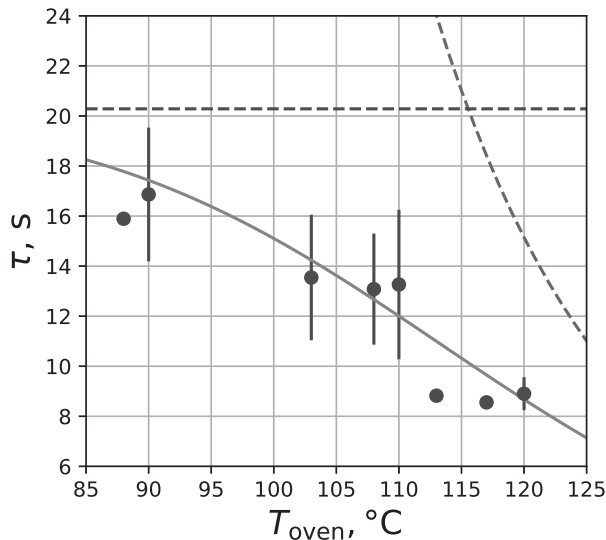


Рис. 11. Время накопления атомов в МОЛ в зависимости от температуры стакана печи. Точки — данные, сплошная кривая — расчетная зависимость $\tau = 1/(\Gamma_{\text{vacuum}} + \Gamma_{\text{beam}})$. Красный и зеленый штрих — по-отдельности вклад от $1/\Gamma_{\text{vacuum}}$ и $1/\Gamma_{\text{beam}}$ соответственно

ловушки за пределы атомного пучка позволил бы увеличить N в два раза. Тем же способом можно увеличить и число атомов ^{39}K . С увеличением температуры печи возрастает поток и, следовательно, возможный выигрыш от сдвига ловушки.

3.2.3. Термометрия ^{40}K

Температура атомов в МОЛ измерена по разлету газа, аналогично измерению для ^{39}K . На рис. 10 *b–d* показаны снимки концентрации атомов ^{40}K через $t = 0, 1.5, 3.5$ мс после начала разлета. Можно заметить, что облако на рис. 10 *b* существенно меньше, чем на 10а. Измерения температуры выполнены на истощенном источнике, который позволял загружать в ловушку $N = (1-8) \cdot 10^6$ атомов, в среднем $4.4 \cdot 10^6$.

Потребовалась дополнительная обработка снимков 10*b–d*, поскольку из-за меньшего числа атомов снимки менее контрастны. Кольцевые дефекты, возникающие в плоскости изображения из-за пылинок на оптических поверхностях, могут быть точно исключены только если их положение идентично на снимках с атомами и без. Дефекты однако смещаются от снимка к снимку из-за воздушных потоков и вибраций, в результате чего число атомов на снимках малой контрастности может быть завышено, а размеры облака искажены. Искажение препятству-

ет определению размера для половины снимков при $t \geq 3$ мс. Для подавления таких ошибок все использованные для термометрии теневые снимки ^{40}K обработаны методом главных компонент [39–41]. На основании 7 снимков без атомов создан базис из 4 главных компонент, комбинация которых использована для подавления дефектов. На рис. 10 *b–d* показаны снимки после обработки.

Эволюция размеров облака в ходе разлета представлена на рис. 9 *c, d*. В отличие от ^{39}K анизотропия разлета почти отсутствует. Температуры для большой и малой оси составили 141 мК и 117 мК, соответственно. На основании среднего и разброса этих значений получаем температуру $T = 129 \pm 12$ мК, что в 35 раз меньше температуры ^{39}K .

Температура ^{40}K оказалась ниже предела Летохова–Миногина–Павлика $\hbar\Gamma/2 = 144$ мК [30]. Более того, при отстройке $\Delta_{\text{MOT}} = -4\Gamma$ теория охлаждения 2-уровневого атома в слабом свете [30] предсказывает температуру 590 мК. Магнитное поле МОЛ, остающееся включенным во время разлета, не оказывает заметного влияния на разлет и не может объяснить различие с теорией 2-уровневого атома. Подобный отход от 2-уровневой модели ранее наблюдался для ^{40}K в работе [16], где температура оценивалась в 50 мК при отстройке $\Delta_{\text{MOT}} = -3\Gamma$.

Низкая температура связана с охлаждением в градиенте поляризации [42]. Эффективность такого механизма зависит от положения сверхтонких уровней, ближайших к возбужденному уровню с угловым моментом F' , задействованному в основном переходе МОЛ [32]. Для Cs уровень $F' - 1$ лежит ниже F' на 251 МГц, а для ^{87}Rb — на 266 МГц, что много больше обычных отстроек Δ_{MOT} . В результате для Cs и ^{87}Rb в МОЛ получены температуры около 50 мК [43, 44], втрое ниже предела $\hbar\Gamma/2$. Для ^{40}K расщепление меньше, 44 МГц, однако уровень $F' - 1$ лежит выше F' и следовательно дальше от резонанса с основной частотой МОЛ, что вновь благоприятствует охлаждению в градиенте поляризации.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданы магнитооптические ловушки для ^{39}K и для ^{40}K , загружаемые из зеемановского замедлителя. Переход между изотопами осуществляется небольшой модификацией установки. Число плененных атомов, $7 \cdot 10^9$ и $1.5 \cdot 10^8$, является наибольшим

среди ловушек, в которые соответственно ^{39}K и ^{40}K загружается из замедлителя. Для ^{40}K впервые исследовано влияние столкновений с атомами пучка на время накопления. Предложен способ увеличения числа атомов. Измеренная температура газа ^{39}K равна 4.5 мК. Температура газа ^{40}K оказалась гораздо ниже, около 130 мК, что ниже предела Летохова – Миногина – Павлика.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках ДК «Квантовые вычисления».

ЛИТЕРАТУРА

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, Rep. Progr. Phys. **63**, 1429 (2000).
2. Р. Онофрио, УФН **186**, 1229 (2016).
3. C. D'Errico, M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, New J. Phys. **9**, 223 (2007).
4. T. Berrada, S. van Frank, R. Bucker, T. Schumm, J.-F. Schaff, and J. Schmiedmayer, Nat. Commun. **4**, 2077 (2013).
5. A. K. Fedorov, V. I. Yudson, and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. A **95**, 043615 (2017).
6. В. А. Виноградов, К. А. Карпов, С. С. Лукашов, А. В. Турлапов, КЭ **50**, 520 (2020).
7. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
8. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
9. S. Weyers, E. Auccouturier, C. Valentin, and N. Dimarcq, Opt. Commun. **143**, 30 (1997).
10. A. Camara, R. Kaiser, and G. Labeyrie, Phys. Rev. A **90**, 063404 (2014).
11. E. Pedrozo-Penafiel, F. Vivanco, P. Castilho, R. R. Paiva, K. M. Farias, and V. S. Bagnato, Laser Phys. Lett. **13**, 065501 (2016).
12. B. S. Marangoni, C. R. Menegatti, and L. G. Marcassa, J. Phys. B: Atom. Molec. Opt. Phys. **45**, 175301 (2012).
13. R. S. Williamson and T. Walker, J. Opt. Soc. Amer. B **12**, 1393 (1995).
14. L. De Sarlo, P. Maioli, G. Barontini, J. Catani, F. Minardi, and M. Inguscio, Phys. Rev. A **75**, 022715 (2007).
15. E. Wille, *Preparation of an Optically Trapped Fermi–Fermi Mixture of ^6Li and ^{40}K Atoms and Characterization of the Interspecies Interactions by Feshbach Spectroscopy*, PhD thesis, University of Innsbruck, Innsbruck (2009).
16. F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci, and G. M. Tino, Phys. Rev. A **57**, 1136 (1998).
17. C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, K. Sengstock, and K. Bongs, Phys. Rev. Lett. **96**, 020401 (2006).
18. M. Landini, S. Roy, L. Carcagní, D. Trypogeorgos, M. Fattori, M. Inguscio, and G. Modugno, Phys. Rev. A **84**, 043432 (2011).
19. M. Landini, *A tunable Bose–Einstein condensate for quantum interferometry*, PhD thesis, Università di Trento, Trento (2011).
20. A. Ridinger, S. Chaudhuri, T. Salez, U. Eismann, D. R. Fernandes, K. Magalhães, D. Wilkowski, C. Salomon, and F. Chevy, Eur. Phys. J. D **65**, 223 (2011).
21. M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino, and M. Inguscio, Phys. Rev. A **59**, 886 (1999).
22. B. DeMarco, H. Rohner, and D. S. Jin, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1967 (1999).
23. Z. Lasner, D. Mitra, M. Hiradfar, B. Augenbraun, L. Cheuk, E. Lee, S. Prabhu, and J. Doyle, Phys. Rev. A **104**, 063305 (2021).
24. C.-H. Wu, I. Santiago, J. W. Park, P. Ahmadi, and M. W. Zwierlein, Phys. Rev. A **84**, 011601 (2011).
25. M. Allegrini, E. Arimondo, and L. A. Orozco, J. Phys. Chem. Reference Data, **51**, 043102 (2022).
26. C. B. Alcock, V. P. Itkin, and M. K. Horrigan, Canadian Metallurgical Quarterly, **23**, 309 (1984).
27. W. D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
28. H. Wang, P. L. Gould, and W. C. Stwalley, J. Chem. Phys. **106**, 7899 (1997).
29. C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).

30. В.С. Летохов, В.Г. Миногин, Б.Д. Павлик, ЖЭТФ **72**, 1328 (1977).
31. V. Gokhroo, G. Rajalakshmi, R. K. Easwaran, and C. S. Unnikrishnan, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **44**, 115307 (2011).
32. A. Bambini and A. Agresti, Phys. Rev. A **56**, 3040 (1997).
33. С. А. Саакян, *Дисс. Экспериментальные исследования свойств газа ультрахолодных высоко-возбужденных и частично ионизованных атомов лития-7*, Канд. физ.-матем. наук, ОИВТ РАН, Москва (2016).
34. C. J. Cooper, G. Hillenbrand, J. Rink, C. G. Townsend, K. Zetie, and C. J. Foot, Europhys. Lett. **28**, 397 (1994).
35. S.-S. Hong, Y.-H. Shin, and I. Arakawa, Meas. Sci. Technol. **15**, 359 (2004).
36. J. R. J. Bennett, S. Hughes, R. J. Elsey, and T. P. Parry, Vacuum **73**, 149 (2004).
37. S. S. Hong, Y. H. Shin, and J. T. Kim, Measurement **41**, 1026 (2008).
38. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*, Наука, Москва (1989), §127, с. 608.
39. K. Pearson, London Edinburgh Philos. Mag. and J. Sci. **2**, 559 (1901).
40. X. Li, M. Ke, B. Yan, and Y. Wang, Chin. Opt. Lett. **5**, 128 (2007).
41. L. Krinner, *Exploring Spontaneous Emission Phenomena using Ultracold Atomic Matter Waves*, PhD thesis, Stony Brook University, Stony Brook (2018).
42. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 2023 (1989).
43. M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon, Appl. Phys. B **59**, 283 (1994).
44. H. Crepaz, *Trapping and Cooling Rubidium Atoms for Quantum Information*, PhD thesis, University of Innsbruck, Innsbruck (2006).

ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ В УСЛОВИЯХ СУБДОПЛЕРОВСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

*А. А. Кирпичникова, Р. Я. Ильенков, О. Н. Прудников**

*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 8 мая 2024 г.
Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Рассматривается задача субдоплеровского лазерного охлаждения атомов в условиях «оптической патоки» в полях, образованных встречными волнами с различными поляризационными конфигурациями, с полным учетом квантовых эффектов отдачи. Показано, что распределение холодных атомов не является равновесным, но тем не менее может быть аппроксимировано двумя гауссовыми функциями и, соответственно, охарактеризовано температурами «холодной» и «горячей» фракций. Проведен детальный анализ долей атомов во фракциях и их температур в зависимости от параметров световых полей. На основе полученных результатов можно ввести понятие средневзвешенной температуры, которая находится в соответствии со средней кинетической энергией атомов.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100080

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение атомов является базовым инструментом современной квантовой физики и способствует развитию множества направлений, имеющих фундаментальные и практические применения. Среди основных можно выделить такие, как создание современных прецизионных стандартов частоты [1–4], развитие нового направления атомных сенсоров на основе интерференции волн материи [5–7], квантовых вычислений [8, 9] и квантовых коммуникаций [10]. Последующее применение методов испарительного охлаждения позволяет достичь сверхнизких температур, при которых проявляются квантовые свойства бозе- и ферми-конденсатов, что представляет отдельный интерес для исследований [11, 12].

С классической точки зрения действие света на атомы описывается в рамках сил, имеющих природу радиационного светового давления на движущиеся атомы, а также вынужденных дипольных сил,

возникающих в результате переизлучения фотонов поля атомами между различными пространственными модами поля [13–15]. При этом «квантовый» характер взаимодействия атомов с фотонами поля в рамках квазиклассического подхода описывается флуктуацией сил, действующих на атом, что позволяет описать кинетику атомов как в рамках уравнения Фоккера–Планка [16, 17] для функции распределения атомов в фазовом пространстве, так и в эквивалентном ему подходе на основе стохастических уравнений движения отдельных атомов — уравнений Ланжевена [18, 19].

Альтернативой квазиклассическим подходам является развитый нами полностью квантовый подход, позволяющий решить задачу лазерного охлаждения атомов в рамках квантового кинетического уравнения для атомной матрицы плотности [20–23]. Представленный подход позволяет получить стационарное численное решение квантового кинетического уравнения для атомной матрицы плотности, содержащее полную информацию как о внутренних, так и о поступательных степенях свободы атома в лазерном поле. При этом анализ задачи в рамках квантового подхода позволяет выявить особенности, связанные с наличием конечного параметра отда-

* E-mail: oleg.nsu@gmail.com

чи атомов при взаимодействии с фотонами поля, $\varepsilon_R = E_k/\hbar\gamma$ ($E_k = \hbar\omega_R$ — кинетическая энергия, получаемая неподвижным атомом при взаимодействии с фотоном поля, ω_R — частота отдачи, γ — естественная ширина линии атомного перехода), в отличие от квазиклассического подхода, где данный параметр считается предельно малым, $\varepsilon_R \ll 1$.

Учет влияния квантовых эффектов отдачи, дискретности импульса и энергии, передаваемых атому при взаимодействии с фотонами поля, является наиболее актуальным как для лазерного охлаждения с использованием узких оптических переходов [24], так и для охлаждения атомов, характеризующихся недостаточно малым параметром ε_R [25]. В частности, представленный квантовый подход позволил сравнить эффективность субдоплеровского лазерного охлаждения атомов в полях с пространственно-неоднородной поляризацией, образованных встречными волнами с противоположными круговыми поляризациями ($\sigma_+ \sigma_-$ -конфигурация поля), или ортогональными линейными поляризациями ($lin \perp lin$ -конфигурация) [26]. При этом показано, что функция распределения холодных атомов по импульсам является существенно неравновесной и, строго говоря, не может быть описана в терминах температуры. Поэтому в рамках теоретических подходов для описания лазерного охлаждения мы пользовались средней кинетической энергией атомов, которую можно представить в температурных единицах. Экспериментально же температуру холодных атомов получают, аппроксимируя импульсное распределение гауссовой функцией, и результат может зависеть от способов аппроксимации. Так, например, в работе [27] кроме узкой составляющей импульсного распределения, характеризующей субдоплеровской температурой, было показано наличие и более широкой составляющей, которая выглядит как «подложка». Однако ее ширина оказывается сравнима с температурой доплеровского предела, что в целом соответствует двухтемпературному распределению холодных атомов.

В данной работе в рамках развитого нами квантового подхода [22] мы проводим детальный анализ неравновесного распределения атомов в задаче субдоплеровского лазерного охлаждения в условиях «оптической патоки» с полным учетом квантовых эффектов отдачи. Такая задача также может быть применима как приближение для описания лазерного охлаждения атомов в магнитооптической ловушке (МОЛ), поскольку атомы охлаждаются в центре МОЛ, где магнитное поле равно нулю. Обнаружено, что температуры «холодной» и «горячей» фракций

атомов и их долей зависят не только от параметров используемого поля, но также от выбранной конфигурации световых полей и от параметра отдачи ε_R . Представленные результаты позволяют судить о режимах охлаждения, в которых проявляется существенно двухтемпературное распределение атомов, и позволяют описать условия максимизации доли атомов в «холодной» фракции, что представляет отдельный интерес для создания источника холодных атомов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Ансамбль атомов малой плотности с пренебрежимым межатомным взаимодействием охлаждается в монохроматическом поле, резонансном замкнутому оптическому переходу $F_g \rightarrow F_e$, где F_g и F_e — полные угловые моменты основного (g) и возбужденного (e) состояний. Рассмотрим конфигурации монохроматического поля, образованные встречными волнами равной интенсивности:

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0(\mathbf{e}_1 e^{ikz} + \mathbf{e}_2 e^{-ikz})e^{-i\omega t} + \text{с.с.}, \quad (1)$$

где E_0 — комплексная амплитуда световых волн; ω — частота поля; $k = \omega/c$ — волновой вектор. Поляризации $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ встречных волн в декартовом базисе $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ выражаются через компоненты векторов $\mathbf{e}_{0,\pm 1}$ в циклическом базисе:

$$\mathbf{e}_n = \sum_{\sigma=0,\pm 1} e_n^\sigma \mathbf{e}_\sigma, \quad n = 1, 2. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{e}_\sigma$ — единичные векторы циркулярного базиса: $\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$, $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z$. В данной работе мы будем рассматривать наиболее распространенные конфигурации световых полей, образованных встречными волнами с ортогональными поляризациями, в которых могут проявляться субдоплеровские механизмы лазерного охлаждения [28]:

1) $lin \perp lin$ -конфигурация светового поля с $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_x$, образованная парой встречных волн с ортогональными линейными поляризациями,

2) $\sigma_+ \sigma_-$ -конфигурация светового поля с $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_+$ и $\mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_-$, образованная парой встречных волн с круговыми поляризациями.

Особенностью означенных конфигураций является то, что пространственная зависимость вектора поляризации (1) определяется только одним параметром светового поля. Так, для поля $lin \perp lin$ -конфигурации только эллиптичность светового поля зависит от координаты, периодически изменяя поляризацию с круговой на линейную и обратно при

смещении по оси z . В случае $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации поляризации светового поля в каждой точке линейная, но угол наклона оси периодически изменяется вдоль оси z (см., например, работы [28, 29]).

Для описания эволюции ансамбля атомов малой плотности воспользуемся квантовым кинетическим уравнением для атомной матрицы плотности $\hat{\rho}$:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \quad (3)$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан, а $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ описывает релаксацию атома при взаимодействии с вакуумными модами электромагнитного поля, т.е. в результате спонтанного распада. Гамильтониан атома $\hat{H}$ разбивается на сумму вкладов:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (4)$$

где первое слагаемое — оператор кинетической энергии; M — масса атома; $\hat{H}_0 = -\hbar\delta\hat{P}_e$ — гамильтониан свободного атома в приближении вращающейся волны (RWA); $\delta = \omega - \omega_0$ — отстройка оптической частоты ω от частоты атомного перехода ω_0 ;

$$\hat{P}_e = \sum_{\mu} |F_e, \mu\rangle \langle F_e, \mu| \quad (5)$$

— проекционный оператор для уровней возбужденного состояния $|F_e, \mu\rangle$, характеризующегося полным угловым моментом F_e и проекцией углового момента μ на ось квантования. Последнее слагаемое $\hat{V}$ описывает взаимодействие атома с полем (1). Взаимодействие атома с полем, резонансным электродипольному переходу, описывается оператором взаимодействия следующего вида:

$$\begin{aligned} \hat{V} &= \hat{V}_1 \exp(ikz) + \hat{V}_2 \exp(-ikz), \\ \hat{V}_n &= \hbar \frac{\Omega}{2} (\hat{D} \mathbf{e}_n) = \hbar \frac{\Omega}{2} \sum \hat{D}_{\sigma} e_n^{\sigma}, \end{aligned} \quad (6)$$

где Ω — частота Раби электродипольного перехода, и определяется векторами поляризации встречных волн и векторным оператором $\hat{D}$, матричные компоненты которого $\hat{D}_{\sigma}$ в циркулярном базисе выражаются через коэффициенты Клебша–Гордана:

$$\hat{D}_{\sigma} = \sum_{\mu, m} C_{F_g, m; 1, \sigma}^{F_e, \mu} |F_e, \mu\rangle \langle F_g, \mu|. \quad (7)$$

Последний член кинетического уравнения (3), описывающий релаксацию атомной матрицы плот-

ности с учетом эффектов отдачи, определяется выражением (см., например, работы [20–23])

$$\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = \frac{\gamma}{2} (\hat{P}_e \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{P}_e) - \frac{3\gamma}{2} \times \left\langle \sum_{\xi=1,2} (\hat{D} e_{\xi}(\mathbf{k}))^{\dagger} \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) \hat{\rho} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) (\hat{D} e_{\xi}(\mathbf{k})) \right\rangle_{\Omega_k}, \quad (8)$$

где $\langle \dots \rangle_{\Omega_k}$ означает усреднение по направлениям вылета спонтанного фотона с импульсом $\hbar \mathbf{k}$ с двумя ортогональными поляризациями $e_{\xi}(\mathbf{k})$.

Отметим, что решение квантового кинетического уравнения (3) для рассматриваемого типа оптического перехода $F_g \rightarrow F_e$ можно характеризовать тремя параметрами: отношением величины отстройки к естественной ширине линии δ/γ , параметром отдачи ε_R и величиной светового сдвига, определяемого глубиной оптического потенциала [20–23]:

$$U = \frac{\hbar|\delta|}{3} \frac{|\Omega|^2}{(\delta^2 + \gamma^2/4)}, \quad (9)$$

пропорционального интенсивности лазерного поля. Для поиска стационарного решения квантового кинетического уравнения (3) и анализа достижимых пределов лазерного охлаждения далее мы используем предложенный нами подход, детально описанный в работах [20–23].

3. ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Отметим, что при лазерном охлаждении состояние ансамбля холодных атомов является существенно неравновесным [30] и, строго говоря, не может быть описано в терминах температуры. Поэтому в работах [17, 26] в качестве меры охлаждения использовалась средняя кинетическая энергия атомов

$$\langle E_{kin} \rangle = \int \frac{p^2}{2M} W(p) dp, \quad (10)$$

где $W(p)$ — функция распределения по импульсам. Данное выражение позволяет определить температуру T_E как меру средней кинетической энергии для ансамбля атомов,

$$\langle E_{kin} \rangle = \frac{N}{2} k_B T_E, \quad (11)$$

где N — размерность задачи, k_B — постоянная Больцмана. Для термодинамически равновесного состояния температура T_E совпадает с классическим определением температуры. В основном

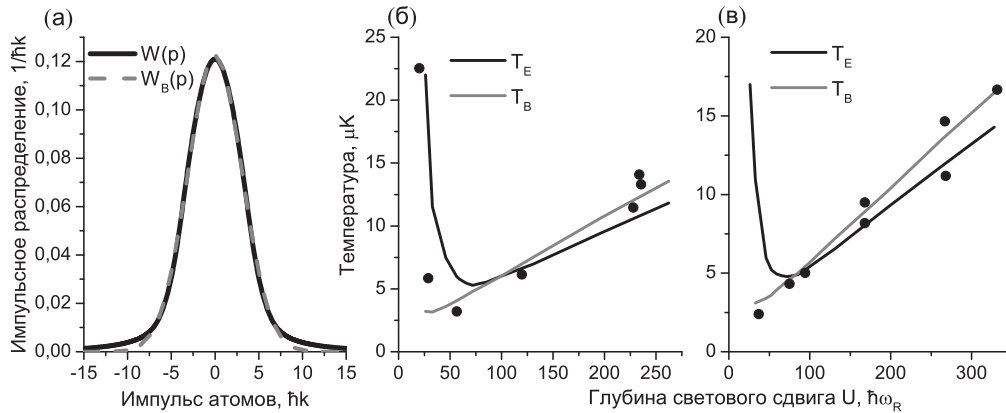


Рис. 1. *a* — Импульсное распределение ансамбля атомов ^{85}Rb $W(p)$ — черная линия — и его аппроксимация одной функцией Гаусса $W_B(p)$ — штриховая красная линия ($T = 3.5 \text{ мК}$) — в поле $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации, резонансного замкнутому оптическому переходу $5S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F_e = 4)$ при отстройках поля $\delta = -8\gamma$, $U = 50\hbar\omega_R$ ($\Omega = 0.9\gamma$). *б, в* — Температура холодных атомов ^{85}Rb в зависимости от интенсивности светового поля при отстройке поля $\delta = -4\gamma$ (*б*) и $\delta = -8\gamma$ (*в*). Здесь черной линией указана температура как мера средней кинетической энергии атомов T_E (11), красной линией — больцмановская температура T_B , полученная аппроксимацией импульсного распределения гауссовой функцией. Черными точками представлены результаты измерения температуры атомов в поле $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации [32]. Параметр отдачи $\varepsilon_R = 6.4 \cdot 10^{-4}$

при использовании термина «температура» подразумевают, что импульсное распределение атомов описывается распределением Максвелла–Больцмана для идеального газа невзаимодействующих частиц. Плотность вероятности для такого распределения можно записать в виде

$$W_B(p) = C \exp\left(-\frac{p^2}{2Mk_BT_B}\right), \quad (12)$$

где C — нормировочная константа, а T_B — больцмановская (классическая) температура.

Отметим, что неравновесное состояние атомов проявляется и для предельно малых параметров отдачи $\varepsilon_R < 10^{-3}$, т. е. в условиях применимости квазиклассических подходов [17]. Так, например, на рис. 1 *a* представлено импульсное распределение холодных атомов ^{85}Rb в поле $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации, полученное в результате численного решения уравнения (3), и его аппроксимация гауссовой функцией. Для атомов ^{85}Rb параметр отдачи $\varepsilon_R = 6.4 \cdot 10^{-4}$ можно считать предельно малым. Тем не менее наблюдается отличие функции распределения $W(p)$ от нормального распределения (12), которое приводит к расхождениям в определении температур T и T_E (см. рис. 1 *б, в*). Такое отличие от равновесного распределения может объяснить разброс температуры ансамбля атомов в экспериментах по лазерному охлаждению. Разброс в измерениях температуры в работе [31], полученных в результате численного

решения уравнения (3), находится в соответствии с определениями T_B и T_E (рис. 1 *б, в*).

Кроме того, для атомов с недостаточно малыми параметрами отдачи

$$10^{-3} < \varepsilon_R < 1 \quad (13)$$

импульсное распределение ансамбля атомов, полученное на основе численного решения квантового кинетического уравнения (3), значительно отличается от распределения Максвелла–Больцмана (рис. 2 *a*). Это приводит к тому, что классическая температура T_B (12) существенно отличается от характерной температуры T_E (11) и не может быть использована для описания кинетики ансамбля не только количественно, но и качественно (рис. 2 *б, в*). Таким образом, для термодинамического описания системы охлажденных атомов требуется введение альтернативной характеристики. Одним из способов описания неравновесных систем является двухтемпературное распределение, когда вместо одной гауссовой функции (12) импульсное распределение аппроксимируется с помощью двух гауссовых функций:

$$W_D(p) = \frac{N_{hot}}{\sqrt{2\pi M k_B T_{hot}}} \exp\left(-\frac{p^2}{2M k_B T_{hot}}\right) + \frac{N_{cold}}{\sqrt{2\pi M k_B T_{cold}}} \exp\left(-\frac{p^2}{2M k_B T_{cold}}\right). \quad (14)$$

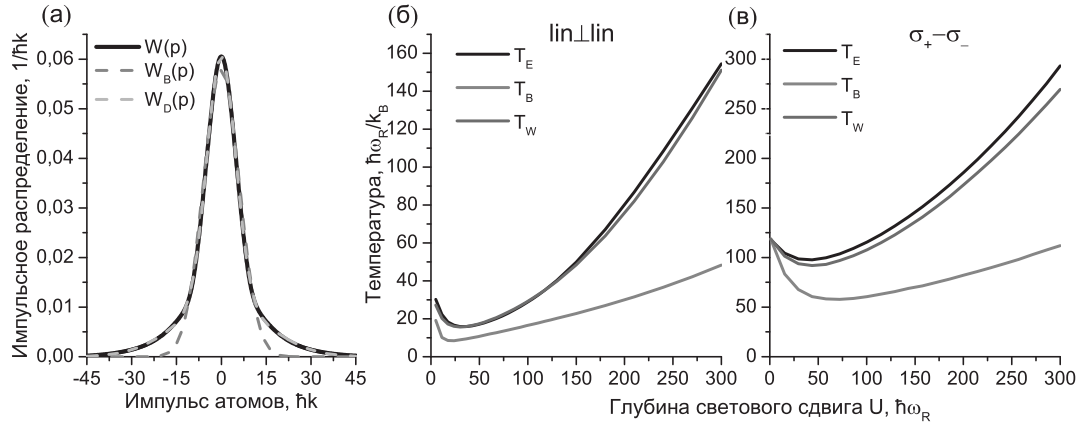


Рис. 2. *a* — Импульсное распределение ансамбля атомов $W(p)$ (черная линия) и его аппроксимации одной функцией Гаусса $W_B(p)$ (штриховая красная линия) и двумя функциями Гаусса $W_D(p)$ (штриховая зеленая линия) для параметра отдачи $\varepsilon_R = 10^{-2}$ в поле $lin \perp lin$ -конфигурации с отстройкой $\delta = -2\gamma$ при $U = 240 \hbar\omega_R$. Оптический переход $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$. *б, в* — Температура холодных атомов, определяемая как характерная T_E (11), больцмановская T_B (12) и средневзвешенная T_W (15) в полях (*б*) $lin \perp lin$ - и (*в*) $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации

Таким образом, ансамбль атомов разбивается на две фракции: «холодную» — с более низкой температурой T_{cold} , характеризующую центральную часть распределения, и «горячую» — с более высокой температурой T_{hot} , характеризующую «подложку» распределения. Параметры N_{cold} и N_{hot} определяют доли атомов во фракциях, $N_{cold} + N_{hot} = 1$. Для такого распределения можно ввести средневзвешенную температуру «холодной» и «горячей» фракций:

$$T_W = N_{hot}T_{hot} + N_{cold}T_{cold}. \quad (15)$$

Действительно, двухтемпературная интерпретация значительно лучше описывает импульсное распределение холодных атомов (см. рис. 2 *a*). Средневзвешенная температура T_W (15) лучше согласуется с характерной температурой T_E (рис. 2 *б, в*) и, таким образом, может быть использована для характеристики лазерного охлаждения атомов. Двухтемпературное распределение позволяет проанализировать характеристики не только ансамбля охлажденных атомов как единой системы, но и долей «холодной» и «горячей» фракций в зависимости от разных параметров охлаждения. Максимизация доли атомов в «холодной» фракции определяет эффективность субдоплеровского лазерного охлаждения.

Как хорошо известно [28], субдоплеровское лазерное охлаждение атомов возникает в полях с пространственно-неоднородной поляризацией, резонансных замкнутому оптическому переходу атома $F_g \rightarrow F_e$ с вырожденными по проекции углового момента уровнями. Далее, для сравнительного анали-

за субдоплеровского лазерного охлаждения и возникающего двухтемпературного распределения атомов мы рассмотрим охлаждение в рамках модельного перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$, для которого присутствуют субдоплеровские механизмы охлаждения в обеих конфигурациях световых полей, $lin \perp lin$ и $\sigma_+ - \sigma_-$.

Представленные результаты доли «холодной» фракции на рис. 3 показывают, что выбор конфигурации светового поля принципиально влияет на термодинамическое состояние атомов. Так, для $lin \perp lin$ -конфигурации в случае предельно малых параметров отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ (рис. 3 *a*) доля «холодных» атомов слабо зависит от отстройки, и для $U > 100 \hbar\omega_R$ выделяется область параметров, при которых доля равна единице. В этом случае импульсное распределение близко к классическому распределению Максвелла–Больцмана и может описываться в рамках одной температуры, что соответствует результатам рис. 1. Однако для $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации, даже при условии предельно малого параметра отдачи (рис. 3 *в*) и большой интенсивности охлаждающего поля, доля «холодных» атомов стремится к 1/2. Следовательно, для $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации поля при предельно малых параметрах отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ стационарное состояние ансамбля охлажденных атомов имеет ярко выраженное двухтемпературное распределение, что также наблюдалось экспериментально в работе [27]. При этом для большего параметра отдачи $\varepsilon_R = 10^{-2}$ (рис. 3 *б, г*) переход к классическому

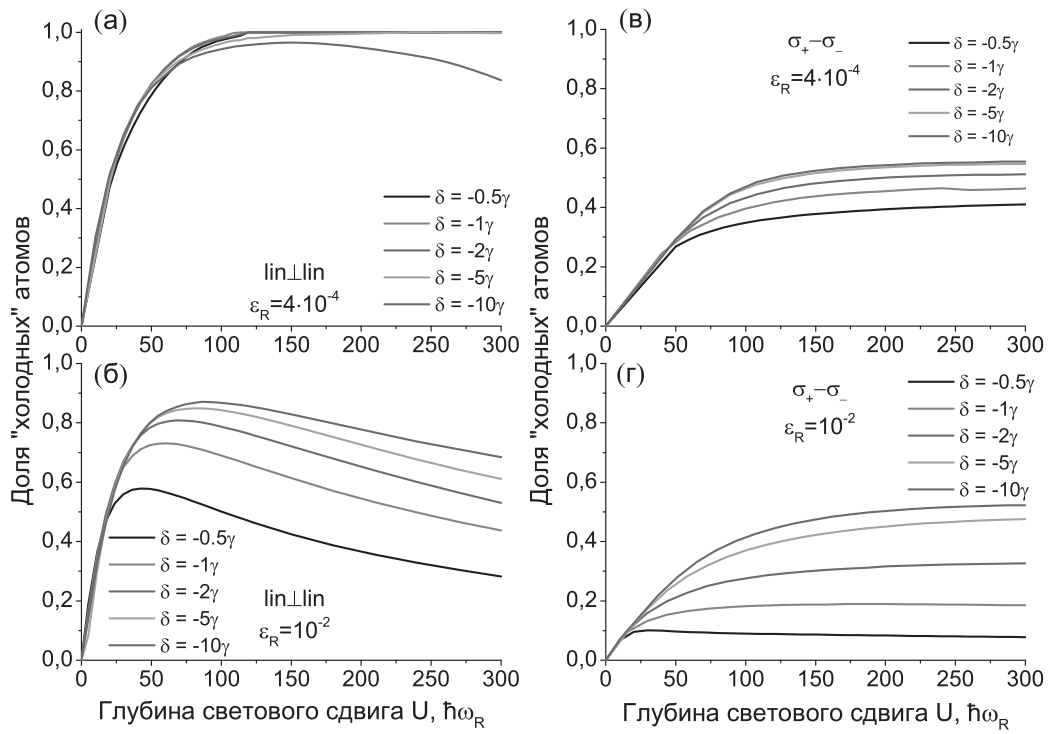


Рис. 3. Зависимости доли «холодных» атомов от глубины светового сдвига U для $\varepsilon_R = 4 \cdot 10^{-4}$ (а, в) и $\varepsilon_R = 10^{-2}$ (б, г) в поле (а, б) $\text{lin} \perp \text{lin}$ - и (в, г) $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации с различными отстройками δ

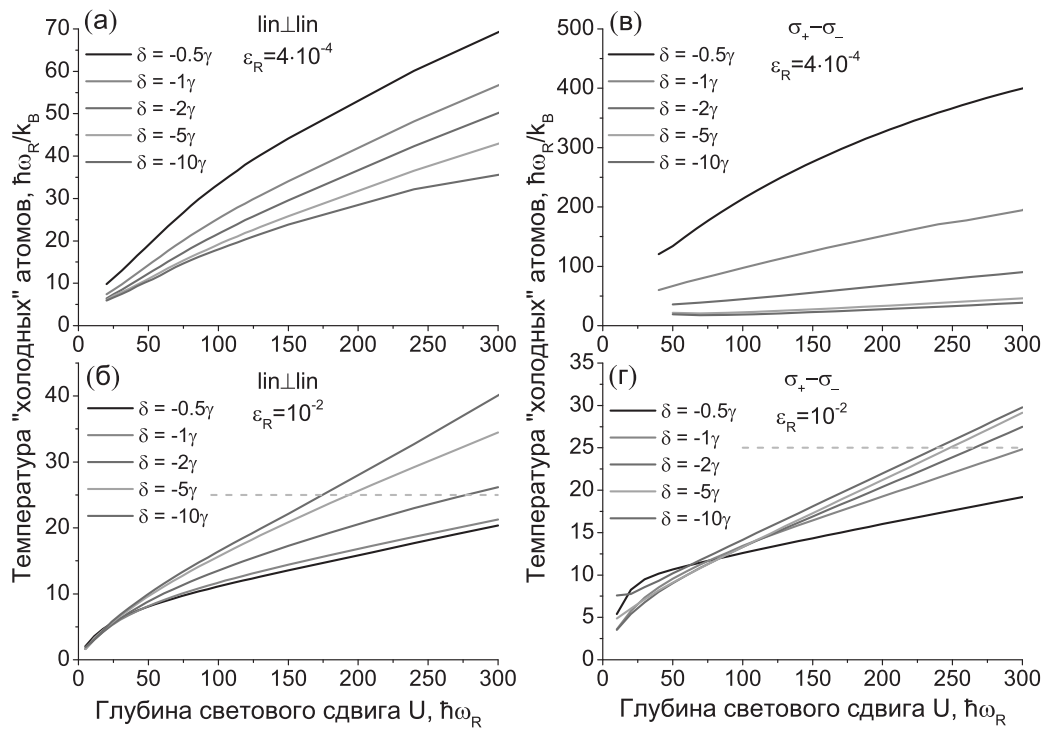


Рис. 4. Зависимости температуры «холодных» атомов от глубины светового сдвига U для $\varepsilon_R = 4 \cdot 10^{-4}$ (а, в) и $\varepsilon_R = 10^{-2}$ (б, г) в поле (а, б) $\text{lin} \perp \text{lin}$ - и (в, г) $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации с различными отстройками δ . Штриховыми линиями обозначен доплеровский предел

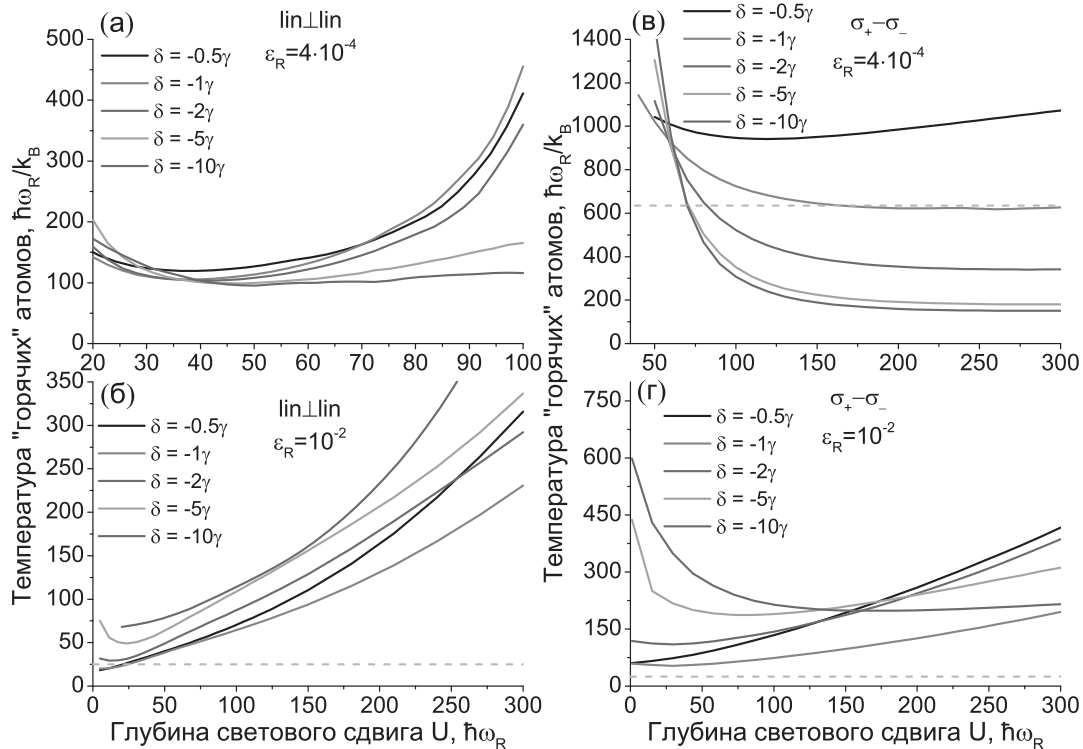


Рис. 5. Зависимости температуры «горячих» атомов от глубины светового сдвига U для $\varepsilon_R = 4 \cdot 10^{-4}$ (а, в) и $\varepsilon_R = 10^{-2}$ (б, г) в полях (а, б) $\text{lin} \perp \text{lin}$ - и (в, г) $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации с различными отстройками δ . Штриховыми линиями обозначен доплеровский предел

распределению Максвелла–Больцмана не происходит и для $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации поля. Появляется сильная зависимость от отстройки поля, растущая с увеличением U , а доля «холодных» атомов не выходит на постоянное значение, а, наоборот, начинает снижаться.

Анализ температуры «холодной» фракции атомов представлен на рис. 4. Температура T_{cold} растет с увеличением интенсивности охлаждающего поля, что согласуется с известными теориями субдоплеровского лазерного охлаждения [14, 26, 28, 29]. Для атомов с предельно малыми значениями параметра отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ температура «холодной» фракции ниже доплеровского предела. Однако при недостаточно малом значении параметра отдачи $\varepsilon_R \gtrsim 10^{-2}$ (13) наблюдается обратная зависимость от величины отстройки (рис. 4 б, г): наименьшие температуры достигаются при наименьших отстройках δ . Такой же эффект наблюдается и для «горячей» фракции (рис. 5). В режиме охлаждения с недостаточно малым параметром отдачи (13) при малых значениях параметра U температура «холодной» фракции ниже доплеровского пре-

дела (рис. 4 б, г), а температура «горячей» фракции, наоборот, выше (рис. 5 б, г). При этом доля «холодной» фракции также уменьшается с ростом параметра отдачи (рис. 3 б, г). Это означает, что для атомов с $\varepsilon_R \gtrsim 10^{-2}$ именно доля и температура «горячей» фракции определяют средневзвешенную температуру T_W . Тем не менее для $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации можно выделить область параметров, когда температуры «холодной» и «горячей» фракций ниже доплеровского предела (рис. 5 б). Таким образом, данные, представленные на рис. 3, 4, позволяют подобрать интенсивности светового поля (параметр U) при выбранной отстройке δ для атомов с заданным значением ε_R , позволяющие максимизировать долю «холодной» фракции и/или минимизировать температуру («холодной» фракции или средневзвешенную).

Рассмотрим подробнее влияние величины параметра отдачи ε_R на характеристики двухтемпературного распределения ансамбля атомов. В случае $\text{lin} \perp \text{lin}$ -поляризации (рис. 6 а, б, в) можно отметить, что для предельно малых параметров отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ с увеличением параметра U до-

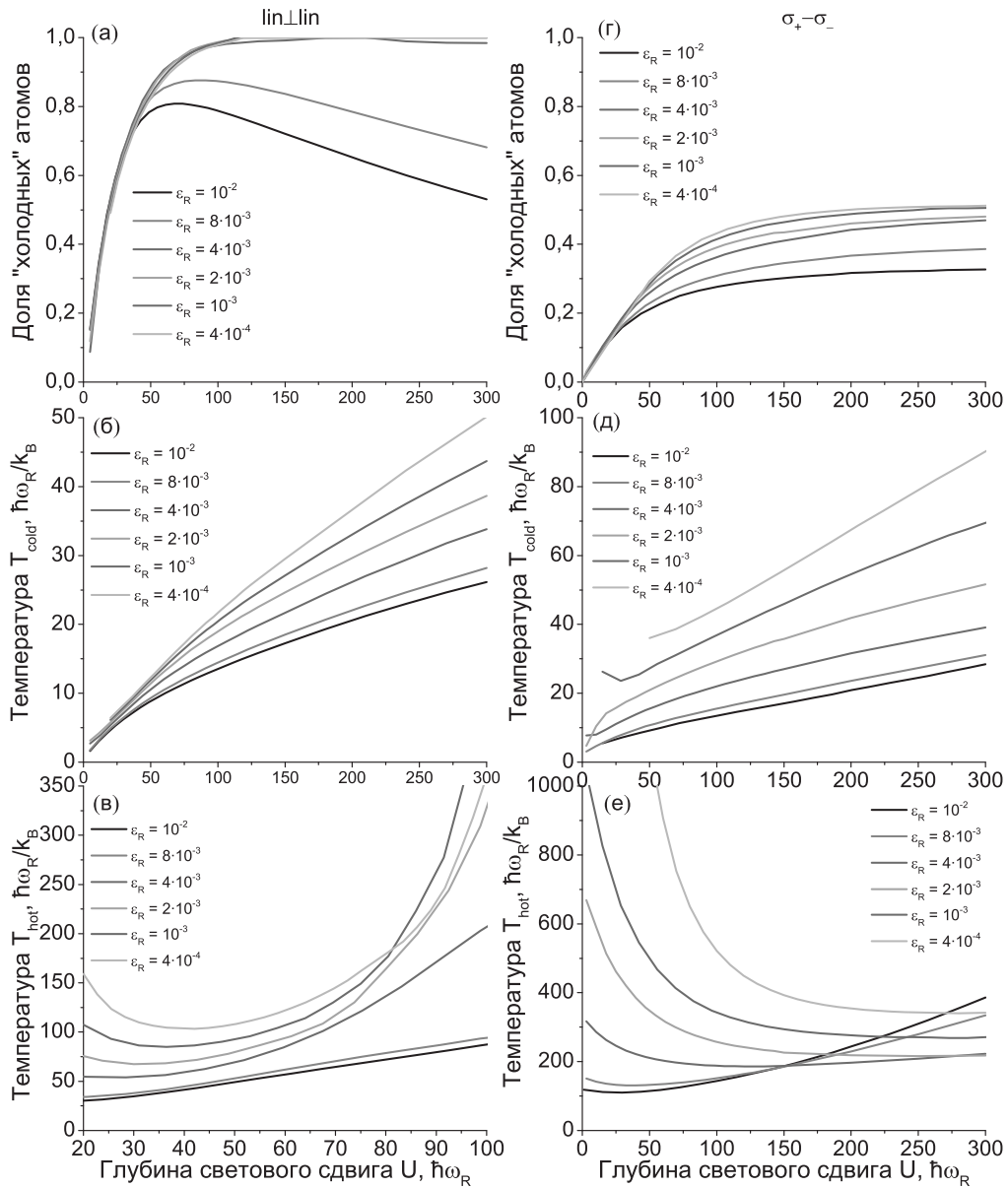


Рис. 6. Зависимости доли «холодных» атомов (а, з), температуры «холодных» (б, д) и «горячих» (е, е) атомов от глубины светового сдвига U в полях (а, б, е) $\text{lin} \perp \text{lin}$ - и (з, д, е) $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации с отстройкой $\delta = -2\gamma$ для различных параметров отдачи ϵ_R

ля «холодных» атомов быстро растет до единицы (рис. 6 а), т. е. при малых U энергия всего ансамбля определяется температурой «горячей» фракции атомов, а при больших U — температурой «холодной» фракции. Для $\epsilon_R \geq 8 \cdot 10^{-3}$ выделяется оптимум по U для доли «холодных» атомов. При этом для $\sigma_+ - \sigma_-$ -поляризации при больших значениях параметра U доля «холодных» атомов выходит на некоторое постоянное значение, близкое к 1/2 при предельно малых ϵ_R (рис. 6 з).

Как показано нами ранее в работе [26], влияние квантовых эффектов отдачи для атомов с $\epsilon_R \gtrsim 10^{-2}$ снижает эффективность субдоплеровских механизмов лазерного охлаждения. При этом можно видеть, что температура «холодной» фракции атомов (рис. 6 б, д) остается ниже доплеровского предела, однако их доля падает (рис. 6 а, з). Таким образом, средневзвешенная температура T_W в основном определяется «горячей» фракцией, температура которой существенно понижается (рис. 6 е, е).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Температура является одной из ключевых характеристик, используемых для описания лазерного охлаждения атомов. Ее определение для конкретных термодинамических систем является принципиальным. Классическое определение температуры, использующее распределение Максвелла – Больцмана (12), описывает классическую систему невзаимодействующих частиц. Однако в задаче лазерного охлаждения взаимодействие атомов с единичными фотонами поля приводит к тому, что система частиц не находится в термодинамическом равновесии и, строго говоря, не может быть описана с помощью распределения Максвелла – Больцмана, т. е. классическое определение температуры может оказаться неприменимым.

В рамках настоящей работы было показано существенное расхождение классической больцмановской температуры T_B с характеристиками ансамбля «холодных» атомов. Показано, что для описания ансамбля «холодных» атомов можно использовать двухтемпературное распределение, характеризующееся долями «холодной» и «горячей» фракций атомов и их температурами. Введенное понятие «средневзвешенной температуры» T_W (15) может быть использовано для количественного описания лазерного охлаждения всего ансамбля атомов.

При рассмотрении задачи лазерного охлаждения атомов в «оптической патоке» с различными параметрами отдачи ε_R нами была обнаружена зависимость температур «холодной» и «горячей» фракций не только от параметров охлаждающего лазерного поля, но также и от его выбранной конфигурации. Для атомов с предельно малым параметром отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$ для $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации доля «холодных» атомов с ростом U стремится к единице, т. е. фактически описывается однотемпературным распределением, а для $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации доля «холодных» атомов стремится к $1/2$. Таким образом, даже в случае предельно малого значения параметра отдачи $\varepsilon_R \ll 10^{-3}$, детально описанном в рамках хорошо известных квазиклассических подходов, для $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации светового поля термодинамическое состояние ансамбля является существенно неравновесным и может быть описано в терминах двухтемпературного распределения. Это особенно важно с учетом того, что стандартный метод лазерного охлаждения, используемый в экспериментах, включает в себя охлаждение в магнито-оптической ловушке, как раз формируемой такими полями. При этом оптимизация доли «холодной» фракции и ее

температуры является отдельной задачей для реализации эффективного лазерного охлаждения. Без такой оптимизации эффективность субдоплеровского охлаждения может быть снижена, потому что большая часть охлажденных атомов окажется в «горячей» фракции, воспринимаемой в качестве «подложки», поскольку ее температура на порядок больше температуры «холодной» фракции (порядка и больше температуры доплеровского предела).

Финансирование. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00182, <https://rscf.ru/project/23-12-00182/>

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, С. Н. Багаев, УФН **186**, 193 (2016) [A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and S. N. Bagayev, Phys. Usp. **59**, 184 (2016)].
2. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, Rev. Mod. Phys. **87**, 637 (2015).
3. N. Dimarcq, M. Gertszvolff, G. Miletì et al., Metrologia **61**, 012001 (2024).
4. T. Zanon-Willette, R. Lefevre, R. Metzdröff, N. Sil-litoe, S. Almonacil et al., Rep. Progr. Phys. **81**, 094401 (2018).
5. A. Peters, K.-Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **38**, 25 (2001).
6. J. M. McGuirk, G. T. Foster, J. B. Fixler, M. J. Snadden, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. A **65**, 033608 (2002); T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **78**, 2046 (1997).
7. P. Gillot, O. Francis, A. Landragin, F. Pereira Dos Santos, and S. Merlet, Metrologia **51**, L15 (2014).
8. P. Wang, C. Y. Luan, M. Qiao, M. Um, J. Zhang, Y. Wang, X. Yuan, M. Gu, J. Zhang, and K. Kim, Nat. Commun. **12**, 1 (2021).
9. H. Li, J. P. Dou, X. L. Pang, C. N. Zhang, Z. Q. Yan, T. H. Yang, J. Gao, J. M. Li, and X. M. Jin, npj Quantum Inf. **7**, 146 (2021).
10. L. Feng, Y.-Y. Huang, Y.-K. Wu, W.-X. Guo, J.-Y. Ma, H.-X. Yang, L. Zhang, Y. Wang, C.-X. Huang, C. Zhang, L. Yao, B.-X. Qi, Y.-F. Pu, Z.-C. Zhou, and L.-M. Duan, Nat. Commun. **15**, 204 (2024).
11. E. A. Cornell and C. E. Wieman, Rev. Mod. Phys. **74**, 875 (2002).
12. W. Ketterle, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).

13. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
14. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, New York (1999).
15. А. В. Безвербный, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **123**, 437 (2003) [A. V. Bezverbnyi, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP **96**, 383 (2003)].
16. H. Risken, *The Fokker-Plank Equation Methods of Solution and Applications*, Springer, Berlin (1989).
17. А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, КЭ **52**, 130 (2022) [A. A. Kirpichnikova, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Quant. Electr. **52**, 130 (2022)].
18. J. Javavainen, Phys. Rev. A **46**, 5819 (1992).
19. O. N. Prudnikov and E. Arimondo, J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt. **6**, 336 (2004).
20. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **131**, 963 (2007) [O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP **104**, 839 (2007)].
21. O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, Phys. Rev. A **75**, 023413 (2007).
22. О. Н. Прудников, Р. Я. Ильенков, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **139**, 1074 (2011) [O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, JETP **112**, 939 (2011)].
23. Р. Я. Ильенков, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, ЖЭТФ **150**, 5 (2016) [R. Ya. Il'enkov, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, JETP **123**, 1 (2016)].
24. O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Phys. Rev. A **99**, 023427 (2019).
25. O. N. Prudnikov, D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, A. E. Bonert, R. Ya. Il'enkov, and A. N. Goncharov, Phys. Rev. A, **92**, 063413 (2015).
26. А. А. Кирпичникова, О. Н. Прудников, Р. Я. Ильенков, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, **50**, 939 (2020) [A. A. Kirpichnikova, O. N. Prudnikov, R. Ya. Il'enkov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, Quan. Electr. **50**, 939 (2020)].
27. E. Kalganova, O. Prudnikov, G. Vishnyakova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, and N. Kolachevsky, Phys. Rev. A **96**, 033418 (2017).
28. D. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
29. C. S. Adams and E. Riis, Prog. Quantum Electron. **21**, 1 (1997).
30. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **102**, 660 (2015) [O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, JETP Lett. **102**, 576 (2015)].
31. P. S. Jessen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rokston, R. J. C. Spreeuw, and C. I. Westbrook, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).

ОПТИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В ГИБРИДНЫХ ЛОВУШКАХ

Е. В. Соболева^{}, Д. П. Щербинин, С. С. Рудый, А. В. Иванов*

*Международный научно-образовательный центр физики наноструктур, Университет ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.,
после переработки 30 апреля 2024 г.
Принята к публикации 6 мая 2024 г.

Представлены результаты теоретического исследования динамики заряженных диэлектрических наночастиц в гибридной ловушке. Предложена новая конфигурация гибридной ловушки, состоящей из поверхностной электродинамической ловушки с прозрачными электродами и оптической дипольной ловушки, формируемой лазерным гауссовым пучком. Моделирование динамики проводилось для наночастиц диоксида кремния, локализованных в гибридной ловушке в воздушной среде с учетом вязкого трения. Показано, что интенсивность лазерного излучения дипольной ловушки может использоваться в качестве бифуркационного параметра рассматриваемой динамической системы для изменения положения равновесия наночастиц. Предложенная конфигурация гибридной ловушки может стать новой платформой для реализации оптомеханической машины Изинга.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100092

1. ВВЕДЕНИЕ

Гибридные ловушки, объединяющие методы электродинамического и оптического захвата и пленения в одном устройстве, открывают широкие возможности для локализации и управления одиночными микро- и наночастицами. Основной особенностью гибридных ловушек является возможность локализации частиц на разных пространственных масштабах. Так, ширина области локализации электродинамических ловушек обычно принимает значение в диапазоне от нескольких нанометров до нескольких сантиметров. Напротив, ширина потенциальной ямы оптического пинцета характеризуется шириной гауссова пучка и обычно составляет до 10 мкм [1–3], с глубиной потенциала на несколько порядков превышающей потенциал электродинамической ловушки [4]. Таким образом, локализация осуществляется двухступенчатым

подходом: на первом этапе происходит грубая локализация заряженных частиц в поле электродинамической ловушки, а на втором этапе выполняется тонкая локализация в поле оптического пинцета.

Обычно для создания гибридных ловушек используются квадрупольные радиочастотные ловушки или другие конфигурации ловушек, обладающие единственным положением устойчивого равновесия заряженных частиц [4–7]. Такой выбор обуславливает эффективное сопряжение координат потенциальных минимумов электродинамического и оптического потенциалов. При этом указанное распределение потенциала не является единственно возможным. Так, например, известны поверхностные электродинамические ловушки, в которых наблюдается формирование нескольких положений равновесия [8–10]. Вместе с тем, несколько точек устойчивого равновесия в оптическом пинцете может быть реализовано с использованием пучков Эрмита – Гаусса в модах высших порядков [2, 11].

С практической точки зрения может быть интересна реализация гибридной ловушки, где один из потенциалов характеризуется несколькими положи-

^{*} E-mail: eliz.sobol239@gmail.com

ниями равновесия. Можно предположить, что в таких системах при изменении соотношения управляющих параметров может наблюдаться эффект бифуркации положения равновесия. Физически это означает, что при одном наборе управляющих параметров удержание почти полностью будет определяться взаимодействием с потенциалом электродинамической ловушки, а при изменении параметров – с потенциалом оптического пинцета. Таким образом, положение и количество точек устойчивого равновесия будет однозначно определяться соотношением управляющих параметров гибридной системы.

Наличие точки бифуркации в исследуемой системе открывает возможность физической реализации машины Изинга [12], которая представляет собой новый тип вычислительных устройств, основанных на не-фон-неймановской архитектуре, специализирующихся на эффективном решении задач комбинаторной оптимизации [13]. В зависимости от значения управляющего параметра в системе с точкой бифуркации существует либо одно стационарное состояние, либо два. В окрестности точки бифуркации динамика системы становится неустойчивой, и существует неопределенность в переходе системы в одно из двух стационарных состояний. Такое поведение системы может быть использовано для кодировки спиновых состояний модели Изинга [14]. Физические системы, с помощью которых можно получать решение модели Изинга, имеют потенциал практического применения для решения оптимизационных задач в различных областях человеческой деятельности [14, 15]. Ранее было показано, что в качестве платформы для реализации машины Изинга могут использоваться связанные оптические параметрические осцилляторы [16], ячейки Керра [17], джозефсоновские осцилляторы [18] и другие нелинейные динамические системы. Использование предлагаемой гибридной ловушки в качестве новой платформы для реализации машины Изинга представляется перспективным направлением исследований.

В настоящей работе предложена новая конфигурация гибридной ловушки, состоящей из поверхностной электродинамической ловушки с прозрачными электродами и оптической дипольной ловушки. Следует отметить, что использование прозрачных электродов в электродинамической ловушке позволяет расположить лазерный луч оптической ловушки вертикально, что отличает предложенную конфигурацию гибридной ловушки от других применяемых конфигураций и определяет полученные в настоящей работе результаты. Показано, что при локализации наночастиц в поверхностной ловуш-

ке, наблюдается формирование двух устойчивых положений равновесия, вызванных разрушением симметрии эффективного потенциала. При значениях интенсивности лазерного излучения, при которых градиентная сила превышает силы взаимодействия частиц с электрическим полем ловушки, наблюдается переход системы к динамическому режиму, характеризующемуся одной устойчивой точкой локализации. Таким образом, показано, что управление положением частицы в гибридной ловушке может быть достигнуто только за счет изменения интенсивности лазерного излучения, без каких-либо изменений в направлении распространения излучения или без изменения взаимного расположения элементов ловушки.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИБРИДНОЙ ЛОВУШКИ

Для описания динамики наночастиц в гибридных ловушках использованы следующие приближения. Во-первых, взаимодействие оптического излучения с объектом локализации описывается в рамках дипольного приближения, когда размер объекта локализации существенно меньше длины волны лазерного излучения. В настоящей работе мы рассматриваем наночастицы диоксида кремния с гидродинамическим радиусом $a = 20$ нм. Необходимо отметить, что дипольное приближение при моделировании взаимодействия частиц диоксида кремния с лазерным излучением на длине волны 1064 нм может быть применено для частиц с характерным размером не более $\sim \lambda/10$ нм. Так, например, сечение экстинкции для наночастиц диоксида кремния размером 20 нм, определенное в дипольном приближении [2], составляет $4.70 \cdot 10^{-2}$ нм² в рамках теории рассеяния Ми $4.89 \cdot 10^{-2}$ нм² [19]. При увеличении размеров частиц необходимо учитывать возбуждение квадрупольных моментов и моменты высших порядков или использовать теорию Ми. Кроме того, сечение рассеяния может быть оценено экспериментально, например, как в работе [20]. Во-вторых, при анализе динамики применяется сферическое приближение формы объекта локализации, что позволяет описывать диссипацию энергии при локализации в воздухе в рамках приближения Стокса. В-третьих, пространственное распределение потенциала оценивалось решением задачи Дирихле для верхнего полупространства ($z > 0$).

Для реализации электродинамического модуля пленения гибридной ловушки применяется поверх-

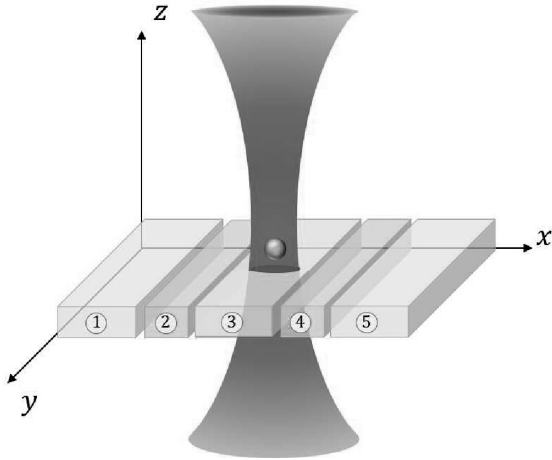


Рис. 1. Схема электродинамической ловушки

ностная электродинамическая ловушка в конфигурации, предложенной в работе [21]. Схема электродинамической ловушки представлена на рис. 1. По своей сути, электродинамическая ловушка является системой из пяти прямоугольных электродов, на два из которых подается управляющее переменное напряжение (силовые электроды отмечены цифрами 2 и 4 на рис. 1). Оставшиеся три электрода заземлены (отмечены цифрами 1, 3, 5 на рис. 1). Длина электродов составляет 5 мм, ширина силовых электродов — 1 мм, ширина заземленных электродов равняется 2 мм. Пространственное распределение потенциала вокруг электродов ловушки может быть описано в виде

$$U(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} V_0 \cos(\omega t) \sum_j f_j(x_{1j}, y_{1j}, x_{2j}, y_{2j}), \quad (1)$$

где V_0 — амплитуда переменного напряжения на электродах электродинамической ловушки, ω — частота переменного напряжения на электродах, f_j — функции пространственного распределения потенциала над j -м прямоугольным электродом с координатами диагональных вершин $x_{1j}, y_{1j}, x_{2j}, y_{2j}$ [22]:

$$\begin{aligned} f_j = & \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{(x_{1j} - x)(y_{1j} - y)}{z \sqrt{(x_{1j} - x)^2 + (y_{1j} - y)^2 + z^2}} \right) - \\ & - \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{(x_{1j} - x)(y_{2j} - y)}{z \sqrt{(x_{1j} - x)^2 + (y_{2j} - y)^2 + z^2}} \right) - \\ & - \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{(x_{2j} - x)(y_{1j} - y)}{z \sqrt{(x_{2j} - x)^2 + (y_{1j} - y)^2 + z^2}} \right) - \\ & + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{(x_{2j} - x)(y_{2j} - y)}{z \sqrt{(x_{2j} - x)^2 + (y_{2j} - y)^2 + z^2}} \right). \quad (2) \end{aligned}$$

При моделировании частота переменного напряжения принималась равной 150 кГц, а амплитуда переменного напряжения — 300 В.

Оптический модуль гибридной ловушки реализован на принципах оптического пинцета с использованием сфокусированного лазерного пучка с гауссовым профилем интенсивности $I(x, y, z)$ в виде [23]

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi W(z)^2} \exp \left[\frac{-2(x^2 + y^2)}{W^2(z)} \right], \quad (3)$$

здесь

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + [(z - h)/z_0]^2},$$

P — мощность лазерного излучения, h — высота положения перетяжки над поверхностью электродов, $z_0 = \pi W_0^2 / \lambda$ — рэлеевская длина, λ — длина волны лазерного излучения, W_0 — ширина перетяжки гауссова пучка.

Лазерное излучение направлено перпендикулярно поверхности ловушки. Рассматривается случай, когда лазер светит снизу вверх, так и случай, когда излучение направлено сверху вниз. Длина волны лазерного излучения принималась равной $\lambda = 1064$ нм, а положение перетяжки устанавливалось на высоте $h = 1.2$ мм от поверхности ловушки. Ширина перетяжки лазерного излучения равнялась $\Omega_0 = 1000$ мкм. Пиковая мощность лазерного излучения считалась равной $P_{\max} = 16$ Вт. Необходимо отметить, что возможность распространения лазерного излучения вдоль оси z сквозь электроды ловушки физически может быть достигнуто за счет использования прозрачных тонкопленочных электродов. Ранее была успешно продемонстрирована возможность создания полностью прозрачных поверхностных ловушек с использованием тонких пленок оксидов индия и олова (ИТО) [8, 24].

В рамках принятых приближений со стороны оптического излучения на частицу будут действовать две силы: сила светового давления F_{scat} по направлению лазерного излучения и градиентная сила по направлению к максимуму интенсивности, F_{grad} . В таком случае силы F_{scat} и F_{grad} могут быть записаны в следующем виде [2]

$$\begin{aligned} F_{\text{scat}}(z) = \\ = \hat{z} \frac{128\pi^5}{3} \frac{n_2^5 a^6}{c\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 I(x, y, z), \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_{\text{grad}}(x, y, z) = \\ = \frac{2\pi n_2 a^3}{c} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \nabla I(x, y, z), \quad (5) \end{aligned}$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления материала частиц и окружающей среды, соответственно, $n_1 = 1.45$, $n_2 = 1$, $m = n_1/n_2$, $\hat{z}$ — единичный вектор вдоль оси z в зависимости от направления распространения лазерного излучения.

Учитывая все силы, уравнения движения заряженной наночастицы при локализации в воздухе с учетом вязкого трения примут вид

$$M\ddot{x} = -e\frac{\partial U(x, y, z, t)}{\partial x} - F_{grad, x} - 6\pi\mu a\dot{x}, \quad (6)$$

$$M\ddot{y} = -e\frac{\partial U(x, y, z, t)}{\partial y} - F_{grad, y} - 6\pi\mu a\dot{y}, \quad (7)$$

$$M\ddot{z} = -e\frac{\partial U(x, y, z, t)}{\partial z} - F_{grad, z} - F_{scat} - Mg - 6\pi\mu a\dot{z}, \quad (8)$$

где $F_{grad, \{x, y, z\}}$ — компоненты градиентной силы, M — масса заряженной наночастицы, e — заряд наночастицы, μ — динамическая вязкость воздуха.

Несмотря на то, что уравнения (6), (7) выглядят одинаково, описываемая динамика будет существенно отличаться вдоль осей $0x$ и $0y$. Такое различие будет связано с конфигурацией рассматриваемых электродов. Так как электроды направлены вдоль оси $0y$, градиент электрического потенциала вдоль оси $0y$ намного меньше, чем вдоль оси $0x$. В такой системе можно ожидать, что эффекты разрушения симметрии эффективного потенциала будут более существенны вдоль оси $0y$ [8].

Моделирование динамики проводилось для случая наночастиц диоксида кремния со средней плотностью $\rho = 2200$ кг/м³, радиусом $a = 20$ нм и зарядом на поверхности, равным $e = 1.2 \cdot 10^2$ элементарных зарядов. Динамическая вязкость воздуха принималась равной $\mu = 18 \cdot 10^{-6}$ Па·с.

Положения устойчивого равновесия могут быть определены численным решением задачи Коши для системы дифференциальных уравнений (6), (8) при заданных начальных условиях. Начальные условия задавались с учетом особенностей геометрии ловушки, представленной на рис. 1. Считалось, что начальные координаты x и y соответствуют средней точке ловушки $x(0) = 2$ мм, $y(0) = 2.5$ мм, а начальная координата по оси z находится на расстоянии в пределах случайного распределения $z(0) \in [1.2..1.5]$ мм от поверхности ловушки. Начальные скорости по осям x , y и z задавались случайно в пределах распределения $\dot{x}(0) \in [-2..2]$ мм/с, $\dot{y}(0) \in [-2..2]$ мм/с, $\dot{z}(0) \in [-2..2]$ мм/с, соответственно. Решение находилось с помощью метода Рунге-Куты 4-го

порядка с переменным шагом интегрирования. Моделирование осуществлялось в диапазоне времени $\tau \in [0..10^6]$, где $\tau = \omega t$.

3. ОБСУЖДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены результаты моделирования динамики объектов локализации при различной мощности лазерного излучения $P \in [-P_{max}..P_{max}]$ при $P_{max} = 16$ Вт. Отрицательные значения соответствуют направлению распространения излучения противоположно направлению вектора силы тяжести. На рис. 2 а построена зависимость координат устойчивого положения равновесия частицы вдоль оси $0z$. На рис. 2 б построена зависимость координат устойчивого положения равновесия частицы вдоль оси $0y$. В случае, когда лазерное излучение отсутствует, процессы локализации заряженных частиц полностью обуславливаются их взаимодействием с полем электродинамической ловушки. При этом наблюдаются две точки устойчивого равновесия с координатами вдоль оси $0y$ 3.2 мм и 1.8 мм на высоте относительно поверхности ловушки 1.126 мм. Наличие двух точек устойчивого равновесия является следствием разрушения симметрии эффективного потенциала электродинамической ловушки, вызванным влиянием силы тяжести. Настоящий эффект в поверхностных электродинамических ловушках был подробно описан в работе [8]. При воздействии лазерного излучения на объекты локализации наблюдается смещение положения наночастицы вдоль рассматриваемых осей. При мощности лазерного излучения более 6.88 Вт при направлении лазерного излучения снизу вверх и менее 12 Вт при направлении лазерного луча сверху вниз сохраняется бистабильный характер рассматриваемой динамической системы. Сохранение бистабильности обуславливается сопоставимостью оптических и электрических сил, действующих в системе.

В тоже время действие градиентной силы F_{grad} , вытягивающей наночастицу в область максимальной интенсивности лазерного излучения, приводит к сближению точек устойчивого равновесия вдоль оси $0y$. Также наблюдается увеличение высоты точек устойчивого равновесия над поверхностью электрода. К данному эффекту сразу приводит несколько механизмов — вытягивание наночастицы в перетяжку под действием F_{grad} , а также нивелирование эффекта разрушения симметрии эффективного потенциала при учете потенциальной энергии наночастицы в оптическом поле. При изменении направ-

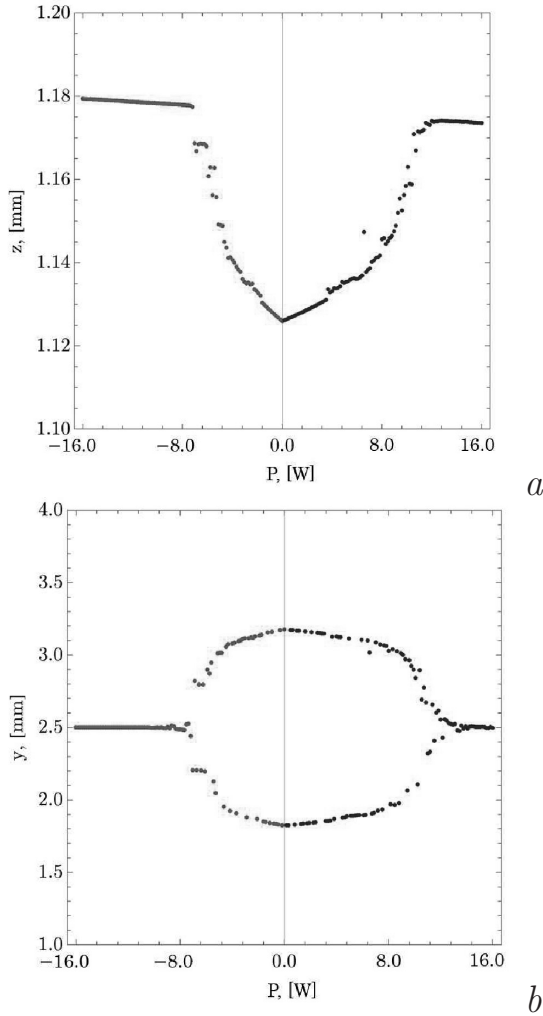


Рис. 2. Диаграмма динамики объектов локализации в зависимости от мощности лазерного излучения P . *a* — Зависимость координат устойчивого положения равновесия частицы вдоль оси Oz . *b* — Зависимость координат устойчивого положения равновесия частицы вдоль оси Oy

ления излучения, все силы, кроме F_{scat} , сохраняют свои направления. Изменение направления рассеивающей силы обуславливает асимметрию зависимостей, представленных на рис. 2.

При мощности излучения ниже 6.88 Вт при направлении луча снизу вверх и выше 12 Вт при направлении сверху вниз система переходит с состояние, характеризующееся единственным положением равновесия. В случае мощного лазерного излучения процессы локализации почти полностью определяются взаимодействием с полем оптического модуля, которое характеризуется единственным положением устойчивого равновесия. Точка устойчивого равновесия находится в центре ловушки, а ее высота над поверхностью электродов определяется мощно-

стью лазерного излучения. Действие F_{scat} приводит к дальнейшему подъему наночастицы над поверхностью электродов при направлении излучения снизу вверх и уменьшению высоты локализованной наночастицы при направлении излучения сверху вниз.

Ранее в тексте было отмечено, что предлагаемая конфигурация гибридной ловушки, реализующая динамику наночастицы с бифуркацией типа вилки, может быть использована как платформа для решения задач комбинаторной оптимизации, что эквивалентно минимизации гамильтониана в модели Изинга [14]. В работе [25] для управляемой диссипативной системы с бифуркацией была предложена вычислительная схема поиска глобального минимума гамильтониана Изинга, основанная на гибридном аналого-цифровом представлении бинарных спинов [12]. Схема реализуется с помощью метода градиентного спуска функции Ляпунова, которая представляет собой сумму аналогового гамильтониана Изинга и одно- или двумного потенциала. В работе [26] было показано, что первые ненулевые устойчивые состояния, которые станут стабильными при изменении формы потенциала с одиночной ямы на двойную яму, связаны с глобальным минимумом гамильтониана Изинга. В вычислительной схеме такого типа для решения задач комбинаторной оптимизации используется аналоговая версия гамильтониана Изинга, который вводится как источник потерь в открытой диссипативной системе. В этом случае общее уравнение, описывающее динамику диссипативной системы с обратной связью для N аналоговых обобщенных координат q_j , можно представить в следующем виде

$$\frac{d^2 q_j(t)}{dt^2} = -\frac{\partial}{\partial q_j} \left(\sum_j V_B(q_j) + \beta V_I(\mathbf{q}) \right), \quad (9)$$

где $V_B(q_j)$ — бистабильный эффективный потенциал, представляющий собой функцию усредненной по времени кинетической энергии быстрых осцилляций с учетом всех сил, указанных в уравнении (7);

$$V_I(\mathbf{q}) = -\sum_{j,l} \omega_{jl} q_j q_l$$

— аналоговая форма гамильтониана Изинга; β — сила связи между динамическими переменными, $0 < \beta \ll 1$; ω_{jl} — матрица связи динамических переменных, определяющая условия комбинаторной задачи и обладающая следующими свойствами:

$$\omega_{jl} = \omega_{lj}, \omega_{jj} = 0.$$

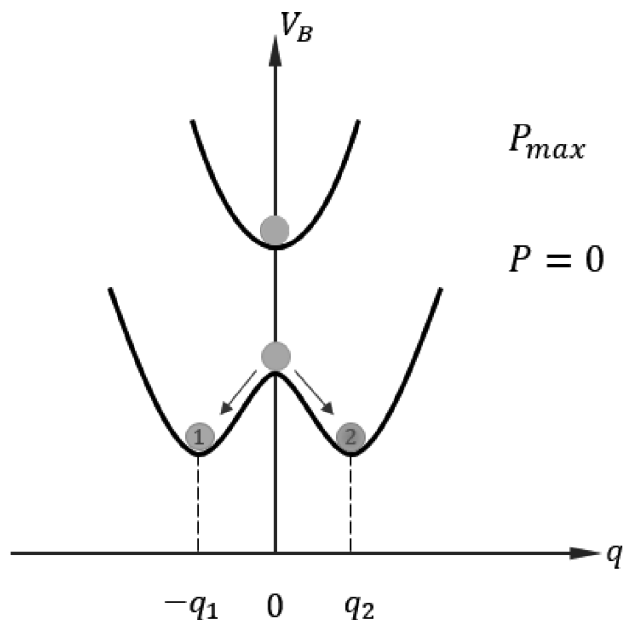


Рис. 3. Бистабильный потенциал оптомеханической системы

В общем случае потенциал V_B может быть представлен в виде

$$V_B(q_j) = -1/2\alpha q_j^2 + 1/4q_j^4,$$

а уравнения динамики при $\beta = 0$ принимают вид, характерный для бифуркационной системы [25]:

$$\ddot{q}_j = \alpha q_j - q_j^3, \quad (10)$$

где α — управляющий параметр. Система имеет одно стабильное состояние $q_j = 0$, когда управляющий параметр имеет значение меньше критического (одномынный потенциал) и два стабильных состояния в случае, когда значение α больше критического (двумынный потенциал), что схематично показано на рис. 3. В случае, когда $\beta \neq 0$, уравнения динамики примут вид

$$\ddot{q}_j = \alpha q_j - q_j^3 - \beta \sum_l \omega_{jl} q_l. \quad (11)$$

Уравнения (11) описывают динамику N -частичной системы, в которой параметр α определяет усиление, а последний член, получаемый из аналогового гамильтониана Изинга, описывает потери в системе. При непрерывном увеличении усиления система стремится к состоянию с наименьшими потерями, что соответствует нахождению минимальной энергии заданного гамильтониана Изинга. Для использования рассматриваемой в

настоящей работе оптомеханической системы в качестве физической платформы для вычислений комбинаторных задач можно реализовать подход, предложенный в работах [12, 26]. Этот подход основан на аналого-цифровом представлении бинарных спинов и их временном мультиплексировании. При таком подходе значения спинов определяются с помощью нелинейной динамики оптомеханической системы для каждого из N спинов последовательно с разделением во времени, а вычисление межспинового взаимодействия, содержащегося в гамильтониане Изинга, которое подразумевает реализацию вектор-матричного перемножения согласно условиям комбинаторной задачи, осуществляется с помощью цифровых методов и устройств. При этом в оптомеханической системе управляющим параметром выступает интенсивность лазерного излучения, а кодировка спинов $\sigma_j = \pm 1$ основана на определении положения частицы по оси Oy , в контексте описанного формализма $\sigma_j = q_j/|q_j|$. Более подробно использование предложенной оптомеханической системы в качестве платформы для решения комбинаторных задач будет рассмотрено в отдельной работе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены особенности процесса локализации заряженных диэлектрических наночастиц в гибридных ловушках. Предложена конфигурация гибридной ловушки, состоящей из поверхностной электродинамической ловушки с прозрачными электродами и оптической дипольной ловушки. Поверхностная ловушка реализована пятью плоскими прямоугольными электродами. В качестве дипольной ловушки используется сфокусированное лазерное излучение с гауссовым распределением интенсивности. В расчетах принималось, что лазерное излучение направлено по нормали к поверхности электродинамической ловушки. Моделирование динамики осуществлялось для заряженных наночастиц диоксида кремния с гидродинамическим радиусом 20 нм. Моделирование показывает, что в отсутствии лазерного излучения наблюдается формирование двух устойчивых положений равновесия. При воздействии сфокусированного лазерного излучения наблюдается сближение точек устойчивого равновесия вплоть до полного их слияния. Изменение координат точек устойчивого равновесия объясняется действием градиентной силы, способствующей втягиванию прозрачных наночастиц в

область наибольшей интенсивности лазерного излучения. Необходимо отметить, что изменение координат устойчивого равновесия достигается без изменения направления лазерного излучения или изменения относительного положения элементов ловушки. В настоящей работе показано, что в зависимости от направления лазерного излучения точка бифуркации наблюдается при разных значениях управляющего параметра - мощности лазерного излучения. Кроме того, наблюдается асимметрия зависимостей координат точек устойчивого равновесия от мощности лазерного излучения при учете направления распространения излучения. Асимметрия зависимостей объясняется изменением направления рассеивающей силы, действующей по направлению лазерного излучения. Таким образом, система характеризуется управляемой бифуркацией положения равновесия частиц. Предложенная конфигурация гибридной ловушки может стать новой платформой для реализации нового типа оптомеханической машины Изинга.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 22-42-05002

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Polimeno, A. Magazzu, M. A. Iati et al., *Optical Tweezers and Their Applications*, J. of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer **218**, 131 (2018).
2. Z. Liu and D. Zhao, *Radiation Forces Acting on a Rayleigh Dielectric Sphere Produced by Highly Focused Elegant Hermite-cosine-Gaussian Beams*, Optics Express **20**, 2895 (2012).
3. N. Viana, A. Mazolli, M. Neto et al., *Absolute Calibration of Optical Tweezers*, Appl. Phys. Lett. **88**, 131110 (2006).
4. G. P. Conangla, R. A. Rica and R. Quidant, *Extending Vacuum Trapping to Absorbing Objects with Hybrid Paul-optical Traps*, Nano Lett. **20**, 6018 (2020).
5. J.-M. Cui, S.-J. Sun, X.-W. Luo et al., *Cold Hybrid Electrical-Optical Ion Trap*, arXiv preprint arXiv:2306.10366 (2023).
6. J. Pérez-Ríos and C. Greene, *Reactivity in Ion-neutral High Density Medias*, EPJ Web of Conferences **113**, 02004 (2016).
7. J. Kwolek, D. Goodman, B. Slayton et al., *Measurement of Charge Exchange Between Na and Ca^+ in a Hybrid Trap*, Phys. Rev. A **99**, 052703 (2019).
8. D. Shcherbinin, V. Rybin, S. Rudyi et al., *Charged Hybrid Microstructures in Transparent Thin-film Ito Traps: Localization and Optical Control*, Surfaces **6**, 133 (2023).
9. S. Rudyi, A. Ivanov, and D. Shcherbinin, *Fractal Quasi-coulomb Crystals in Ion Trap with Cantor Dust Electrode Configuration*, Fractal and Fractional **7**, 686 (2023).
10. U. Tanaka, M. Nakamura, K. Hayasaka et al., *Creation of Double-well Potentials in a Surface-electrode Trap Towards a Nanofriction Model Emulator*, Quantum Science and Technology **6**, 024010 (2021).
11. Y. Shi, H. Zhao, L. K. Chin et al., *Optical Potential-well Array for High-selectivity, Massive Trapping and Sorting at Nanoscale*, Nano Lett. **20**, 5193 (2020).
12. T. Inagaki, Y. Haribara, K. Igarashi et al., *A Coherent Ising Machine for 2000-node Optimization Problems*, Science **354**, 603 (2016).
13. S. Tanaka, Y. Matsuda and N. Togawa, *Theory of Ising Machines and a Common Software Platform for Ising Machines*, 2020 25th Asia and South Pacific Design Automation Conference (ASP-DAC) 659 (2020).
14. A. Lukas, *Ising Formulations of Many NP Problems*, Frontiers In Physics **2**, 74887 (2014).
15. N. Mohseni, P. L. McMahon and T. Byrnes, *Ising Machines as Hardware Solvers of Combinatorial Optimization Problems*, Nat. Rev. Phys. **4**, 363 (2022).
16. A. Marandi, Z. Wang, K. Takata et al., *Network of Time-multiplexed Pptical Parametric Oscillators as a Coherent Ising Machine*, Nature Photonics **8**, 937 (2014).
17. Y. Rah, Y. Jeong, S. Han et al., *Low Power Coherent Ising Machine Based on Mechanical Kerr Nonlinearity*, Nature Photonics **130**, 073802 (2023).
18. S. Razmkhah, M. Kamal, N. Yoshikawa et al., *Josephson Parametric Oscillator Based Ising Machine*, Phys. Rev. B **109**, 014511 (2024).
19. H. Du, *Mie-scattering Calculation*, Appl. Opt. **43**, 1951 (2004).

20. E. J. Davis, Periasamy and Ravindran, *Single Particle Light Scattering Measurements Using the Electrodynamic Balance*, Aerosol Science and Technology **1**, 337 (1982).
21. M. G. House, *Analytic Model for Electrostatic Fields in Surface-electrode Ion Traps*, Phys. Rev. A **78**, 033402 (2008).
22. Н. Н. Миролюбов, М. В. Костенко, М. Л. Левинштейн и др., *Методы расчета электростатических полей*, Высшая школа, Москва (1963), с.4.
23. Saleh, Bahaa, Teich et al., *Fundamentals of Photonics*, John Wiley and Sons (2019).
24. D. P. Shcherbinin, V. V. Rybin, S. S. Rudyi et al., *Transparent Surface Radio-frequency Trap*, SPIE Future Sensing Technologies **12327**, 359 (2023).
25. T. Leleu, U. Utsunomiya and K. Aihara, *Combinatorial Optimization Using Dynamical Phase Transitions in Driven-dissipative Systems*, Phys. Rev. 022118 (1995).
26. F. Böhm, G. Verschaffelt and G. Van der Sande, *A Poor Man's Coherent Ising Machine Based on Opto-electronic Feedback Systems for Solving Optimization Problems*, Nat. Commun. **10**, 3538 (2019).

ОСЦИЛЛЯЦИИ РАБИ ПРИ ТРЕХФОТОННОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ОДИНОЧНОГО РИДБЕРГОВСКОГО АТОМА РУБИДИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ДИПОЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

И. И. Бетеров^{a,b,c,d}, Е. А. Якишина^{a,b,d}, Г. Сулиман^{a,b}, П. И. Бетлени^{a,b},
А. А. Прилуцкая^{a,b}, Д. А. Скворцова^{a,c}, Т. Р. Загиров^{a,b}, Д. Б. Третьяков^{a,b},
В. М. Энтин^a, Н. Н. Безуглов^{a,e}, И. И. Рябцев^{a,b**}*

^a Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

^d Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^e Санкт-Петербургский государственный университет
199034, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 2024 г.,
после переработки 24 апреля 2024 г.
Принята к публикации 24 апреля 2024 г.

В эксперименте по трехфотонному лазерному возбуждению $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ одиночного ридберговского атома ^{87}Rb , захваченного в оптическую дипольную ловушку, впервые наблюдались трехфотонные осцилляции населенностей Раби между основным и ридберговским состоянием. Одиночный атом регистрировался оптическим методом по сигналу резонансной флуоресценции на малошумящей sCMOS-видеокамере. Измерялась относительная вероятность атому остаться в ловушке после действия трех синхронизованных возбуждающих лазерных импульсов с длительностями, изменяемыми от 100 нс до 2 мкс. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц для управления эффективными отстройками промежуточных уровней трехфотонного перехода за счет динамического эффекта Штарка. Зарегистрированы осцилляции Раби с частотой от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения при времени когерентности 0.7–0.8 мкс. Обсуждаются пути увеличения времени когерентности и контраста трехфотонных осцилляций Раби для применений в квантовой информатике с ридберговскими атомами.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100109

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультрахолодные нейтральные атомы в последние годы стали одной из наиболее перспективных платформ для реализации квантовых вычислений. В частности, продемонстрирована высокая точность

* E-mail: beterov@isp.nsc.ru

** E-mail: ryabtsev@isp.nsc.ru

двухкубитовых вентилях (более 99.5%) при их параллельном выполнении для 60 одиночных атомов Rb [1] и реализован захват более 6000 одиночных атомов Cs в массив оптических дипольных ловушек [2]. Для реализации квантовых вычислений с ультрахолодными нейтральными атомами требуется когерентное лазерное возбуждение атомов в ридберговские состояния с главным квантовым числом $n \gg 1$ [3]. Поскольку радиус орбиты ридберговского электрона растет как n^2 , дипольные моменты ридберговских атомов также растут как n^2 , и они взаимодействуют друг с другом намного сильнее, чем атомы в основном состоянии. Благодаря большим энергиям взаимодействия ридберговских атомов становится возможным получение квантово-перепутанных состояний нейтральных атомов и выполнение двухкубитовых квантовых операций [4–6].

Как правило, в экспериментах по созданию квантовых процессоров с нейтральными атомами в качестве кубитов используются одиночные атомы Rb и Cs [6]. Для лазерного возбуждения атомов Rb широко применяются двухфотонные схемы лазерного возбуждения ридберговских nS - и nD -состояний по схеме возбуждения $5S \rightarrow 5P \rightarrow nS$, nD с длиной волны 780 нм на первой ступени и 480 нм на второй ступени [7, 8] или $5S \rightarrow 6P \rightarrow nS$, nD с длиной волны 420 нм на первой ступени и 1013 нм на второй ступени [1]. В экспериментах с одиночными атомами Cs как правило реализуется двухфотонная схема возбуждения $6S \rightarrow 7P \rightarrow nS$, nD с длинами волн 459 нм на первой ступени и 1040 нм на второй ступени [9]. Однофотонное возбуждение ридберговских атомов возможно с помощью ультрафиолетового лазерного излучения (длина волны 297 нм для атомов рубидия [10]). При двухфотонном возбуждении во встречных лазерных пучках частично подавляется остаточный эффект Доплера, возникающий вследствие конечной температуры атомов в оптических ловушках и приводящий к потере когерентности [11]. В отличие от двухфотонной и трехфотонной схем, однофотонное возбуждение не допускает даже частичной компенсации эффекта Доплера.

Трехфотонное лазерное возбуждение одиночных ридберговских атомов обладает рядом преимуществ. Во-первых, оно позволяет возбуждать ридберговские nP -состояния, для которых были предложены оригинальные схемы трехкубитового квантового вентиля Тоффоли [12, 13]. В целом, в отличие от атомов в ридберговских nS - и nD -состояниях, одиночные ридберговские nP -атомы щелочных металлов и их взаимодействие друг с другом практически не исследованы экспериментально.

Во-вторых, трехфотонное лазерное возбуждение позволяет практически полностью подавить эффект отдачи и эффект Доплера при звездообразной геометрии трех лучей с равной нулю суммой их волновых векторов [14]. Это перспективно для увеличения точности квантовых вентилях.

В-третьих, при двухфотонном лазерном возбуждении из-за большой скорости распада промежуточных возбужденных состояний необходимо вводить большие отстройки от точного резонанса с промежуточными состояниями (> 1 ГГц). Наш теоретический анализ показал, что трехфотонное лазерное возбуждение с большой частотой Раби на второй ступени по сравнению с частотами Раби на первой и третьей ступенях позволяет достичь режима когерентного возбуждения даже при настройке всех трех ступеней в точный резонанс с атомными переходами. При этом отсутствие заселения и спонтанного распада промежуточных состояний обеспечивается за счет световых сдвигов сильным излучением второй ступени.

В предыдущих работах [15–18] нами были экспериментально исследованы спектры и динамика трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow nP$ холодных ридберговских атомов Rb в работающей магнитооптической ловушке с использованием непрерывных одностотных лазеров на каждой ступени и регистрации одиночных ридберговских атомов методом селективной ионизации электрическим полем [3].

В нашей последней работе [19] было экспериментально продемонстрировано трехфотонное лазерное возбуждение одиночного атома ^{87}Rb в оптической дипольной ловушке в ридберговское состояние $37P_{3/2}$ лазерными излучениями с длинами волн 780 нм, 1367 нм и 743 нм по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$. Возбуждение в ридберговские состояния детектировалось оптическим методом по потерям атомов в оптической дипольной ловушке. Были записаны спектры импульсного трехфотонного лазерного возбуждения одиночного ридберговского атома. Ширина спектра составила 2 МГц. Также была измерена зависимость вероятности возбуждения от длительности лазерного импульса, однако признаков осцилляций населенностей Раби между основным и ридберговским состоянием в ней не наблюдалось. Такие осцилляции необходимы для последующей реализации квантовых операций с ридберговскими атомами.

В настоящей статье представлены результаты нашего нового эксперимента по трехфотонному лазерному возбуждению

$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ одиночного ридберговского атома ^{87}Rb , захваченного в оптическую дипольную ловушку. Благодаря сужению ширины линий лазеров второй и третьей ступеней впервые удалось наблюдать трехфотонные осцилляции населенностей Раби с частотами от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц для управления эффективными отстройками промежуточных уровней трехфотонного перехода за счет динамического эффекта Штарка. Также обсуждаются пути увеличения времени когерентности и контраста трехфотонных осцилляций Раби для применений в квантовой информатике с ридберговскими атомами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки, подробно описанная в нашей предыдущей работе [19] по трехфотонному лазерному возбуждению одиночного ридберговского атома ^{87}Rb , приведена на рис. 1. Основные изменения в настоящей работе включают сужение спектральной ширины линий лазеров, оптимизацию интенсивностей лазерных пучков и модернизацию оптических схем для модуляции лазерного излучения.

2.1. Захват атомов в оптическую дипольную ловушку

Атомы ^{87}Rb охлаждаются и захватываются в магнитооптическую ловушку (МОЛ) в вакуумной камере, в центре которой формируется облако холодных атомов с температурой 80 – 100 мК. Затем для захвата атомов из МОЛ в оптическую дипольную ловушку используется излучение лазерной системы с длиной волны 850 нм на основе задающего DFB лазера Eagleyard EYP-DFB-0852 и полупроводникового усилителя Toptica Boosta Pro с выходной мощностью 1.4 Вт. Оно модулируется с помощью акустооптического модулятора (АОМ) и затем заводится в оптическую систему по оптоволокну. После выхода из оптоволокну излучение лазера дипольной ловушки коллимируется, отражается от дихроичного зеркала, проходит через поляризационный светоделитель и затем фокусируется в облако холодных

атомов рубидия объективом с фокусным расстоянием $f = 119$ мм и числовой апертурой $\text{NA} = 0.172$. Перед объективом установлен расширяющий телескоп из двух линз с фокусными расстояниями $f = 75$ мм и $f = 500$ мм. Излучение оптической дипольной ловушки фокусируется в пятно диаметром 8–9 мкм по уровню интенсивности e^{-2} .

2.2. Регистрация захваченных атомов

Для регистрации захваченных атомов ^{87}Rb используется резонансная флуоресценция, индуцированная охлаждающими лазерами с длиной волны 780 нм (не показаны на рис. 1). Спонтанно испускаемые фотоны собираются тем же объективом с фокусным расстоянием $f = 119$ мм, проходят через телескоп, частично отражаются от поляризационного светоделителя, а затем фокусируются линзой $f = 50$ мм на цифровую sCMOS-видеокамеру Tucsen Dhyana 400D. Перед видеокамерой установлены два интерференционных фильтра, пропускающих излучение только на длине волны 780 нм.

2.3. Лазерное возбуждение ридберговских состояний

На первой ступени лазерного возбуждения используется полупроводниковый лазер с внешним резонатором Toptica DL Pro с полупроводниковым усилителем Toptica Boosta Pro. Излучение одного и того же лазера используется как для лазерного охлаждения, так и для лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния. Частота лазера первой ступени привязана к резонансам насыщенного поглощения в атомах ^{87}Rb (кросс-резонанс между сверхтонкими подуровнями $|F = 2\rangle$ и $|F' = 3\rangle$ состояния $5P_{3/2}$). Для независимого управления отстройками частоты охлаждающего излучения и излучения первой ступени лазерного возбуждения используются АОМ. Частота излучения лазера первой ступени смещалась с помощью АОМ, работающего в двухпроходной конфигурации так, что излучение имело синюю отстройку $\delta_1 = +30$ МГц от резонанса $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, как показано на вставке на рис. 1. Излучение первой ступени лазерного возбуждения объединялось с излучением дипольной ловушки перед оптическим волокном с помощью дихроичного зеркала.

На второй ступени лазерного возбуждения используется полупроводниковый лазер с внешним резонатором Sacher Lasertechnik с длиной волны 1367 нм. Частота лазерного излучения привязыв-

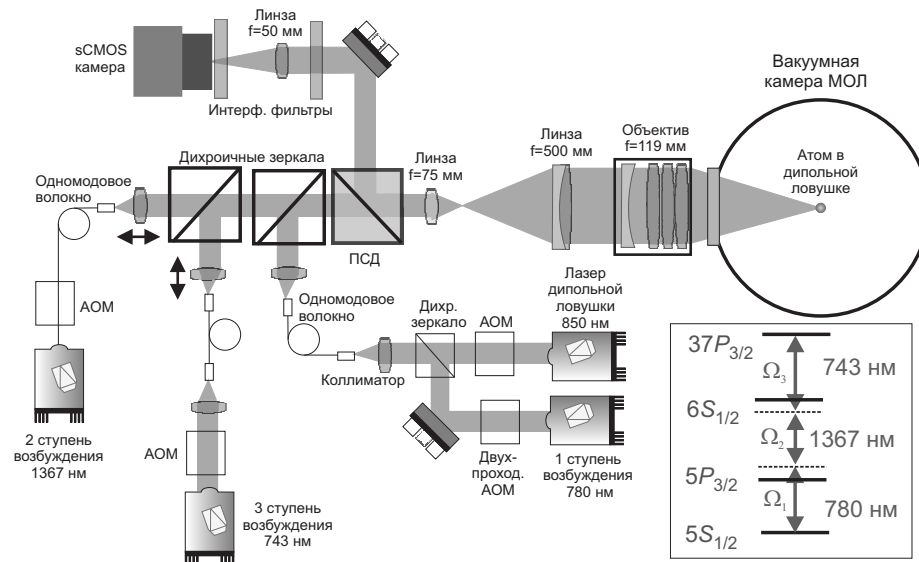


Рис. 1. Экспериментальная установка для реализации когерентного трехфотонного лазерного возбуждения в ридберговское состояние по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ (показана на вставке) одиночного атома ^{87}Rb , захваченного в оптическую дипольную ловушку

вается методом Паунда–Дривера–Холла к одному из пиков пропускания высокостабильного интерферометра Фабри–Перо производства компании Stable Lasers с помощью системы привязки Vescent Photonics D2-125PL. В результате, излучение имеет красную отстройку частоты от резонанса с переходом $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 6S_{1/2}(F=2)$ величиной $\delta_2 = -60$ МГц, как показано на вставке на рис. 1. Оценка ширины его линии по сигналу ошибки составляет менее 25 кГц, а по спектру биений, полученному методом самогетеродинамирования – менее 5 кГц. Для амплитудной модуляции излучения лазера второй ступени используется АОМ.

На третьей ступени используется одночастотный титан-сапфировый лазер с кольцевым резонатором производства компании Tekhnoscan с накачкой твердотельным Nd:YVO₄-лазером Coherent Verdi G5. Частота лазерного излучения стабилизируется по пику пропускания высокостабильного интерферометра Фабри–Перо производства компании Stable Laser Systems с помощью системы генерации сигнала ошибки методом Паунда–Дривера–Холла и ПИД-регулятора Vescent Photonics D2-125. Для того чтобы обеспечить возможность настройки на произвольное ридберговское состояние, для привязки частоты используются боковые спектральные компоненты, возникающие при подмешивании радиочастотного сигнала с произвольно задаваемой частотой в диапазоне от 10 МГц до 200 МГц на вход электрооптического модулятора в системе стабили-

зации частоты. Радиочастотный сигнал синтезируется с помощью генератора Rigol DG4202, управляемого через LAN-интерфейс. Оценка ширины линии лазера третьей ступени по сигналу ошибки не превышает 2 кГц. Для амплитудной модуляции лазера третьей ступени установлен АОМ. Частота излучения контролируется прецизионным измерителем длин волн WS-U производства компании Ангстрем.

Излучение лазеров второй ступени с длиной волны 1367 нм и мощностью до 1 мВт и третьей ступени с длиной волны 743 нм и мощностью 10–50 мВт заводится в оптическую систему с помощью отдельных оптических волокон, как показано на рис. 1. Лазерные пучки совмещаются на дихроичном зеркале и заводятся в оптическую систему соосно пучку оптической дипольной ловушки. С помощью установленных на прецизионных подвижках линз, коллимирующих излучение на выходе из оптических волокон, расходимость лазерных пучков второй и третьей ступеней индивидуально подстраивается таким образом, чтобы их фокусные пятна диаметром не более 10 мкм по уровню интенсивности e^{-2} точно совпали с фокусным пятном оптической дипольной ловушки. Для этого используется измеритель профиля интенсивности лазерного излучения DataRay BeamMap2. Все лазерные пучки возбуждающих лазеров проходят через поляризационный светоделитель и имеют горизонтальную поляризацию, как и излучение оптической дипольной ловушки.

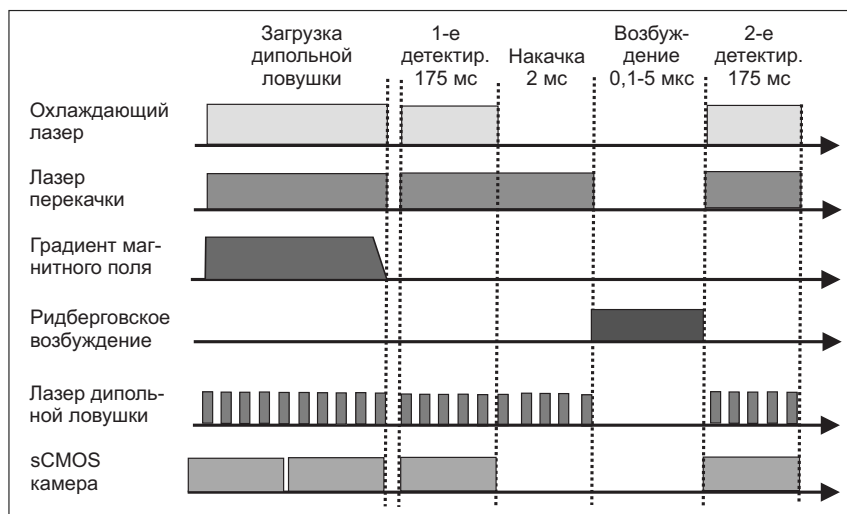


Рис. 2. Временная диаграмма эксперимента по когерентному трехфотонному лазерному возбуждению одиночного атома ^{87}Rb в ридберговское состояние

2.4. Временная диаграмма эксперимента

Временная диаграмма выполнения эксперимента представлена на рис. 2. Для управления экспериментальной установкой используется плата программируемого таймера SpinCore PulseBluster. Атомы ^{87}Rb первоначально загружаются в МОЛ в течение 0.1–5 с и одновременно загружаются оптическую дипольную ловушку. Излучение лазера дипольной ловушки модулируется прямоугольными импульсами с частотой 1 МГц и скважностью 60%, чтобы в отсутствие излучения лазера ловушки избежать влияния световых сдвигов на регистрацию атомов. Цифровая sCMOS-видеокамера Tucsen Dhyana 400D регистрирует атомы последовательностью снимков со временем экспозиции 175 мс до момента загрузки одиночных атомов в ловушку и появления первого сигнала резонансной флуоресценции от захваченных атомов.

После регистрации одиночного атома запускается процедура лазерного возбуждения атомов в ридберговские состояния и оптической регистрации ридберговского возбуждения. Охлаждающие лазеры и градиентное магнитное поле МОЛ выключаются. Затем включаются лучи охлаждающего лазера, лазера перекачки и видеокамера для первой регистрации сигналов флуоресценции от захваченного атома, чтобы подтвердить, что атом удерживается в оптической дипольной ловушке. После этого охлаждающий лазер выключается, а лазер перекачки остается включенным на время 2 мс. Это гарантирует оптическую накачку захваченного атома в состояние с $5S_{1/2}(F = 2)$. После этого излучение

оптической дипольной ловушки выключается, чтобы устранить связанные с этим излучением световые сдвиги, и включаются все три ступени лазерного возбуждения ридберговских атомов. Через время 0.1–5 мкс излучение возбуждающих лазеров выключается, и повторно включается излучение оптической дипольной ловушки. Временная диаграмма импульсов лазерного возбуждения детально обсуждается в разд. 4.

Интенсивное излучение лазера дипольной ловушки выдавливает атом ^{87}Rb из дипольной ловушки, если он находится в ридберговском состоянии, и перезахватывает, если он в основном состоянии. Затем повторно включаются лучи охлаждающего лазера, лазера перекачки и видеокамера. Атом, не возбуждавшийся в ридберговские состояния и оставшийся в оптической дипольной ловушке, регистрируется повторно. В эксперименте с одиночными атомами измеряется вероятность повторной регистрации атома в зависимости от частоты лазерного излучения.

3. ТЕОРИЯ ТРЕХФОТОННОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РИДБЕРГОВСКОГО СОСТОЯНИЯ В ОДИНОЧНОМ АТОМЕ

В теоретическом описании мы обозначим основное состояние $5S_{1/2}(F = 2)$ как состояние 1, первое промежуточное состояние $5P_{3/2}(F = 3)$ с радиационным временем жизни 27 нс как 2, второе промежуточное состояние $6S_{1/2}(F = 2)$ с радиационным временем жизни 50 нс как 3, и ридберговское со-

стояние $37P_{3/2}$ с радиационным временем жизни 43 мкс как 4 (схема уровней и переходов показана на вставке рис. 1). Для каждого промежуточного однофотонного перехода $j = 1, 2, 3$ мы введем соответствующую частоту Раби $\Omega_j = d_j E_j / \hbar$ (здесь d_j — дипольные моменты однофотонных переходов, E_j — амплитуды электрического поля для линейно поляризованных световых полей) и отстройку δ_j . Сканирование полной отстройки $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3$ трехфотонного перехода $1 \rightarrow 4$ может осуществляться сканированием частоты любого лазера. В наших экспериментах сканируется отстройка лазера третьей ступени δ_3 .

Как было показано нами в работе [14], в отсутствие спонтанной релаксации всех уровней и при достаточно больших отстройках от промежуточных резонансов $\Omega_1 \ll |\delta_1|$, $\Omega_2 \ll |\delta_2|$ населенность ридберговского состояния может быть рассчитана путем решения уравнения Шредингера для нахождения амплитуд вероятностей a_j каждого уровня $j = 1-4$ в приближении вращающейся волны. В результате получается следующая зависимость населенности ридберговского состояния от времени взаимодействия t при полностью когерентном трехфотонном лазерном возбуждении:

$$|a_4|^2 \approx \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + (\delta + \Delta_1 + \Delta_4)^2} \times \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(t \sqrt{\Omega^2 + (\delta + \Delta_1 + \Delta_4)^2} \right) \right], \quad (1)$$

где $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 / (4\delta_1 \delta_3)$ — эффективная частота Раби для трехфотонного возбуждения, $\Delta_1 = \Omega_1^2 / (4\delta_1)$ и $\Delta_4 = \Omega_3^2 / (4\delta_3)$ — световые сдвиги состояний 1 и 4 соответственно. Уравнение (1) показывает, что условием точного трехфотонного резонанса является $\delta + \Delta_1 + \Delta_4 = 0$, при этом населенность осциллирует между основным и ридберговским состоянием на частоте Ω . Уравнение (1) также описывает спектр возбуждения ридберговского состояния при сканировании δ для фиксированного времени взаимодействия t .

В формуле (1) осцилляции Раби длятся бесконечно долго. В более реалистичной теоретической модели, учитывающей спонтанную релаксацию возбужденных уровней 2–4, осцилляции Раби затухают с константой затухания $\gamma = 1/\tau$, определяемой обратным временем жизни ридберговского состояния τ , или еще быстрее, если отстройки промежуточных резонансов недостаточно велики. При этом населенность ридберговского состояния выходит на некоторое стационарное значение. Такая модель была построена нами ранее в четырехуровневом приближе-

нии на основе оптических уравнений Блоха для матрицы плотности [15]. Найти точное аналитическое решение для населенности ρ_{44} ридберговского состояния при произвольных промежуточных частотах Раби и отстройках не представляется возможным, поэтому в общем случае необходимо решать задачу численно. Однако при больших отстройках частот лазерных излучений от промежуточных резонансов наша четырехуровневая система может быть аппроксимирована эффективной двухуровневой системой с прямым оптическим переходом $1 \rightarrow 4$.

Для двухуровневой системы в работе [15] нами было найдено следующее приближенное аналитическое решение в случае сильного ($\Omega \gg \gamma$) возбуждения:

$$\rho_{44} \approx \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2 + 4\delta^2} \times \left[1 - \exp \left(-\frac{2\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t \right) \right] + \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2 + \delta^2} \left[\exp \left(-\frac{2\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \gamma t \right) - \exp \left(-\frac{6\Omega^2 + \delta^2}{4\Omega^2 + \delta^2} \frac{\gamma t}{2} \right) \cos \left(t \sqrt{\Omega^2 + \delta^2} \right) \right]. \quad (2)$$

Сравнение формулы (2) с более простой формулой (1) для модели без релаксации показывает, что формула (1) применима на коротких временах взаимодействия ($\gamma t \ll 1$). При больших временах взаимодействия ($\gamma t \gg 1$) осцилляции Раби затухают и населенность выходит на стационарное значение, описываемое лоренцевским контуром спектра возбуждения. Сравнение формулы (2) с результатами точного численного расчета показало, что уже при $\Omega > 3\gamma$ она имеет хорошую точность. Для того чтобы применить формулу (2) к аналитическому описанию спектра когерентного трехфотонного возбуждения, в ней следует положить $\Omega = \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 / (4\delta_1 \delta_3)$ — трехфотонная частота Раби, γ — обратное время жизни ридберговского состояния, и сделать замену $\delta \rightarrow \delta + \Delta_1 + \Delta_4$ для учета светового сдвига трехфотонного резонанса.

В точном резонансе (при $\delta = 0$) формула (2) дает максимальную амплитуду осцилляций Раби и имеет следующую зависимость от времени:

$$\rho_{44} \approx \frac{\Omega^2}{2\Omega^2 + \gamma^2} \left[1 - e^{-\gamma t/2} \right] + \frac{1}{2} \left[e^{-\gamma/2t} - e^{-3\gamma t/4} \cos(\Omega t) \right]. \quad (3)$$

Поскольку должно выполняться условие $\Omega \gg \gamma$, формулу (3) можно упростить и получить следующую зависимость для аппроксимации экспериментальных осцилляций Раби:

$$\rho_{44} \approx \frac{1}{2} \left[1 - e^{-3\gamma t/4} \cos(\Omega t) \right]. \quad (4)$$

Кроме того, разработанная теоретическая модель [15] позволяет феноменологически учесть конечные ширины линий Γ_i всех трех лазеров в модели диффузии фазы, когда в лазерном излучении присутствуют случайные флуктуации фазы, но отсутствуют амплитудные флуктуации [20]. Для их учета в уравнениях матрицы плотности для оптических когерентностей в каждую отстройку δ_i добавляется мнимая часть, равная по модулю $\Gamma_i/2$ для внесения дополнительного затухания в когерентности. Наши численные расчеты согласно этой модели показали хорошее согласие между экспериментом и теорией [15–18]. Однако необходимо иметь в виду, что в такой модели спектр излучения лазера имеет лоренцеву форму, в то время как лазерам обычно присущ гауссов профиль с более быстрым убыванием на крыльях. Поэтому теоретические спектры возбуждения ридберговских состояний в этой модели могут иметь некоторые расхождения с экспериментальными данными на крыльях резонансов.

4. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО КОГЕРЕНТНОМУ ТРЕХФОТОННОМУ ЛАЗЕРНОМУ ВОЗБУЖДЕНИЮ ОДИНОЧНОГО АТОМА ⁸⁷Rb В РИДБЕРГОВСКОЕ СОСТОЯНИЕ

Временная диаграмма лазерных импульсов 1–3 ступеней в эксперименте по когерентному трехфотонному лазерному возбуждению одиночного атома ⁸⁷Rb в ридберговское состояние приведена на рис. 3. Импульс лазера 1 ступени (длина волны 780 нм) формировался с помощью АОМ, работающего в двухпроходной схеме со сфокусированным лучом, и имел самые короткие фронты (около 50 нс). Импульсы лазеров 2 и 3 ступеней (1367 нм и 743 нм) формировались с помощью АОМ в однопроходных схемах без фокусировки лучей и имели длительности фронтов около 100 нс и 200 нс соответственно. Поэтому для обеспечения наилучшего временного разрешения и контраста при записи осцилляций Раби была принята следующая логика временной последовательности, которая является основной особенностью именно трехфотонного лазерного возбуждения ридберговского состояния.

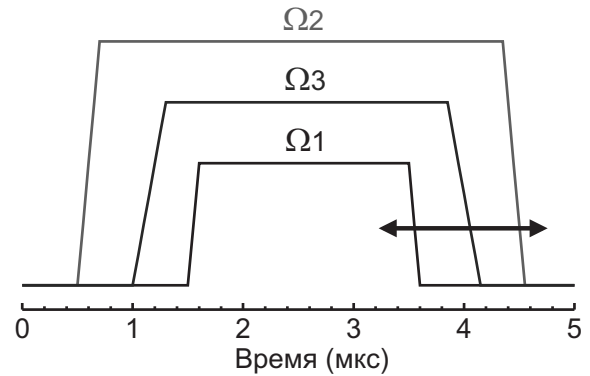


Рис. 3. Временная диаграмма лазерных импульсов 1–3 ступеней в эксперименте по когерентному трехфотонному лазерному возбуждению одиночного атома ⁸⁷Rb в ридберговское состояние

Первым включался импульс лазера 2 ступени. Его интенсивность выбиралось достаточно высокой, чтобы обеспечить однофотонную частоту Раби на переходе $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 6S_{1/2}(F=2)$ около 2 ГГц. Поскольку излучение этого лазера имело красную отстройку $\delta_2 = -60$ МГц от точной частоты перехода, оно создавало большие световые сдвиги двух уровней (1 ГГц), причем уровень $5P_{3/2}(F=3)$ сдвигался вниз по энергии, а уровень $6S_{1/2}(F=2)$ вверх. Таким образом, интенсивное излучение 2 ступени формировало так называемые "одетые" уровни квазиэнергии, что затем обеспечивало большие промежуточные отстройки для излучений лазеров 1 и 3 ступеней от их резонансов с атомами.

Вторым включался лазер 3 ступени с задержкой 0.5 мкс после включения лазера 2 ступени. Изначально это излучение имело небольшую отстройку $\delta_3 = +30$ МГц от точной частоты перехода $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$, однако благодаря световому сдвигу состояния $6S_{1/2}(F=2)$ за счет ранее включенного излучения лазера 2, отстройка частоты лазера 3 ступени изменялась до величины $\delta_3 \sim -1$ ГГц. Благодаря таким большим отстройкам, в отсутствие излучения лазера 1 ступени населенности всех атомных уровней никак не изменялись в поле включенных излучений лазеров 2 и 3 ступеней.

Последним включался лазер 1 ступени с задержкой 0.5 мкс после включения лазера 3 ступени. Изначально это излучение также имело небольшую отстройку $\delta_3 = +30$ МГц от точной частоты перехода $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$, однако благодаря световому сдвигу состояния $5P_{3/2}(F=3)$ за счет ранее включенного излучения лазера 2, отстройка частоты лазера 3 ступени изменялась до величины $\delta_1 \sim +1$ ГГц.

С включением лазера 1 ступени начиналось трехфотонное возбуждение ридберговского состояния по схеме $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$. Несмотря на большие световые сдвиги промежуточных уровней под действием интенсивного излучения лазера 2 ступени, трехфотонный резонанс возникал вблизи отстройки лазера 3 ступени $\delta_3 = +30$ МГц от точной частоты перехода $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$, так как именно для этой отстройки выполнялось условие точного трехфотонного резонанса $\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 \approx 0$. В целом, значения небольших исходных отстроек от точных атомных резонансов практически не влияли на наблюдение осцилляций Раби, так как отстройки промежуточных уровней при трехфотонном возбуждении задавались их огромными (~ 1 ГГц) световыми сдвигами под действием интенсивного излучения лазера 2 ступени. Именно это является замечательной особенностью трехфотонного возбуждения, предсказанной нами в ходе предварительного теоретического анализа и реализованной в данном эксперименте.

Длительность импульса трехфотонного возбуждения задавалась длительностью импульса лазера 1 ступени. Его длительность могла задаваться от 100 нс до 5 мкс, при этом на коротких временах необходимо было учитывать эффективную длительность с учетом фронтов 50 нс, т. е. делать пересчет на площадь импульса.

Выключение трех лазерных импульсов происходило в обратной последовательности. Первым выключался импульс 1 ступени, через 0.5 мкс от него — импульс 3 ступени, затем еще через 1 мкс — импульс 2 ступени. За счет более долгого удержания интенсивного импульса 2 ступени обеспечивались большие отстройки промежуточных однофотонных переходов от частот лазеров 1 и 3 ступеней. Для 3 ступени это позволяло избегать паразитной обратной перекачки населенностей при однофотонном девозбуждении ридберговского состояния по схеме $37P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2}(F=2)$ с последующим быстрым спонтанным распадом состояния $6S_{1/2}$ через промежуточное состояние $5P$ в основное состояние $5S_{1/2}$. При варьировании длительности импульса 1 ступени также синхронно варьировались импульсы 2 и 3 ступеней, чтобы временная последовательность выключения импульсов оставалась неизменной.

Через 1 мкс после выключения лазерного импульса 2 ступени включалось излучение лазера дипольной ловушки, а затем осуществлялось детектирование наличия одиночного атома ^{87}Rb по сигналу его резонансной флуоресценции. Если атом оказывался в ридберговском состоянии, то излучение ла-

зера ловушки быстро (за несколько микросекунд) его выталкивало из ловушки, и сигнал флуоресценции отсутствовал. Если атом оказывался в основном состоянии, то он перезахватывался в ловушку, и сигнал флуоресценции присутствовал. Таким образом, измерялась населенность ρ_{11} одиночного атома в основном состоянии $5S_{1/2}$ после окончания действия лазерных импульсов трехфотонного возбуждения. Поскольку промежуточные уровни трехфотонного перехода практически не заселяются из-за их больших отстроек от резонансов со всеми лазерными излучениями, экспериментально измеренную населенность (вероятность возбуждения) ридберговского состояния с хорошей точностью можно далее определить как $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11}$.

На представленных ниже экспериментальных записях каждая точка усреднялась по 100 измерениям. Поскольку каждое измерение могло сопровождаться потерей атома при его возбуждении в ридберговское состояние, оно могло занимать несколько секунд для повторного захвата одиночного атома, а общее время, необходимое для одной записи составляло около получаса. Поэтому медленные дрейфы частоты и мощности лазерных излучений могли сказываться на полученных результатах.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

На рис. 4 а представлена экспериментальная запись (синие точки) спектра трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ в одиночном атоме ^{87}Rb при времени взаимодействия (длительности импульса лазера 1 ступени) 0.4 мкс. Сканировалась отстройка δ_3 частоты лазера 3 ступени от точной частоты перехода $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$. Наблюдался контур, близкий к лоренцеву с шириной на полувысоте 3 МГц, а амплитуда резонанса в центре достигала $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.7$.

Затем частота лазера 3 ступени была настроена в центр трехфотонного резонанса, и измерена зависимость ρ_{11} от длительности лазерного импульса 1 ступени. Полученная зависимость (синие точки) показана на рис. 1 б. Она уверенно демонстрирует наличие осцилляций Раби. При аппроксимации этой зависимости аналитической формулой (4) было определено, что частота осцилляций Раби составляла $\Omega/(2\pi) \approx 1.35$ МГц, а время их когерентности (затухания по уровню $1/e$) — $\tau_{\text{coher}} \approx 0.8$ мкс. При этом первая осцилляция с амплитудой $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.7$

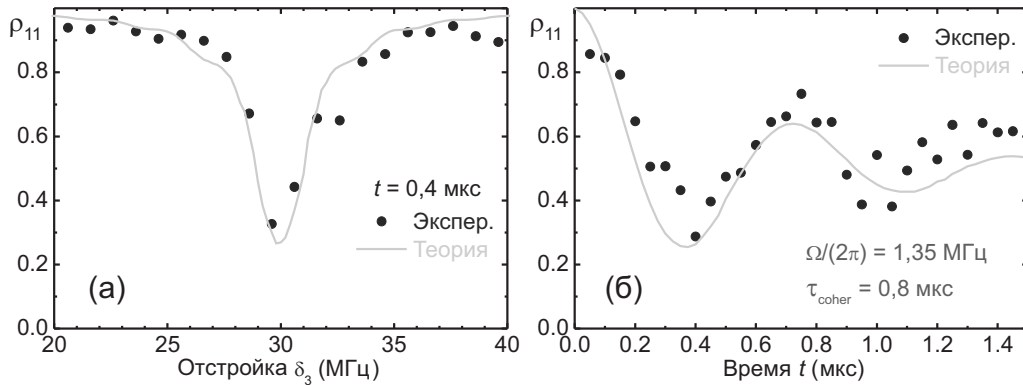


Рис. 4. *a* — Экспериментальная запись (синие точки) спектра трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ при времени взаимодействия (длительности импульса лазера 1 ступени) 0.4 мкс. Сканируется отстройка частоты лазера 3 ступени δ_3 от точной частоты перехода $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$. *б* — Экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби с частотой 1.35 МГц в центре трехфотонного резонанса. Зеленые сплошные кривые — результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби $\Omega_1/(2\pi) \approx 80$ МГц, $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$ МГц, $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$ МГц

возникает при длительности 0.4 мкс, что как раз соответствует спектру на рис. 4 *a*.

Измеренные ранее ширины спектров лазерного излучения на каждой ступени составляли $\Gamma_1 \approx 100$ кГц, $\Gamma_2 \approx 5$ кГц, $\Gamma_3 \approx 2$ кГц. Таким образом, суммарная ширина линий трех лазеров составляла $\Gamma \approx 107$ кГц. Поэтому ожидаемое время когерентности должно было быть $\tau_{coher} \approx 1/\Gamma \approx 9$ мкс, что на порядок больше, чем в эксперименте. Также амплитуда первой осцилляции должна была быть близка к 0.95, что заметно больше, чем в эксперименте. Был сделан вывод, что в трехфотонном резонансе присутствует дополнительное паразитное уширение около 1 МГц, которое отвечает за значительное уменьшение времени когерентности и амплитуды осцилляций Раби.

Как правило, паразитные уширения резонансов в экспериментах с ридберговскими атомами обусловлены паразитными электрическими полями [17], так как поляризуемости ридберговских состояний растут как n^7 с ростом главного квантового числа n . Однако в нашем эксперименте одиночный атом ^{87}Rb находился в центре вакуумной камеры и далеко от всех поверхностей (~ 10 см), на которых могут присутствовать паразитные электрические заряды. Поэтому влияние паразитных электрических полей от стенок или окон вакуумной камеры было практически исключено.

Единственным источником паразитного уширения могло являться не до конца скомпенсированное лабораторное магнитное поле в центре вакуумной камеры. Хотя оно компенсируется по трем осям

имеющимися компенсирующими катушками Гельмгольца при настройке МОЛ, точность его компенсации составляет 50–100 мГс. Такое остаточное магнитное поле приводит к зеемановскому расщеплению и уширению каждого из оптических переходов между используемыми S и P уровнями на величину до 250–500 кГц.

На рис. 4 зелеными сплошными линиями представлены результаты численного моделирования при введении в четырехуровневую модель паразитного зеемановского уширения $\Gamma_Z \approx 300$ кГц на каждой ступени лазерного возбуждения. Только при введении такого уширения удалось одновременно получить хорошее согласие эксперимента и теории как для спектра, так и для осцилляций Раби.

Подгоночными параметрами теоретической модели были однофотонные частоты Раби $\Omega_1/(2\pi) \approx 80$ МГц, $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$ МГц, $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$ МГц, а отстройки и ширины линий лазеров были взяты равными экспериментально измеренным. Для однофотонных частот Раби имелась некоторая неопределенность в измерении интенсивностей лазерных импульсов, так как реальные диаметры перетяжек сфокусированных лазерных лучей в области захваченного атома известны с конечной точностью. При этом мощности лазерных излучений 1–3 ступеней были равны 150 мВт, 180 мВт и 3 мВт соответственно. Измеренные заранее диаметры перетяжек лазеров второй и третьей ступени составляли 10 мкм, а диаметр перетяжки лазера первой ступени в области, где

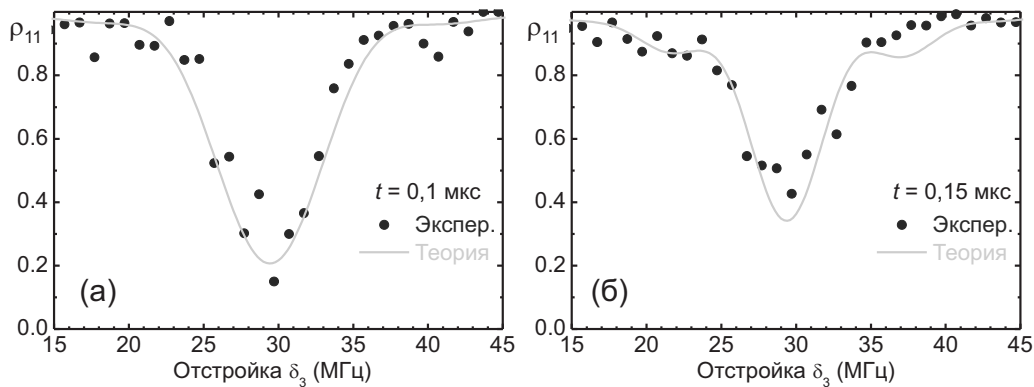


Рис. 5. Экспериментальные записи (синие точки) спектров трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности излучения лазера 1 ступени и времени взаимодействия 100 (а) и 150 (б) нс. Сканируется отстройка частоты лазера 3 ступени δ_3 от точной частоты перехода $6S_{1/2}(F=2) \rightarrow 37P_{3/2}$. Зеленые сплошные кривые — результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби $\Omega_1/(2\pi) \approx 260$ МГц, $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$ МГц, $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$ МГц. Модель также учитывала длительность фронтов 50 нс для лазерного импульса

находится атом, составил 200 мкм. Исходя из этого и были получены оценки для однофотонных частот Раби в теоретической модели с учетом известных (для переходов 1 и 2 ступеней) и рассчитанных (для 3 ступени) матричных элементов дипольных моментов.

По результатам этого эксперимента был сделан вывод, что паразитное зеемановское уширение ограничивает контраст и число наблюдаемых осцилляций Раби. Для их увеличения до предельного теоретического значения необходимо либо лучше скомпенсировать остаточное магнитное поле, либо наложить достаточно большое внешнее магнитное поле и осуществлять переходы между определенными зеемановскими подуровнями основного и ридберговского состояний, либо просто увеличить интенсивность лазерного излучения и добиться значительно увеличения частоты Раби при том же времени когерентности. Первые два варианта требуют дополнительных исследований и будут реализованы нами в ближайшем будущем. В данной статье нами был использован последний вариант.

Необходимо отметить, что для увеличения трехфотонной частоты Раби следует увеличивать интенсивность излучения либо 1, либо 3 ступени. Увеличение интенсивности 2 ступени, наоборот, приведет к уменьшению трехфотонной частоты Раби вследствие увеличения световых сдвигов промежуточных уровней и отстроек лазерных излучений от однофотонных резонансов.

Поэтому в следующем эксперименте мощность лазерного излучения на 1 ступени была увеличена примерно в 10 раз, благодаря чему однофотонная частота Раби на 1 ступени увеличилась с 80 до 260 МГц. На рис. 5 представлены экспериментальные записи (синие точки) спектров трехфотонного лазерного возбуждения $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности лазера 1 ступени и времени взаимодействия 100 (а) и 150 (б) нс.

На рис. 5 а можно увидеть, что при времени взаимодействия 100 нс амплитуда резонанса увеличилась до $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.8$, а ширина до 6.5 МГц. Последнее связано с увеличением фурье-ширины короткого лазерного импульса. При увеличении длительности до 150 нс на рис. 5 б амплитуда резонанса уменьшилась до 0.6, а ширина — до 5 МГц. При численном моделировании этих спектров выяснилось, что для идеально резких фронтов лазерного импульса на крыльях резонанса должны были бы наблюдаться осцилляции Раби, описываемые формулой (1). Однако наличие фронтов, сравнимых с длительностью самого импульса, привело к сглаживанию этих осцилляций. Для адекватного описания этого явления в теоретическую модель была добавлена трапецевидная зависимость частоты Раби 1 ступени от времени, как на рис. 3. Только это позволило добиться хорошего согласия эксперимента и теории (зеленые сплошные кривые) на рис. 5, при-

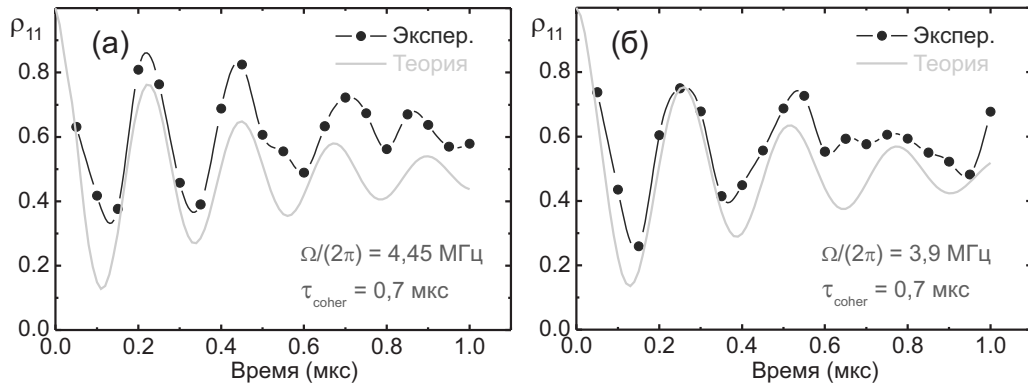


Рис. 6. *а* — Экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби при трехфотонном лазерном возбуждении $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности излучения лазера 1 ступени. Зеленые сплошные кривые — результаты численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби $\Omega_1/(2\pi) \approx 260$ МГц, $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$ МГц, $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$ МГц. *б* — То же самое при увеличении мощности лазера 2 ступени в 1.3 раза, что увеличило частоту Раби 2 ступени до $\Omega_2/(2\pi) \approx 2$ ГГц

чем на рис. 5 *б* как в эксперименте, так и в теории на крыльях видны остаточные осцилляции Раби.

На рис. 6 *а* представлена экспериментальная запись (синие точки) осцилляций Раби при трехфотонном лазерном возбуждении $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ ридберговского состояния $37P_{3/2}$ при увеличенной примерно в 10 раз (по сравнению с рис. 4) мощности излучения лазера 1 ступени. Экспериментальные точки для наглядности интерполированы кривыми сплайн-функции, так как их число на одну осцилляцию невелико вследствие того, что трехфотонная частота Раби увеличилась до $\Omega/(2\pi) \approx 4.45$ МГц. При этом первая осцилляция с амплитудой $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.65$ возникает при длительности 100 нс, что как раз соответствует спектру на рис. 5 *а*. Уменьшение амплитуды резонанса по сравнению с рис. 5 *а* может быть связано с недостаточным временным разрешением на рис. 6 *а*, которое ограничено применяемой электроникой, имеющей минимальный шаг сканирования по времени 50 нс.

Зеленая сплошная кривая на рис. 6 *а* — результат численного моделирования в четырехуровневой модели с релаксацией при однофотонных частотах Раби $\Omega_1/(2\pi) \approx 260$ МГц, $\Omega_2/(2\pi) \approx 1740$ МГц, $\Omega_3/(2\pi) \approx 30$ МГц и с учетом паразитного зеемановского уширения трехфотонного резонанса. Можно отметить, что теоретическая кривая хорошо воспроизводит амплитуду и частоту наблюдаемых осцилляций Раби, но неточно описывает стационарный уровень, на фоне которого идут затухающие ос-

цилляции Раби. В эксперименте он составляет величину $\rho_{44} \approx 1 - \rho_{11} \approx 0.4$, в то время как численный расчет и аналитическая формула (4) предсказывают, что он должен быть равен 0.5. Мы объясняем это явление двумя факторами.

Во-первых, регистрация ридберговского атома происходит с задержкой в несколько микросекунд относительно окончания импульса лазера 1 ступени. За это время населенность ридберговского состояния $37P_{3/2}$, имеющего эффективное время жизни 43 мкс при комнатной температуре, частично распадается в основное состояние. В дальнейшем нами предполагается проводить эксперименты с более долгоживущими высокими состояниями, где этот эффект будет подавлен.

Во-вторых, в течение лазерного импульса заселяется не только ридберговское состояние, но и промежуточные возбужденные состояния $5P_{3/2}$ и $6S_{1/2}$ трехфотонного перехода. В теоретически расчетах их суммарная населенность составляет около 3%. По окончании лазерного импульса эти состояния быстро распадаются в основное состояние, что дает дополнительный вклад в уменьшение стационарного уровня затухающих осцилляций Раби. Для уменьшения этого явления необходимо дальнейшее увеличение отстроек промежуточных состояний от резонансов с лазерными излучениями. Этого можно достичь увеличением интенсивности лазера 2 ступени и соответствующим увеличением индуцируемых им световых сдвигов. При этом, однако, будет уменьшаться трехфотонная частота Раби.

Для проверки последнего утверждения нами была увеличена мощность лазера 2 ступени в 1.3 раза, что увеличило однофотонную частоту Раби 2 ступени до $\Omega_2/(2\pi) \approx 2$ ГГц. Соответствующая экспериментальная запись приведена на рис. 6 б. Можно видеть, что это действительно привело к уменьшению трехфотонной частоты Раби до $\Omega/(2\pi) \approx 3.9$ МГц. Наблюдаемое изменение подтверждается и теоретическим расчетом (зеленая сплошная кривая). Таким образом, варьируя мощность 2 ступени, можно в широких пределах управлять параметрами трехфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний. Это существенно отличает трехфотонное возбуждение от обычно используемых двухфотонных схем, предоставляя дополнительные возможности для увеличения контраста осцилляций Раби и, в конечном итоге, увеличения точности квантовых операций с ридберговскими атомами.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены результаты нашего нового эксперимента по трехфотонному лазерному возбуждению $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 6S_{1/2} \rightarrow 37P_{3/2}$ одиночного ридберговского атома ^{87}Rb , захваченного в оптическую дипольную ловушку. Благодаря сужению ширины линии лазеров второй и третьей ступеней возбуждения впервые наблюдались трехфотонные осцилляции населенностей Раби с частотами от 1 до 5 МГц в зависимости от интенсивности лазерных импульсов первой и второй ступеней возбуждения при времени когерентности 0.7–0.8 мкс. Особенностью эксперимента было использование интенсивного лазерного излучения с длиной волны 1367 нм на второй ступени возбуждения, обеспечивающего однофотонную частоту Раби до 2 ГГц для управления эффективными отстройками промежуточных уровней трехфотонного перехода за счет динамического эффекта Штарка.

В экспериментах было выявлено наличие паразитного зеемановского уширения трехфотонного резонанса от недостаточно точно скомпенсированного лабораторного магнитного поля в области одиночного атома. Это приводило к уменьшению контраста и времени когерентности осцилляций Раби. Для устранения этого эффекта в дальнейшем предполагается реализовать оптическую накачку одиночного атома на определенный зеемановский подуровень основного состояния и добавить однородное магнитное поле для создания зеемановского расщепления уровней и возбуждения трехфотонных переходов

между заданными зеемановскими подуровнями основного и ридберговского состояний.

Также необходимо исследовать влияние остаточного эффекта Доплера на контраст и время когерентности осцилляций Раби одиночного ридберговского атома ^{87}Rb , захваченного в оптическую дипольную ловушку. Предварительные расчеты показали, что даже при имеющейся температуре атома, оцененной как 50 – 100 мК, эффект Доплера можно существенно подавить при использовании встречных лазерных пучков 1 и 3 ступеней возбуждения, в отличие от сонаправленных пучков в настоящем эксперименте. Отметим, что в недавнем эксперименте по трехфотонному возбуждению ридберговских состояний в оптической ячейке с тепловыми атомами Cs за счет такой конфигурации лазерных лучей удалось почти полностью подавить эффект Доплера и получить чрезвычайно узкий резонанс электромагнитно-индуцированной прозрачности шириной 190 кГц [21].

Все указанные выше меры должны позволить значительно улучшить контраст и время когерентности трехфотонных осцилляций Раби и, в конечном итоге, увеличить точность квантовых операций с ридберговскими атомами по сравнению с точностями, достигнутыми при двухфотонном лазерном возбуждении ридберговских атомов.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 23-12-00067, <https://rscf.ru/project/23-12-00067/>).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski, et al., *Nature* **622**, 268 (2023).
2. H. J. Manetsch, G. Nomura, E. Bataille, K.-Leung, X. Lv, and M. Endres, arXiv: 2403.12021 (<https://arxiv.org/abs/2403.12021>).
3. T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press, Cambridge (1994).
4. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Cote, M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
5. M. Saffman, *J. Phys. B* **49**, 202001 (2016).
6. L. Henriot, L. Beguin, A. Signoles, T. Lahaye, A. Browaeys, G.-O. Reymond, and C. Jurczak, *Quantum* **4**, 327 (2020).

7. T. Cubel, B. K. Teo, V. S. Malinovsky, J. R. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P. R. Berman, and G. Raithel, *Phys. Rev. A* **72**, 023405 (2005).
8. M. Reetz-Lamour, J. Deiglmaier, T. Amthor, and M. Weidemuller, *New J. Phys.* **10**, 045026 (2008).
9. T. M. Graham, Y. Song, J. Scott et al., *Nature* **604**, 457 (2022).
10. P. Thoumany, T. Hansch, G. Stania, L. Urbonas, and Th. Becker, *Opt. Lett.* **34**, 1621 (2009).
11. V. A. Sautenkov, S. A. Saakyan, A. A. Bobrov, E. V. Vilshanskaya, B. B. Zelener, and B. V. Zelener, *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 1546 (2018).
12. П. Шене, К.-Л. Фам, П. Пиле, И. И. Бетеров, И. Н. Ашкарин, Д. Б. Третьяков, Е. А. Якшина, В. М. Энтин, И. И. Рябцев, *КЭ* **50**, 213 (2020) [P. Cheinet, K.-L. Pham, P. Pillet, I. I. Beterov, I. N. Ashkarin, D. B. Tretyakov, E. A. Yakshina, V. M. Entin, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **50**, 213 (2020)].
13. I. N. Ashkarin, I. I. Beterov, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, P. Cheinet, K.-L. Pham, S. Lepoutre, and P. Pillet, *Phys. Rev. A* **106**, 032601 (2022).
14. I. I. Ryabtsev, I. I. Beterov, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, *Phys. Rev. A* **84**, 053409 (2011).
15. В. М. Энтин, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **143**, 831 (2013) [V. M. Entin, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *JETP* **116**, 721 (2013)].
16. Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *КЭ* **48**, 886 (2018) [E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **48**, 886 (2018)].
17. Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **157**, 206 (2020) [E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, V. M. Entin, I. I. Beterov, I. I. Ryabtsev, *JETP* **130**, 170 (2020)].
18. Д. Б. Третьяков, В. М. Энтин, Е. А. Якшина, И. И. Бетеров, И. И. Рябцев, *КЭ* **52**, 513 (2022) [D. B. Tretyakov, V. M. Entin, E. A. Yakshina, I. I. Beterov, and I. I. Ryabtsev, *Quantum Electronics* **52**, 513 (2022)].
19. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков, Н. В. Альянова, Д. А. Скворцова, Г. Сулиман, Т. Р. Загиров, В. М. Энтин, И. И. Рябцев, *ЖЭТФ* **164**, 282 (2023) [I. I. Beterov, E. A. Yakshina, D. B. Tretyakov, N. V. Al'yanova, D. A. Skvortsova, G. Suliman, T. R. Zagirov, V. M. Entin, and I. I. Ryabtsev, *JETP* **137**, 246 (2023)].
20. G. S. Agarwal, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1383 (1976).
21. S. M. Bohaichuk, F. Ripka, V. Venu, F. Christaller, C. Liu, M. Schmidt, H. Kobler, and J. P. Shaffer, arXiv: 2304.07409 (<https://arxiv.org/abs/2304.07409>).

КОМПЕНСАЦИЯ СВЕТОВОГО СДВИГА РЕЗОНАНСОВ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В ПАРАХ ЦЕЗИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДВОЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ И АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Вишняков, Д. В. Бражников, М. Н. Скворцов*

*Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 21 апреля 2024 г.,
после переработки 21 апреля 2024 г.
Принята к публикации 6 мая 2024 г.

Исследуется световой (динамический штарковский) сдвиг резонансов когерентного пленения населенностей (КПН) в парах атомов цезия при их возбуждении излучением диодного лазера с вертикальным резонатором, ток которого модулируется на сверхвысокой частоте (≈ 4.6 ГГц). Такой подход используется в некоторых современных квантовых стандартах частоты (КСЧ) микроволнового диапазона. Один из основных факторов, приводящих к ухудшению долговременной стабильности частоты КСЧ, связан со световым сдвигом резонанса КПН из-за вариаций оптической мощности P в газовой ячейке. В настоящей работе показано, что при использовании дополнительного электрооптического модулятора, собранного по типу интерферометра Маха–Цендера, появляется возможность эффективно управлять амплитудами боковых полос в спектре излучения. Это позволяет находить такое оптимальное значение оптической мощности, вблизи которой сдвиг резонанса нечувствителен к малым ее изменениям. Результаты работы представляют интерес для развития КСЧ на основе КПН.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультратехнологичных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.*

DOI: 10.31857/S0044451024100110

1. ВВЕДЕНИЕ

Компактные КСЧ и атомные часы на их основе находят ряд важных применений в спутниковых навигационных системах [1, 2], включая системы навигации для дальнего космоса [3], широкополосных коммуникационных сетях [4], в системах дистанционного зондирования [5, 6] и других приложениях. В настоящее время активно развиваются три основных направления в создании компактных КСЧ, в качестве репера для привязки частоты в которых выступает резонанс КПН [7–9], двойной радиооптический резонанс [1, 10] или различ-

ные субдоплеровские резонансы [11–18], наблюдаемые в ячейках с парами цезия или рубидия (см. обзор [4]). Первые два типа КСЧ относятся к микроволновому диапазону, в которых стабилизируется частота, равная нескольким ГГц. В третьем случае стабилизируется частота оптического диапазона (сотни ТГц), а затем осуществляется перенос стабильности частоты в микроволновый диапазон с помощью оптических микрорезонаторов [11]. При этом наиболее компактными являются КСЧ на основе резонансов КПН, отличающиеся также малым энергопотреблением (~ 1 Вт и менее), что особенно важно для мобильных приложений, включая различные космические технологии с использованием «наноспутников» [3, 6].

Ключевым элементом КСЧ на основе резонансов КПН (КСЧ/КПН) является диодный лазер с верти-

* E-mail: vladislav.vishnyakov@gmail.com

кальным резонатором (ЛВР) [7]. Конструкция этого лазера позволяет эффективно осуществлять модуляцию тока накачки на сверхвысоких частотах (от единиц до десятков ГГц) для получения в спектре его излучения боковых полос, необходимых для наблюдения резонансов КПН в ячейках, наполненных парами щелочного металла (как правило, Rb или Cs). При этом ЛВР обладают весьма низким пороговым током генерации (~ 1 мА), что означает их низкое энергопотребление.

Важнейшей характеристикой любого КСЧ является остаточная нестабильность частоты на длинных временных интервалах усреднения ($\tau \gtrsim 10^4$ с), характеризующаяся девиацией Аллана (σ_y) [19]. В случае с КСЧ/КПН в долговременную нестабильность частоты значительный вклад вносят дрейф полной оптической мощности в газовой ячейке, а также дрейф мощности СВЧ-генератора, из-за которого меняются соотношения интенсивностей различных боковых полос в спектре излучения ЛВР. Дрейфы обоих типов приводят к смещению сигнала ошибки, формируемого из резонанса КПН системой автоподстройки частоты в составе КСЧ. Это смещение происходит, главным образом, из-за динамического эффекта Штарка (световой сдвиг) для уровней энергии часового перехода $|F_{g1}, m_{g1}=0\rangle \rightarrow |F_{g2}, m_{g2}=0\rangle$ («0–0» переход). Здесь $F_{g1,g2}$ — полные угловые моменты сверхтонких уровней энергии основного состояния щелочного атома, а квантовые числа $m_{g1,g2}$ описывают проекции этих угловых моментов на ось квантования z .

Зависимость светового сдвига Δ_f резонанса КПН от индекса частотной модуляции тока ЛВР, точнее от мощности СВЧ-модуляции (P_μ), обычно имеет нелинейный вид, в котором могут присутствовать экстремумы, а также пересечения с осью абсцисс, где световой сдвиг равен нулю [20, 21]. Такое поведение функции $\Delta_f(P_\mu)$ подсказывает очевидный способ подавления влияния светового сдвига на резонанс КПН и в конечном счете на долговременную стабильность КСЧ. А именно, в зависимости от того, вариации какого из параметров вносят больший вклад в нестабильность частоты — вариации оптической мощности P или вариации микроволновой мощности P_μ , — оказывается возможным подобрать оптимальный индекс частотной модуляции, при котором либо вариации P [22], либо вариации P_μ [9] не приводят к существенному сдвигу сигнала ошибки.

В некоторых особых случаях, например при определенном давлении буферного газа [23] или при выборе оптимальной схемы возбуждения резонан-

сов КПН [24], оказывается возможным одновременно подавить влияние малых вариаций как P , так и P_μ на сдвиг сигнала ошибки. Также возможно подобрать такой образец ЛВР, у которого при одной и той же P_μ световой сдвиг будет меньше, чем для другого образца ЛВР того же производителя [25]. Однако такой подход не позволяет управлять световым сдвигом резонанса КПН при использовании конкретного образца ЛВР и представляется неуниверсальным и малоприменимым для практической реализации в атомных часах. Кроме того, некоторые образцы ЛВР могут вовсе не демонстрировать требуемой нелинейной зависимости $\Delta_f(P_\mu)$, поскольку при повышении P_μ такие ЛВР выходят из одномодового режима генерации [26].

В настоящее время различными научными группами продолжают поиски новых методов контроля и подавления светового сдвига в КСЧ/КПН. В большинстве из них используются импульсные техники, в которых различные параметры лазерного излучения изменяются скачками с помощью внешних электрооптических и/или акустооптических модуляторов (см., например, [27–31]). Также поведением светового сдвига можно управлять, изменяя относительные интенсивности боковых полос в спектре излучения, например, с помощью температуры паров [32] или с использованием двойной частотной модуляции тока накачки ЛВР на микроволновой [33] или на более низкой [34] частоте. Отметим, что при использовании обычной СВЧ-модуляции тока ЛВР спектр его излучения, в общем случае, не соответствует симметричному спектру, который должен наблюдаться при частотной модуляции. Напротив, в нем боковые полосы одинаковых по модулю порядков, например порядков $+1$ и -1 , могут быть не равны по интенсивности. Часто эту асимметрию спектра связывают с влиянием побочной амплитудной модуляцией [35–37]. Однако более строгий анализ этой проблемы выявляет сильное влияние на выходной спектр излучения нелинейных межмодовых эффектов в ЛВР [38].

В нашей работе исследуется новый метод возбуждения резонансов КПН, подразумевающий как модуляцию тока накачки ЛВР на микроволновой частоте, так и последующую амплитудную модуляцию лазерного излучения на той же частоте с помощью внешнего электрооптического модулятора (ЭОМ). В качестве ЭОМ мы используем модулятор, собранный по типу интерферометра Маха–Цендера. В отличие от побочной амплитудной модуляции в ЛВР, в нашем случае этот тип модуляции хорошо контролируется. Таким образом, появляется больше

возможностей для управления спектром лазерного поля. В частности, это приводит к сильно нелинейному характеру зависимости сдвига частоты сигнала ошибки от полной оптической мощности, тогда как при использовании только СВЧ-модуляции тока накачки лазера эта зависимость близка к линейной (см. также [20, 39, 40]). Нелинейный характер зависимости $\Delta_f(P)$ с наличием экстремума позволяет использовать оптимальную оптическую мощность P_{opt} , при которой можно ожидать подавление влияния флуктуаций и малых дрейфов P на стабильность частоты КСЧ/КПН. Также отметим, что комбинация «ЛВР+ЭОМ» ранее не использовалась для спектроскопии атомов щелочных металлов, что также представляет интерес.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В ней используется коммерчески доступный ЛВР с шириной спектра генерации около 50 МГц и максимальной оптической мощностью около 250 мВт. Питание лазера было осуществлено по схеме «Bias Tee», которая позволяет смешивать постоянный ток питания лазера с сигналом на частоте около 4.6 ГГц от СВЧ-генератора. В эксперименте с двойной частотной и амплитудной модуляцией сигнал с генератора подавался с помощью делителя одновременно на лазер и на ЭОМ (iXblue NIR-MX950-LN-20). Длина проводов от делителя до лазера и ЭОМ могла быть различной. Таким образом можно было регулировать фазу между амплитудным и частотным типами модуляции, равную $\varphi_1 - \varphi_2$, на рис. 1. Термостабилизация лазера осуществлялась с точностью порядка 1 мК.

Излучение ЛВР проходило через два оптических изолятора, изображенных на рис. 1 в виде одного элемента. Полуволновая пластинка ($\lambda/2$) позволяла согласовывать линейную поляризацию излучения с оптической осью волокна ЭОМ. После ЭОМ часть излучения направлялось в сканирующий интерферометр Фабри–Перо (SA210-8B фирмы Thorlabs) для исследования спектрального состава излучения, имеющего область свободной дисперсии 10 ГГц и ширину пика пропускания около 350 МГц. Другая часть излучения после четвертьволновой пластинки ($\lambda/4$) приобретала циркулярную поляризацию и направлялась в ячейку с парами цезия и буферным газом (неон, около 130 Торр). Ячейка была изготовлена из боросиликатного стекла и имела форму куба с длиной грани около 5 мм и небольшим отступом,

в котором содержался металлический цезий. Температура ячейки поддерживалась постоянной около 60°C с помощью нагревательных элементов и системы термостабилизации. Эта температура была выбрана так, чтобы резонанс КПН обладал достаточным контрастом для выполнения измерений в желаемом диапазоне значений P и P_μ . Нагрев ячейки не влиял заметным образом ни на контраст резонанса КПН, ни на положение сигнала ошибки. Диаметр ($1/e^2$) лазерного пучка в ячейке составлял примерно 1 мм.

Для изоляции ячейки от внешнего магнитного поля использовался трехслойный магнитный экран из пермаллоя. Остаточное магнитное поле в центре экрана не превышало 100 мкГс. Для создания постоянного однородного магнитного поля в ячейке использовался соленоид, расположенный внутри экранов. Это поле позволяет снять вырождение сверхтонких уровней энергии основного состояния атома для селективного возбуждения часового перехода «0-0».

Многочастотное лазерное излучение возбуждало оптические переходы в D_1 -линии ($\lambda \approx 895$ нм). Буферный газ приводил к существенному столкновительному уширению линии поглощения, так что сверхтонкое расщепление уровня энергии в возбужденном состоянии цезия спектрально не разрешалось. Частота излучения ЛВР стабилизировалась по центру суммарного контура поглощения.

Для формирования сигнала ошибки из резонанса КПН системой автоподстройки частоты был применен метод, аналогичный методу Паунда–Древера–Холла (ПДХ), широко используемый для стабилизации оптической частоты лазерного излучения по высокочастотному резонатору [41]. Этот метод активно используется в настоящее время и для КСЧ/КПН [9, 42–44]. При использовании метода ПДХ для формирования сигнала ошибки резонанс КПН сканируется с частотой, существенно превышающей его ширину. В нашем случае эта частота была равна примерно 10 кГц при полуширине резонанса на полувысоте (HWHM) порядка 1 кГц.

Пример резонанса КПН представлен на рис. 2 а, на котором виден центральный резонанс КПН и два боковых, отстоящих примерно на 10 кГц. Небольшое различие в амплитудах левого и правого пиков объясняется в основном влиянием шума, который составлял для данной записи резонанса примерно 10% от центрального пика. По оси x указана рамановская (двухфотонная) отстройка частоты: $\delta_R = 2f_\mu - \delta_{hfs}$, где f_μ — частота СВЧ-генератора, δ_{hfs} — частота сверхтонкого расщепления в атоме

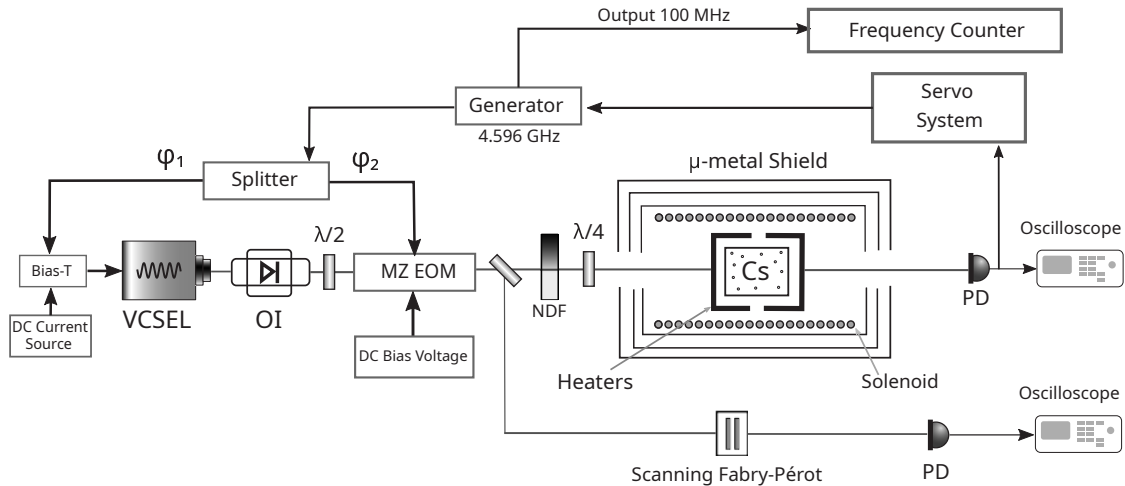


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по наблюдению резонансов КПН методом двойной частотной и амплитудной модуляцией лазерного излучения: VCSEL — лазер с вертикальным резонатором, OI — два оптических изолятора Фарадея, расположенных последовательно, MZ EOM — волоконный электрооптический модулятор, собранный по схеме интерферометра Маха–Цендера, NDF — набор нейтральных фильтров, $\lambda/2$, $\lambda/4$ — фазовые пластинки, PD — фотодетектор

цезия (≈ 9.2 ГГц). Приведенный КПН-резонанс находится в режиме полевого уширения. Минимальная ширина резонанса (при $P \rightarrow 0$) определяется скоростью релаксации основного состояния в атоме цезия, которая в наших экспериментах равна примерно 250 Гц. Это значение совпадает с расчетным по данным для коэффициента диффузии и сечений столкновений из [45, 46]). Релаксация в основном состоянии атома цезия связана с диффузным пролетом атома цезия через световой пучок, с процессом спинового обмена между атомами цезия, а также с деполаризацией из-за столкновений атомов цезия с атомами буферного газа. Соответствующий сигнал ошибки изображен на рис. 2 б.

Процесс измерения светового сдвига заключался в следующем. Система автоподстройки частоты стабилизировала частоту СВЧ-генератора по резонансу КПН методом ПДХ, описанным выше. Эта частота связана с частотой внутреннего кварцевого генератора, равной 100 МГц, через заданный коэффициент деления. Таким образом, стабильность частоты из СВЧ-диапазона переносится в радиодиапазон. Затем частота сигнала 100 МГц с выхода СВЧ-генератора с помощью компаратора VCN-323 сравнивалась с частотой опорного сигнала от водородного стандарта частоты СН1-1007 (АО «Время-Ч»). Оба прибора обозначены на рис. 1 как Frequency Counter. Оптическая мощность излучения изменялась перед ячейкой каждую минуту с помощью замены нейтрального фильтра, что приводило к соответствующему сдвигу частоты 100 МГц на выходе

СВЧ-генератора. Таким образом, на экране компаратора отражалась характерная ступенчатая функция, отражающая зависимость частоты от времени.

Пример спектра излучения при модуляции тока ЛВР на частоте около 4.6 ГГц показан на рис. 3. Наблюдаемые большие пики, отстоящие друг от друга на частоту СВЧ-модуляции, представляют несущую частоту (0) и боковые полосы порядков -1 и $+1$. Другие пики, незначительно выделяющиеся на фоне шума — побочные моды интерферометра, отличные от TEM_{00} . На представленной записи спектра наблюдается небольшая асимметрия: оптическая мощность боковой полосы порядка $+1$ превышает мощность боковой полосы порядка -1 примерно на 10%. Эта асимметрия в совокупности с ненулевой однофотонной отстройкой частоты от оптических переходов в D_1 -линии может приводить к асимметрии резонанса КПН [47] и соответствующему эффективному сдвигу нуля сигнала ошибки. Мы предполагаем, что именно этот эффект ответственен за наблюдаемую в наших экспериментах нелинейную зависимость $\Delta_f(P)$, поскольку качественное ее поведение согласуется с теорией, развитой в работе [44] на основе упрощенной Λ -схемы уровней энергии в атоме.

Влияние асимметрии спектра ЛВР на сдвиг сигнала ошибки зависит не только от разницы в оптических мощностях соответствующих боковых полос, но и от полной оптической мощности [44]. Между тем, относительно небольшая асимметрия спектра ЛВР не влияет существенным образом на линейный характер зависимости сдвига сигнала ошибки

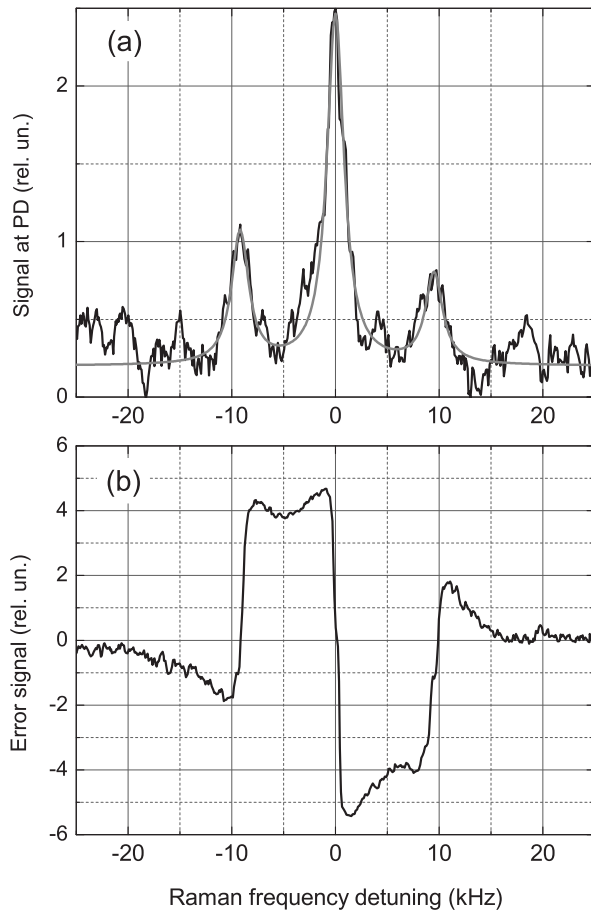


Рис. 2. *a* — Резонанс КПН, возбуждаемый излучением ЛВР при модуляции его тока накачки на частоте примерно 4.6 ГГц. Также присутствует низкочастотная модуляция тока на частоте около 10 кГц при использовании режима ПДХ. Оранжевой кривой показана аппроксимация тремя лоренцевскими контурами, каждый с полушириной около 1 кГц. *b* — Сигнал ошибки на выходе синхронного детектора. $P \approx 20$ мВт, $P_\mu \approx 500$ мВт, $T \approx 60^\circ\text{C}$

от полной оптической мощности, что отражено на рис. 4 *a* (см. также [20, 39, 40]). На этом рисунке приводятся данные для светового сдвига без постоянной составляющей, которая связана в основном с влиянием буферного газа — столкновительный сдвиг (примерно 80 кГц по данным из [48]).

Величиной асимметрии спектра излучения в нашем случае можно управлять не только мощностью сигнала от СВЧ-генератора, но и с помощью изменения напряжения смещения на ЭОМ (U_{EOM}). При поступлении на ЭОМ монохроматической волны это напряжение позволяет эффективно контролировать перераспределение энергии между боковыми полосами и несущей оптической частотой и, в частности, позволяет полностью подавить несущую, оставляя на выходе только полосы ± 1 порядков. В нашем слу-

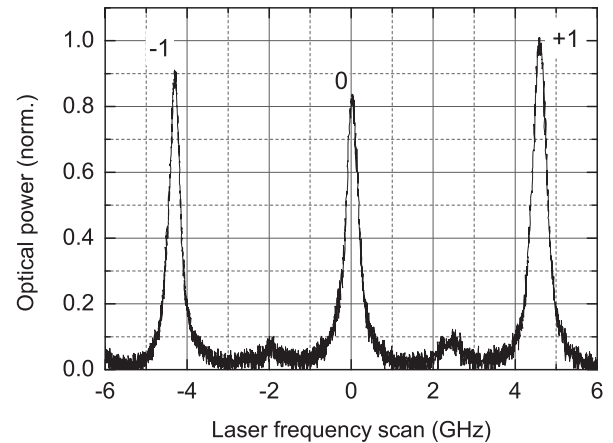


Рис. 3. Спектр излучения ЛВР, ток которого модулирован на частоте 4.6 ГГц. Цифрами указан порядок боковой полосы. Спектр нормирован на величину оптической мощности боковой полосы спектра порядка +1. $P_\mu \approx 500$ мВт (−3 дБм)

чае U_{EOM} используется как еще одна степень свободы для управления асимметрией спектра излучения. Причем этот параметр гораздо более удобный, чем P_μ , поскольку зачастую микроволновая мощность не может быть увеличена достаточно, чтобы наблюдать существенную асимметрию. А именно, с ростом P_μ ЛВР может выходить из режима односторонней генерации [26]. Так, используемый в наших экспериментах ЛВР не позволял подавать на него микроволновую мощность выше примерно 1.5 мВт, т.е. с его помощью не могут быть получены достаточно высокие индексы частотной модуляции, чтобы можно было наблюдать зависимость $\Delta_f(P)$ в виде горизонтальной прямой на рис. 4 *a*, когда штарковский сдвиг сигнала ошибки обращается в нуль (см., например, [25, 32]).

В отличие от P_μ , параметр U_{EOM} позволяет более свободно регулировать асимметрию спектра излучения, распределяя больше оптической мощности то в полосу порядка +1, то в полосу порядка −1, как это изображено на рис. 5. Действительно, на рис. 5 *a* видно, что при $U_{EOM} = -2$ В спектр излучения обладает относительно небольшой асимметрией, как и в случае СВЧ-модуляции только тока ЛВР (см. рис. 3). В данном случае оптические мощности боковых полос различаются примерно на 15%. На рис. 5 *b* это различие гораздо более значительное и составляет уже около 50%, при этом наибольшая мощность приходится на полосу порядка +1. На рис. 5 *c* ситуация обратная: наибольшей мощностью обладает полоса порядка −1.

В конечном счете, подбором комбинации значений P_μ и U_{EOM} можно добиться существенно нели-

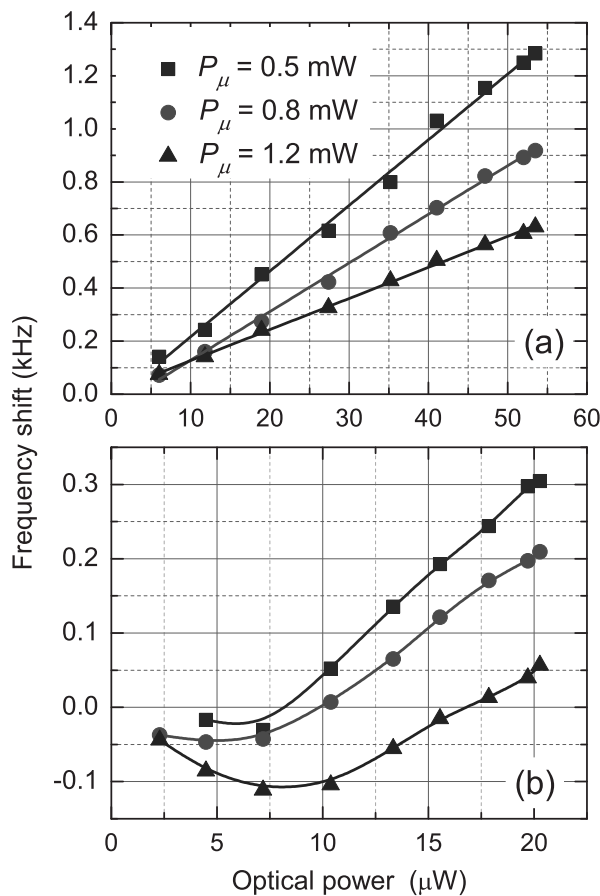


Рис. 4. Световой сдвиг сигнала ошибки от частоты перехода «0–0» только при использовании микроволновой модуляции тока ЛВР (a) и при использовании двойной модуляции сначала тока лазера, а затем излучения с помощью ЭОМ (b). В первом случае СВЧ-сплиттер не использовался (см. рис. 1), а во втором случае указанная микроволновая мощность делилась поровну между ЛВР и ЭОМ. Постоянный фон, не зависящий от P , вычтен из обоих рисунков.
 $U_{EOM} \approx -3$ В. $T \approx 60^\circ\text{C}$

нейного поведения функции $\Delta_f(P)$, как это представлено на рис. 4b. Например, из рисунка следует, что при $P_\mu \approx 1.2$ мВт и $U_{EOM} \approx -3$ В в зависимости $\Delta_f(P)$ имеется пологий минимум (красные треугольники). Положение этого минимума задает оптимальную оптическую мощность $P_{opt} \approx 8$ мкВт, при которой частота КСЧ будет слабо чувствительна к малым вариациям полной оптической мощности в ячейке. Отметим, что такой оптимум присутствует и для меньших значений P_μ .

Асимметрией спектра и, как следствие, положением оптимума на рис. 4b также можно управлять с помощью относительной фазы между амплитудной

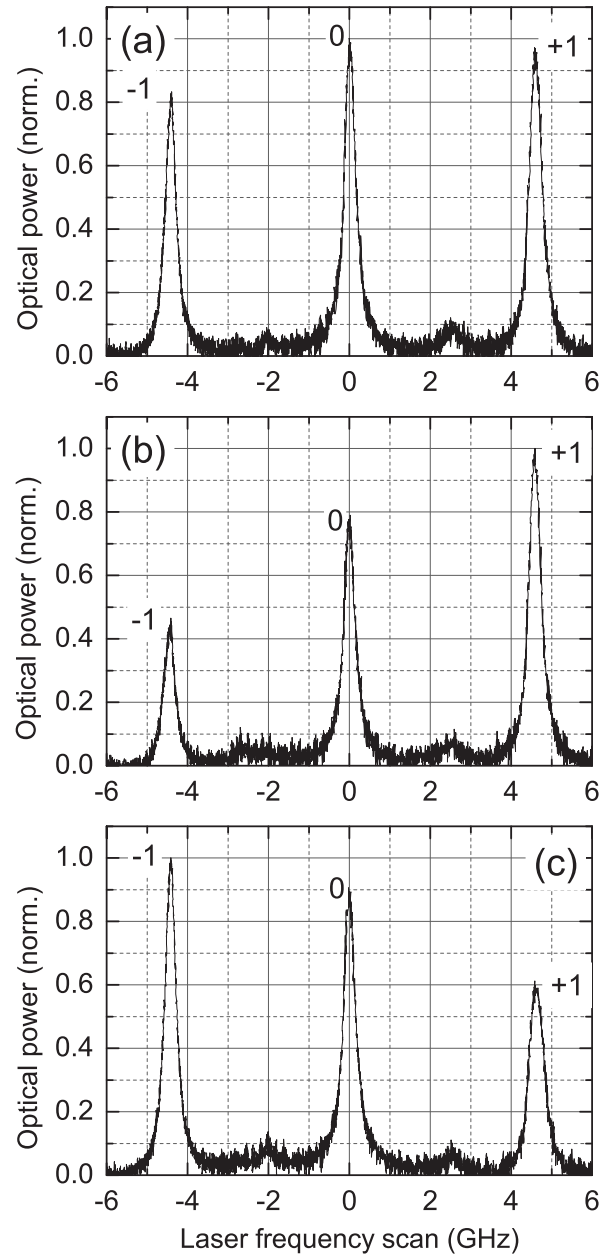


Рис. 5. Спектры излучения ЛВР, прошедшего ЭОМ при $U_{EOM} = -2$ В (a), $U_{EOM} = -1$ В (b) и $U_{EOM} = -3.5$ В (c). Общая мощность СВЧ-сигнала до сплиттера (см. рис. 1) составляет примерно 1.2 мВт (1 дБм)

и частотной типами модуляции спектра. В нашем эксперименте это могло быть осуществлено с помощью регулирования длины проводов, соединяющих сплиттер с микроволновым генератором (см. рис. 1). Более точно это может быть реализовано с помощью соответствующей электроники (фазовращателя для СВЧ-сигнала).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе был исследован новый метод компенсации светового сдвига частоты КСЧ на основе резонансов КПН. Этот метод подразумевает использование двойной СВЧ-модуляции: на одной и той же микроволновой частоте модулируется ток накачки ЛВР и интенсивность лазерного излучения, проходящего через амплитудный ЭОМ. Экспериментально было показано, что такой метод позволяет более свободно управлять асимметрией спектра излучения, чем при использовании только СВЧ-модуляции тока лазера, как в современных миниатюрных атомных часах на основе КПН. В конечном счете использование двойной частотной и амплитудной модуляции позволило наблюдать нелинейный вид зависимости сдвига Δ_f сигнала ошибки от полной оптической мощности P , которая содержит экстремум. Положение этого экстремума задает оптимальную оптическую мощность, вблизи которой частота КСЧ обладает слабой чувствительностью к малым вариациям полной оптической мощности в ячейке с атомами. На качественном уровне такое поведение $\Delta_f(P)$ согласуется с теорией, представленной в работе [44], из чего мы делаем вывод, что наблюдаемая зависимость светового сдвига связана с влиянием асимметрии резонанса КПН. Тем не менее, необходимо дальнейшее развитие теории наблюдаемого эффекта.

Для прямого измерения долговременной стабильности частоты (девиации Аллана) с использованием предложенного метода возбуждения резонансов КПН требуется цезиевая ячейка с другим составом буферного газа, чем тот, что использован нами в проведенных экспериментах (130 Торр неона). Например, можно использовать определенную смесь Ar и Ne, чтобы обеспечить нечувствительность положение резонанса КПН к малым вариациям температуры паров вблизи 60°C. На основе данных из [48] можно показать, что при использовании имеющейся в нашем распоряжении ячейки эта чувствительность существенная и составляет около 9 Гц/К. Такая температурная чувствительность сдвига частоты приведет к относительной долговременной нестабильности КСЧ на уровне около $2 \cdot 10^{-12}$.

После подавления эффекта температурного сдвига за счет правильного соотношения буферных газов в ячейке основными вкладами в долговременную нестабильность будут именно световые сдвиги. На основе приведенных в нашей работе результатов следует, что контроль оптической мощности на уровне 1% от оптимальной мощности (вблизи экс-

тремума зависимости $\Delta_f(P)$, см. рис. 4b) приведет к относительному сдвигу частоты на уровне $5 \cdot 10^{-13}$. Таким образом, при использовании предложенного метода двойной частотной и амплитудной модуляции излучения долговременная нестабильность частоты КСЧ, вызванная малым дрейфом оптической мощности, может быть в разы меньше, чем демонстрируют передовые образцы миниатюрных КСЧ/КПН [8, 9].

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №22-12-00279).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. N. Bandi, N. M. Desai, J. Kaintura et al., *GPS Solutions* **26**, 54 (2022).
2. E. Fernández, D. Calero, and M. Eulàlia Parés, *Sensors* **17**, 370 (2017).
3. S. Nydam, J. Anderson, N. S. Barnwell et al., *A Compact Optical Time Transfer Instrument for Ground-to-Space Synchronization of Clocks*, in Proc. AIAA SPACE and Astronautics Forum and Exposition, Orlando, Florida, USA, 12-14 September 2017. P. 5381.
4. B. L. Schmittberger Marlow and D. R. Scherer, *IEEE Trans. UFFC* **68**, 2007 (2021).
5. S. E. Freeman, L. Emokpae, J. S. Rogers, and G. F. Edelmann, *J. Acoust. Soc. Am.* **143**, EL74 (2018).
6. C. L. Chow, Y. Zhang, M. S. Tse et al., *Overview of Project SPATIUM — Space Precision Atomic-clock Timing Utility Mission*, in Proc. 33rd Annual AIAA/USU Conference on Small Satellites, Logan, Utah, USA, 3-8 August 2019. Report no. SSC19-WKVII-07.
7. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
8. H. Zhang, H. Herdian, A. T. Narayanan et al., *IEEE J. Solid-St. Circ.* **54**, 3135 (2019).
9. М. Н. Сковцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков и др., *Квантовая электроника* **50**, 576 (2020) [M. N. Skvortsov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov et al., *Quantum Electronics* **50**, 576 (2020)].
10. E. Batori, C. Affolderbach, M. Pellaton et al., *Phys. Rev. Applied* **18**, 054039 (2022).
11. Z. L. Newman, V. Maurice, T. Drake et al., *Optica* **6**, 680 (2019).

12. D. Brazhnikov, M. Petersen, G. Coget et al., *Phys. Rev. A* **99**, 062508 (2019).
13. A. Sargsyan, A. Amiryan, Y. Pashayan-Leroy et al., *Opt. Lett.* **44**, 5533 (2019).
14. V. Maurice, Z. Newman, S. Dickerson et al., *Opt. Express* **28**, 24708 (2020).
15. Д. В. Бражников, С. М. Игнатович, И. С. Месензова и др., *КЭ* **50**, 1015 (2020) [D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, I. S. Mesenzova et al., *Quantum Electronics* **50**, 1015 (2020)].
16. A. Gusching, M. Petersen, N. Passilly et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **38**, 3254 (2021).
17. D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, I. S. Mesenzova et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **1859**, 012019 (2021).
18. А. М. Михайлов, Р. Будо, Д. В. Бражников, *ЖЭТФ* **160**, 818 (2021) [A. M. Mikhailov, R. Boudot, and D. V. Brazhnikov, *JETP* **133**, 696 (2021)].
19. Ф. Риле, *Стандарты частоты: Принципы и приложения*, Физматлит, Москва (2009) [F. Riehle, *Frequency Standards: Basics and Applications*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2004)].
20. F. Levi, A. Godone, and J. Vanier, *IEEE Trans. UFFC* **47**, 466 (2000).
21. D. S. Chuchelov, V. V. Vassiliev, M. I. Vaskovskaya et al., *Phys. Scripta* **93**, 114002 (2018).
22. D. Miletic, C. Affolderbach, M. Hasegawa et al., *Appl. Phys. B* **109**, 89 (2012).
23. M. I. Vaskovskaya, E. A. Tsygankov, D. S. Chuchelov et al., *Opt. Express* **27**, 35856 (2019).
24. D. V. Brazhnikov, S. M. Ignatovich, and M. N. Skvortsov, *Phys. Rev. Appl.* **21**, 054046 (2024), DOI: 10.1103/PhysRevApplied.21.054046
25. Y. Yin, Y. Tian, Y. Wang, and S. Gu, *Spectrosc. Lett.* **50**, 227 (2017).
26. A. O. Makarov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov et al., *AIP Conf. Proc.* **2098**, 020010 (2019).
27. V. I. Yudin, M. Yu. Basalaev, A. V. Taichenachev et al., *Phys. Rev. Appl.* **14**, 024001 (2020).
28. M. Abdel Hafiz, R. Vicarini, N. Passilly et al., *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034015 (2020).
29. K. A. Barantsev and A. N. Litvinov, *J. Opt. Soc. Am. B* **39**, 230 (2022).
30. C. Carlé, M. Abdel Hafiz, S. Keshavarzi et al., *Opt. Express* **31**, 8160 (2023).
31. Д. А. Раднатаров, С. М. Кобцев, В. А. Андрюшков и др., *Письма в ЖЭТФ* **117**, 504 (2023) [D. A. Radnatarov, S. M. Kobtsev, V. A. Andryushkov et al., *JETP Lett.* **117**, 504 (2023)].
32. D. Radnatarov, S. Kobtsev, V. Andryushkov, and T. Steschenko, *Proc. SPIE* **11817**, 118170O (2021).
33. A. P. Bogatov, A. E. Drakin, M. I. Vaskovskaya et al., *Opt. Lett.* **47**, 6425 (2022).
34. К. Н. Савинов, А. К. Дмитриев, А. В. Кривецкий, *Квант. электроника* **52**, 116 (2022) [K. N. Savinov, A. K. Dmitriev, and A. V. Krivetskii, *Quantum Electronics* **52**, 116 (2022)].
35. C. Affolderbach, C. Andreeva, S. Cartaleva et al., *Appl. Phys. B* **80**, 841 (2005).
36. C. Long and K. Choquette, *J. Appl. Phys.* **103**, 033101 (2008).
37. F. Gruet, A. Al-Samaneh, E. Kroemer et al., *Opt. Express* **21**, 5781 (2013).
38. E. A. Tsygankov, S. A. Zibrov, M. I. Vaskovskaya et al., *Opt. Express* **30**, 2748 (2022).
39. K. Deng, T. Guo, J. Su et al., *Phys. Lett. A* **373**, 1130 (2009).
40. M. Merimaa, T. Lindvall, I. Tittonen, and E. Ikonen, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 273 (2003).
41. E. D. Black, *Am. J. Phys.* **69**, 79 (2001).
42. I. Ben-Aroya, M. Kahanov, and G. Eisenstein, *Opt. Express* **15**, 15060 (2007).
43. V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, and D. V. Kovalenko, *Opt. Express* **25**, 2742 (2017).
44. V. I. Yudin, M. Yu. Basalaev, A. V. Taichenachev et al., *Phys. Rev. A* **108**, 013103 (2023).
45. N. Beverini, P. Minguzzi, and F. Strumia, *Phys. Rev. A* **4**, 550 (1971).
46. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
47. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. Wynands et al., *Phys. Rev. A* **67**, 033810 (2003).
48. O. Kozlova, S. Guérandel, and E. de Clercq, *Phys. Rev. A* **83**, 062714 (2011).

ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ИОНА ИТТЕРБИЯ-171 БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

О. Н. Прудников ^{a*}, Д. С. Крысенко ^{a,b}, А. В. Тайченачев ^{a,c}, В. И. Юдин ^{a,c,b},

С. В. Чепуров ^a, Н. С. Лапин ^{b,a}, С. Н. Багаев ^{a,c}

^a Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2024 г.,
после переработки 15 мая 2024 г.
Принята к публикации 15 мая 2024 г.

Экспериментально реализована схема лазерного охлаждения иона $^{171}\text{Yb}^+$ в радиочастотной ловушке с использованием трехчастотного лазерного поля, компоненты которого резонансны оптическим переходам линии $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, не требующего наличия магнитного поля. Исключение магнитного поля в цикле лазерного охлаждения позволяет осуществлять прецизионный контроль слабого магнитного поля ($\sim 10^{-2}$ Гс), используемого для спектроскопии часовых переходов в оптическом стандарте частоты на одиночном ионе иттербия, что важно для подавления сдвигов частоты, связанных с квадратичным эффектом Зеемана.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультратехнологичных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S0044451024100122

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение нейтральных атомов и ионов является важным и неотъемлемым этапом в современных экспериментах в области квантовых вычислений и симуляций [1], а также создания современных стандартов частоты на основе как холодных нейтральных атомов в оптических решетках [2–4], так и ионов в радиочастотных ловушках [5–7]. Достигнутый уровень точности оптических стандартов частоты $\Delta\nu/\nu < 10^{-18}$ открывает новые горизонты для развития фундаментальных исследований, таких как исследование влияния гравитационного воздействия поля Земли на пространственно-временной континуум [3, 4, 8, 9], тесты постоянства фундаментальных констант [10, 11],

проверки общей теории относительности, лоренц-инвариантности пространства [12–14], поиск темной материи [15, 16] и др.

Для достижения рекордных уровней точности измерений в современных стандартах частоты необходим учет и подавление систематических сдвигов атомных уровней, имеющих различную природу. Так, например, для стандарта частоты на основе одиночного иона $^{171}\text{Yb}^+$ дальнейший прогресс в увеличении точности может быть связан с контролем и подавлением сдвигов, обусловленных действием равновесного теплового излучения, систематических сдвигов, обусловленных остаточным магнитным полем и сдвигов, связанных с квадратичным эффектом Доплера [6, 13]. Основная сложность в подавлении сдвигов, вызванных магнитным полем, связана с тем, что используемый для лазерного охлаждения переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ не является замкнутым, и для реализации охлаждения, как правило, применяется лазерное поле с двумя ча-

* E-mail: oleg.nsu@gmail.com

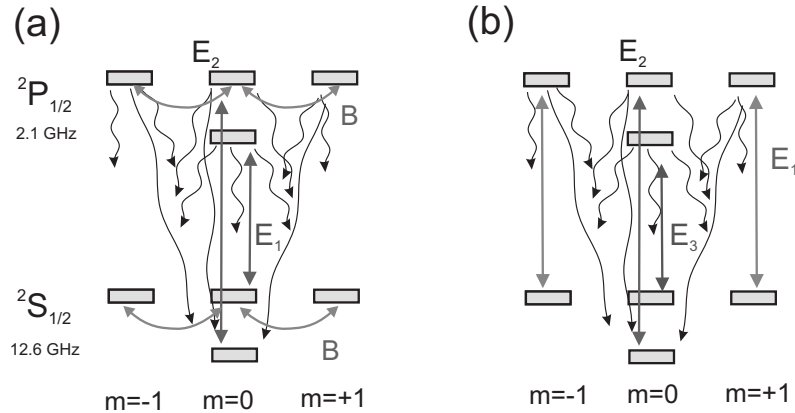


Рис. 1. Схема уровней сверхтонких компонент состояний $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$, используемых для лазерного охлаждения иона иттербия-171 при наличии магнитного поля (a) и без использования магнитного поля (b), согласно схеме, предложенной в работе [23]. Сплошными линиями указаны вынужденные резонансные переходы, вызванные действием частотных компонент, имеющих сонаправленные линейные поляризации. Магнитное поле, ортогональное векторам поляризации, вызывает индуцированные переходы между магнитными подуровнями состояний $^2S_{1/2}(F=1)$ и $^2P_{1/2}(F=1)$

стотными компонентами [17–19] (см. рис. 1 a). В такой схеме необходимо наличие магнитного поля в диапазоне 1–10 Гс для разрушения темных состояний, возникающих на уровне $^2S_{1/2}(F=1)$ в результате эффекта когерентного пленения населенности (КПН). При этом удастся достичь температуры лазерного охлаждения иона порядка доплеровского предела $k_B T_D \simeq \hbar\gamma/3$, которая определяется естественной шириной линии γ оптического перехода $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$. Отметим, что при реализации опросов часовых переходов квадрупольного $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2D_{3/2}(F=2)$ или октупольного $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2F_{7/2}(F=3)$ переходов магнитное поле, используемое для охлаждения, должно отключаться и контролироваться на уровне порядка 0.03 Гс [19–21]. Эффекты гистерезиса при выключении магнитного поля создают значительные сложности для минимизации остаточного магнитного поля и удержания его постоянным как по направлению, так и по амплитуде в различных циклах охлаждения–опроса квантовой системы. Сдвиги частоты перехода, вызванные остаточным магнитным полем порядка 0.03 Гс, имеют порядок $\Delta\nu/\nu_0 \sim 4 \cdot 10^{-17}$, а их относительная неопределенность $u/\nu_0 \sim 10^{-18}$ [6, 11]. Подобные задачи контроля магнитного поля в различных циклах опроса возникают при реализации элементов квантовой логики и квантовых вычислениях на основе ансамбля ионов $^{171}\text{Yb}^+$ [22].

В настоящей работе экспериментально представлен метод лазерного охлаждения, не требующий использования магнитного поля, предложенный и тео-

ретически исследованный нами в работе [23] (см. рис. 1 b). Реализация предложенного метода, кроме указанной в работе [23] схемы охлаждающих полей, требует также изменения схемы оптической перекачки состояния $^2D_{3/2}$, которая возвращает ион в цикл лазерного охлаждения.

2. ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ИОНА В ТРЕХЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Для лазерного охлаждения иона иттербия-171 на квазициклическом переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ будем использовать полихроматическое поле, имеющее три частотные компоненты с волновыми векторами вдоль оси z

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re} \left\{ \sum_{n=1,2,3} \mathbf{E}_n e^{ik_n z} e^{-i\omega_n t} \right\}, \quad (1)$$

где комплексные векторные амплитуды $\mathbf{E}_n$ определяются поляризациями, фазами и интенсивностями частотных компонент ($n=1,2,3$), k_n — соответствующие волновые векторы. Для схемы охлаждения рис. 1 b поляризации частотных компонент выбираются линейными коллинеарными, а их относительная фаза и когерентность не оказывают принципиального влияния на охлаждение иона [23]. Частоты компонент ω_n выбраны вблизи резонансов соответствующих переходов рис. 1 b. Поскольку область локализации иона l мала, $l \ll \pi/|k_m - k_n|$ (для $m \neq n$), то различие набег фаз частотных компонент в области локализации иона можно пренебречь, положив все k_n равными $k_n = k = 2\pi/\lambda$ ($\lambda = 370$ нм).

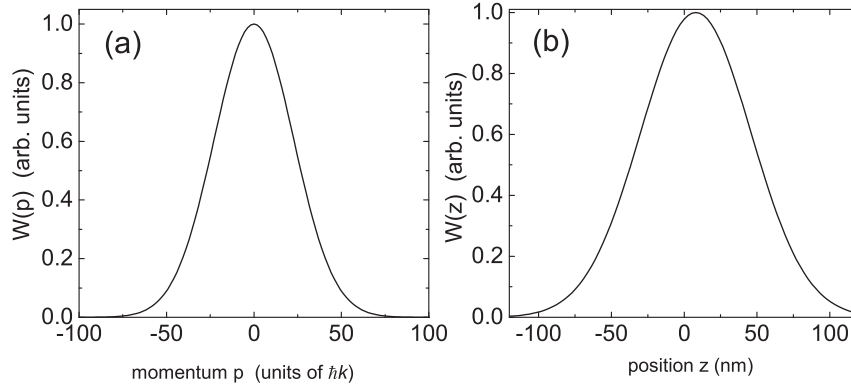


Рис. 2. Импульсное $W(p)$ (а) и пространственное $W(z)$ (б) распределения иона в ловушке, полученные посредством численного решения уравнения Фоккера–Планка (2). Параметры светового поля соответствуют рис. 3. Частота осцилляции иона в ловушке $\omega_{osc} = 600$ кГц

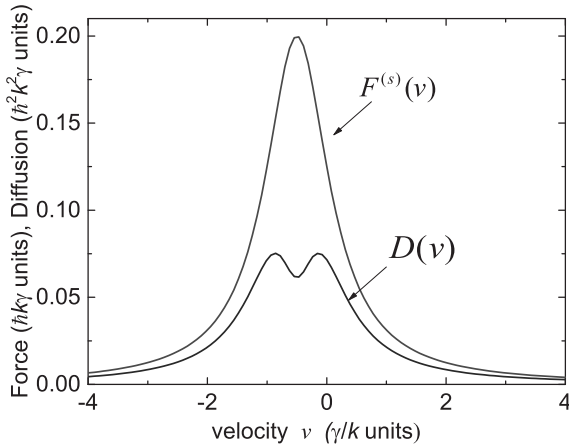


Рис. 3. Зависимость силы светового давления $F^{(s)}(v)$ и коэффициента диффузии $D(v)$ от скорости иона. Поле образовано волнами с сонаправленными линейными поляризациями, частоты Раби полей $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = \gamma$ соответствуют интенсивностям частотных компонент $I = 120$ мВт/см², отстройки $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = -\gamma/2$

Задача лазерного охлаждения иона в радиочастотной ловушке может быть решена в рамках квазиклассического подхода с использованием уравнения Фоккера–Планка для функции распределения в фазовом пространстве $\mathcal{F}(z, p, t)$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{p}{M} \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathcal{F} = - \frac{\partial}{\partial p} F(z, p) \mathcal{F} + \frac{\partial^2}{\partial p^2} D(p) \mathcal{F}. \quad (2)$$

Здесь $F = F^{(s)}(v) + F^{(t)}(z)$ — сила в точке z , действующая на движущийся со скоростью v ион, является суммой сил спонтанного светового давления $F^{(s)}(v)$ и вклада от эффективного потенциала ловушки $F^{(t)}(z) = -\nabla U_{osc}$. Коэффициент диффузии $D(p)$ определяется флуктуациями импульса части-

цы $p = vM$ в результате поглощения и испускания фотонов поля. Выражения для силы и диффузии могут быть получены непосредственно в процессе процедуры редукции квантово-кинетического уравнения для атомной матрицы плотности к уравнению Фоккера–Планка (2) [23, 24].

Решение уравнения Фоккера–Планка (2) может быть получено численно. При этом в слабых полях, когда параметры насыщения

$$S_n = \frac{|\Omega_n|^2}{\delta_n^2 + \gamma^2/4} \ll 1,$$

выражение для температуры холодных атомов может также быть получено аналитически [23]. На рис. 2 представлено численное стационарное решение уравнения Фоккера–Планка (2). Для параметров рис. 3 импульсное распределение иона в ловушке

$$W(p) = \int \mathcal{F}(z, p) dz$$

имеет форму гауссового распределения с температурой $T \simeq 0.4 \hbar \gamma / K_B$ (440 мК). Можно отметить, что координатное распределение иона

$$W(z) = \int \mathcal{F}(z, p) dp$$

смещено от центра ловушки на величину меньше размера области локализации иона, что объясняется действием силы спонтанного светового давления от бегущих компонент световых волн.

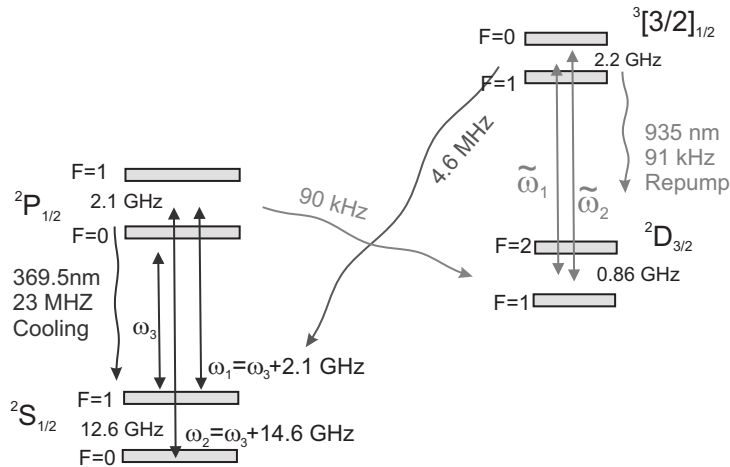


Рис. 4. Схема уровней иона иттербия-171. Стрелками обозначены вынужденные переходы индуцированные полихроматическим полем (369.5 нм) для реализации лазерного охлаждения на квазизамкнутом переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, а также индуцированные переходы лазеров накачки (935 нм) для депопуляции состояния $^2D_{3/2}$. Волнистыми линиями обозначены каналы спонтанных распадов с указанием ширины. Оценки ширины каналов распадов $^3[3/2]_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ сделаны на основе данных работы [25]

3. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕКАЧКА СОСТОЯНИЯ $^2D_{3/2}$ ДВУМЯ НЕЗАВИСИМЫМИ ЛАЗЕРАМИ С ОРТОГОНАЛЬНЫМИ ПОЛЯРИЗАЦИЯМИ

Переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, который используется для лазерного охлаждения иона иттербия не является замкнутым, так как существует канал радиационного распада возбужденного состояния $^2P_{1/2}$ в метастабильное состояние $^2D_{3/2}$ со скоростью 90 кГц, см. рис. 4. Для возврата иона в цикл лазерного охлаждения обычно используется (см, например, [18,19]) двухчастотное линейно-поляризованное лазерное излучение, одна компонента которого резонансна переходу $F_D = 1 \rightarrow F_{[3/2]} = 0$, а другая — переходу $F_D = 2 \rightarrow F_{[3/2]} = 1$, где F_D и $F_{[3/2]}$ — полные угловые моменты сверхтонких компонент состояний $^2D_{3/2}$ и $^3[3/2]_{1/2}$ соответственно. При этом связанные с эффектом когерентного пленения населенностей (КПН) темные состояния на сверхтонких подуровнях $F_D = 1$ и $F_D = 2$ уничтожаются достаточно сильным магнитным полем, ориентированным под определенным (оптимальным) углом по отношению к вектору поляризации лазерного поля. В нашей новой схеме лазерного охлаждения магнитное поле отсутствует, что требует применения метода оптической перекачки, отличного от традиционного. Можно предложить несколько различных вариантов эффективной оптической перекачки состояния $^2D_{3/2}$ в нулевом магнитном поле с использованием многочастотного лазерного излучения, компоненты которо-

го имеют различные поляризации. В данной работе по техническим причинам реализован простейший в некотором смысле вариант, основанный на использовании двух независимых лазеров с ортогональными поляризациями, частоты которых достаточно далеко отстроены от переходов между компонентами сверхтонкой структуры состояний $^2D_{3/2}$ и $^3[3/2]_{1/2}$. В этом случае темные КПН-состояния не возникают из-за совместного независимого действия излучений двух лазеров. Ясно при этом, что интенсивности этих излучений должны быть достаточно большими. Однако конкретный выбор частот и интенсивностей полей заранее не очевиден и требует проведения физико-математического моделирования.

Строго говоря, задачи о лазерном охлаждении иона иттербия на переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ и об оптической перекачке иона из состояния $^2D_{3/2}$ должны решаться совместно на базе системы квантовых кинетических уравнений для матрицы плотности иона с полным учетом сверхтонкой и зеемановской структур уровней, задействованных в радиационных процессах, а также эффектов отдачи при поглощении и испускании фотонов ионом. Проведение такой последовательной программы возможно, но встречает значительные трудности в основном технического характера. В данной работе мы используем упрощенный подход, основанный на приближенном раздельном рассмотрении этих двух задач. В частности, если оптическая перекачка состояния $^2D_{3/2}$ работает эффективно, то система сверхтонких и зеемановских подуровней перехода $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ может

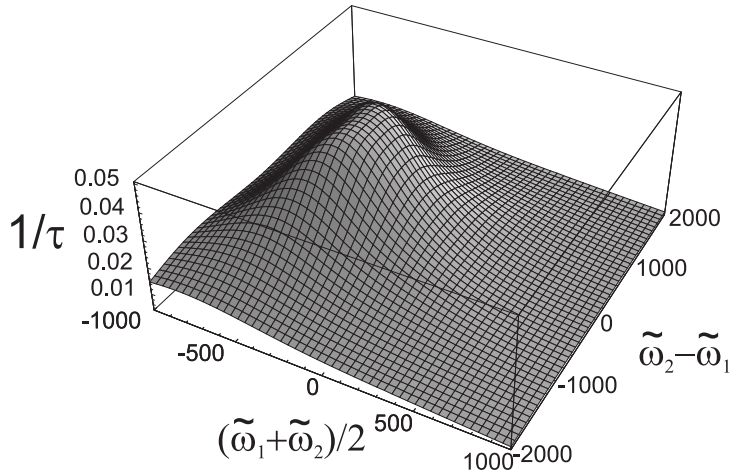


Рис. 5. Обратное время перекачки $1/\tau$ как функция разности $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1$ и полусуммы частот $(\tilde{\omega}_2 + \tilde{\omega}_1)/2$. Все величины, включая $1/\tau$, даны в МГц

приближенно рассматриваться как замкнутая и мы приходим к результатам работы [23], которые кратко изложены выше в разд. 2. В свою очередь, система сверхтонких и зеемановских подуровней перехода $^2D_{3/2} \rightarrow ^3[3/2]_{1/2}$ является сильно открытой (см. рис. 4), и здесь возможна следующая приближенная постановка задачи. Ион в начальный момент времени находится на одном из подуровней состояния $^2D_{3/2}$ (на любом из них с равной вероятностью). Далее, под действием полей, возбуждающих переход $^2D_{3/2} \rightarrow ^3[3/2]_{1/2}$, и вследствие спонтанного распада по каналу $^3[3/2]_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ ион возвращается в цикл лазерного охлаждения на квазициклическом переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$. Задача заключается в том, чтобы найти среднее время перекачки иона из состояния $^2D_{3/2}$ и затем определить оптимальные для этого процесса частоты и интенсивности полей, минимизирующие среднее время перекачки. Это можно сделать, используя метод τ -матрицы, разработанный нами ранее [26, 27]. Сформулируем кратко основные уравнения метода. Мы исходим из того, что матрица плотности $\hat{\sigma}$, описывающая распределение иона по сверхтонким и зеемановским подуровням перехода $^2D_{3/2} \rightarrow ^3[3/2]_{1/2}$, удовлетворяет квантовому кинетическому уравнению

$$\frac{d}{dt}\hat{\sigma} = -\hat{L}\{\hat{\sigma}\}, \quad (3)$$

где лиувиллиан $\hat{L}$ является линейным супероператором, действующим на матрицу плотности $\hat{\sigma}$ и описывающим светоиндуцированные и спонтанные переходы в системе сверхтонких и зеемановских подуровней перехода $^2D_{3/2} \rightarrow ^3[3/2]_{1/2}$. Вид лиувилли-

ана дан в Приложении. Матрица $\hat{\tau}$ определяется как интеграл по времени от матрицы плотности

$$\hat{\tau} = \int_0^\infty \hat{\sigma}(t) dt.$$

Можно показать, что с учетом начального условия $\hat{\sigma}(t=0) = \hat{\sigma}^{(0)}$ и конечного состояния $\hat{\sigma}(t \rightarrow \infty) = 0$ элементы матрицы $\hat{\tau}$ удовлетворяют системе линейных алгебраических уравнений

$$\hat{L}\{\hat{\tau}\} = \hat{\sigma}^{(0)}. \quad (4)$$

Искомое среднее время перекачки τ представляет собой сумму всех диагональных элементов матрицы $\hat{\tau}$:

$$\tau(I_1, I_2, \tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2) = \text{Tr}\{\hat{\tau}\}. \quad (5)$$

Оно зависит от параметров задачи, таких как интенсивности I_i и частоты $\tilde{\omega}_i$ лазерных полей. Можно показать, что определенное таким образом время перекачки имеет нижний предел $\min(\tau) = 2/\gamma_{[3/2]}$, где $\gamma_{[3/2]}$ — скорость спонтанного распада состояния $^3[3/2]_{1/2}$ в основное состояние $^2S_{1/2}$ (4.6 МГц).

При заданных значениях поляризаций (линейные, взаимно ортогональные), интенсивностей I_i и частот $\tilde{\omega}_i$ лазерных полей элементы матрицы $\hat{\tau}$ находятся с помощью процедуры численного решения системы (4). Подчеркнем, что для данного выбора поляризаций это решение является единственным. На рис. 5 представлены результаты расчета обратного времени перекачки τ^{-1} , которое имеет смысл скорости перекачки при $I_1 = I_2 = 150$ Вт/см² и варьировании частот $\tilde{\omega}_i$ в достаточно широких

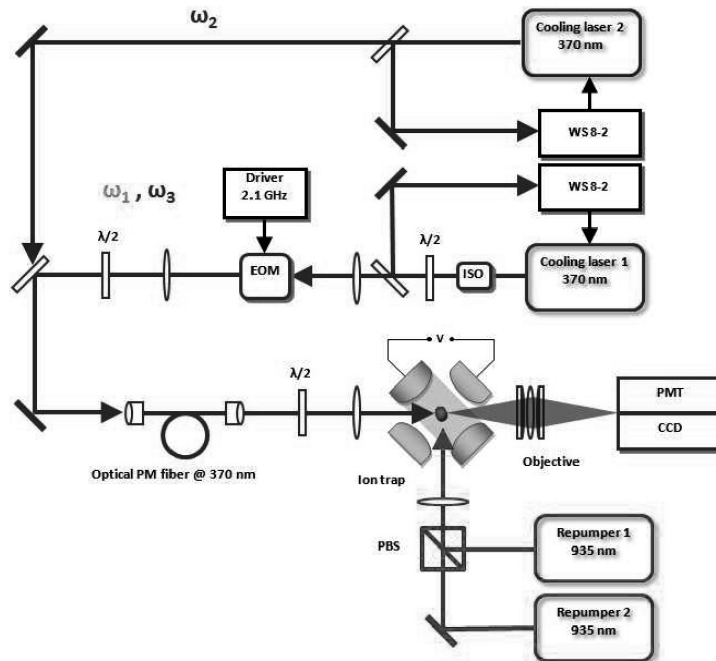


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для охлаждения иона без магнитного поля. EOM — электрооптический модулятор, ISO — оптический изолятор, PMT — фотоэлектронный умножитель, CCD — ПЗС-камера, PBS — поляризационный светоделительный куб

пределах. В случае равных интенсивностей полей картина симметрична относительно перестановки $\tilde{\omega}_1 \leftrightarrow \tilde{\omega}_2$. Поэтому удобно перейти к новым переменным: разность частот $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1$ и полусумма частот $(\tilde{\omega}_2 + \tilde{\omega}_1)/2$, которую мы будем отсчитывать от частоты перехода $F_D = 1 \rightarrow F_{[3/2]} = 1$. На рисунке видно, что имеются два относительно плавных максимума, расположенных в точках $(\tilde{\omega}_2 + \tilde{\omega}_1)/2 \approx -350$ МГц и $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1 \approx \pm 140$ МГц, в которых скорость перекачки достигает значений $1/\tau \approx 0.05$ МГц. Это значение много меньше теоретического предела $\max(1/\tau) = \gamma_{[3/2]}/2 \approx 2$ МГц, но этого уровня эффективности оптической перекачки достаточно для экспериментальной реализации лазерного охлаждения иона иттербия-171 в нулевом магнитном поле.

Время τ в эксперименте, как правило, не измеряется. Однако от этого параметра зависит скорость резонансной флуоресценции на переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, которая играет ключевую роль в процессе лазерного охлаждения иона и непосредственно измеряется в эксперименте. Для того чтобы установить соответствие между скоростью резонансной флуоресценции и временем оптической перекачки будем здесь (и только здесь) приближенно рассматривать переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ как невырожденную двухуровневую систему с эффективным параметром насыщения S . Тогда можно

показать, что скорость резонансной флуоресценции определяется выражением

$$R = \frac{\gamma_P}{1 + (1 + S)/S + \gamma_{P \rightarrow D} \tau(I_1, I_2, \tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2)}, \quad (6)$$

где γ_P — скорость спонтанного распада по каналу $^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$, $\gamma_{P \rightarrow D}$ — скорость спонтанного распада по каналу $^2P_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$. Типичная зависимость скорости R от интенсивности лазеров перекачки (считаем $I_1 = I_2 = I$) при оптимальном выборе частот $(\tilde{\omega}_2 + \tilde{\omega}_1)/2 \approx -350$ МГц, $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1 \approx \pm 140$ МГц и $S = 1$ приведена ниже на рис. 7 в экспериментально доступной области изменения интенсивности. Эта зависимость качественно согласуется с экспериментальными данными (см. ниже).

4. ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 6 представлена схема экспериментальной установки, реализованной на основе оптического стандарта частоты на одиночном ионе иттербия-171, разработанного в Институте лазерной физики СО РАН [28].

Для захвата и удержания иона используется миниатюрная радиочастотная ловушка Пауля с торцевыми электродами [29]. Такой тип ловушки имеет открытый дизайн и, следовательно, удобную загрузку ионов и облегченный доступ оптического излучения. Электроды ловушки, печь для испаре-

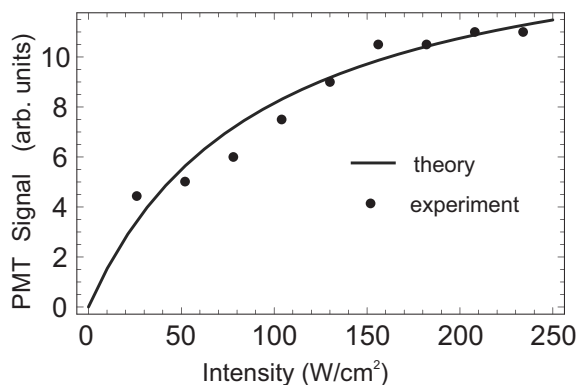


Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала флуоресценции от интенсивности репамперов

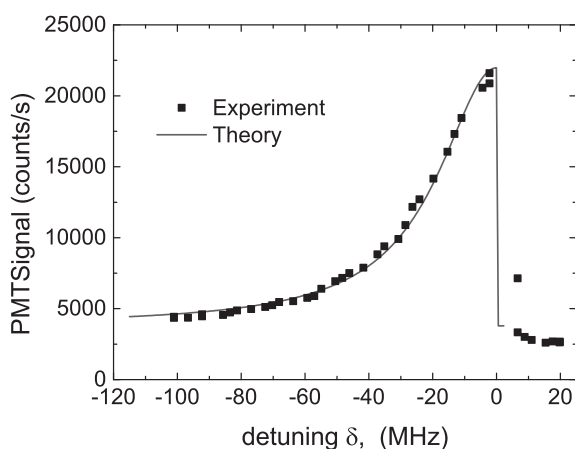


Рис. 8. Спектральный профиль сигнала флуоресценции на охлаждающем переходе иона иттербия-171. Интенсивности частотных компонент охлаждающего лазера равны и соответствуют $I = 500 \text{ мВт/см}^2$ ($\Omega \simeq 2\gamma$)

ния атомов иттербия и три дополнительных электрода используются для подачи постоянного напряжения, компенсирующего несимметричность поля в ловушке вследствие неидеальности конструкции или присутствия паразитных полей. Для формирования удерживающего трехмерного потенциала используется переменное напряжение амплитудой 600 В и частотой 14 МГц. При этом глубина потенциальной ямы составляет 18 эВ, секулярные частоты ловушки $\omega_{osc,z} = 2\omega_{osc,r} = 1.2 \text{ МГц}$. Для увеличения времени удержания иона ловушка размещена в вакуумной камере с давлением остаточных газов менее $5 \cdot 10^{-10} \text{ Торр}$, что позволяет минимизировать потерю ионов вследствие столкновений с молекулами газа.

Доплеровское охлаждение и детектирование иона проводится с помощью полихроматического

лазерного излучения на квазициклическом переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$. Такая схема, как указано выше, позволяет исключить использование магнитного поля для охлаждения и контролировать его на уровне менее 0.03 Гс, необходимом для спектроскопии часовых переходов [19–21]. Охлаждающее излучение формировалось сложением пучков двух полупроводниковых лазеров, частоты которых стабилизировались по измерителю длин волн Ангстрем WS8-2 и были настроены на компоненты $F = 1 \rightarrow F = 0$ (лазер 1, частота ω_3) и $F = 0 \rightarrow F = 1$ (лазер 2, частота ω_2) охлаждающего перехода (рис. 4). Для генерации спектральной составляющей ω_1 , возбуждающей компоненту охлаждающего перехода $F = 1 \rightarrow F = 1$, излучение лазера 1 модулируется электрооптическим модулятором (ЭОМ) на частоте 2.1 ГГц. Интенсивности всех полей примерно равны, поляризации линейные параллельные, пучки коллинеарные.

Излучение флуоресценции от иона, индуцированное охлаждающим лазером, проецируется с помощью многолинзового объектива на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) и на матрицу прибора прибора с зарядовой связью (ПЗС). Изображение на ПЗС-камере используется для определения количества частиц, захваченных в ловушку, для контроля положения иона в ловушке, а также для грубой оценки температуры иона по размеру облака. Сигнал ФЭУ служит для определения общей скорости флуоресценции с высоким временным разрешением.

Для снятия заселенности уровней $^2D_{3/2}$ и $^2F_{7/2}$ используются перекачивающие диодные лазеры на длинах волн 935 нм и 760 нм соответственно. Перекачивающее излучение на 935 нм формировалось сложением пучков двух нестабилизированных по частоте полупроводниковых лазеров с линейными ортогональными поляризациями (рис. 4).

В предложенной схеме доплеровского охлаждения без магнитного поля был получен сигнал флуоресценции. Амплитуда сигнала в центре резонанса составила около 20000 фотонов/с, что сравнимо с традиционной схемой охлаждения с использованием магнитного поля и указывает на сравнимую эффективность лазерного охлаждения. Максимальный сигнал флуоресценции наблюдается при отстройке репамперов $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1 \simeq 700 \pm 100 \text{ МГц}$ и интенсивностях каждого из лазеров более 150 Вт/см^2 (рис. 7), что качественно соответствует результатам теоретического анализа разд. 3.

На рис. 8 показан резонансный сигнал флуоресценции на охлаждающем переходе в зависимости от общей отстройки δ при выборе отстроек частотных

компонент равными $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = \delta$, а также при равных интенсивностях частотных компонент, т.е. $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = \Omega$, что соответствует оптимальному режиму лазерного охлаждения [23]. Теоретический сигнал флуоресценции иона в ловушке представляется в виде свертки населенности возбужденных состояний $\rho^e = \rho_1^e + \rho_0^e$ (где ρ_1^e и ρ_0^e — полные населенности состояний $^2P_{1/2}(F=1)$ и $^2P_{1/2}(F=0)$ соответственно) с функцией распределения холодного иона по скоростям $W(v)$:

$$S(\delta, \Omega) = A \int \rho^e(\delta, \Omega, v) W(v) dv + B, \quad (7)$$

где коэффициент A определяет эффективность детектирования сигнала, а B — фоновый сигнал фотодетектора.

Сигнал имеет спектральную полуширину по полувысоте (HWHM) порядка 22 МГц, что свидетельствует о том, что ион охлажден и его движение не вносит вклада в уширение спектральной линии. Резкое падение сигнала флуоресценции для синих отстройек связано с тем, что при смене знака отстройки процесс лазерного охлаждения меняется на нагрев. Оценку для температуры сверху можно получить, исходя из размера облака, которое меньше чем разрешение оптической системы, что дает величину порядка 100 мК.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально реализована альтернативная схема лазерного охлаждения $^{171}\text{Yb}^+$ в радиочастотной ловушке, не требующая наличия магнитного поля. Отсутствие необходимости использования магнитного поля в цикле лазерного охлаждения позволяет осуществлять прецизионный контроль остаточного магнитного поля, исключив его флуктуации, связанные с включением/отключением магнитного поля в диапазоне 1–10 Гс, которые требуются в стандартных схемах лазерного охлаждения иона.

Реализация представленной схемы лазерного охлаждения иона также потребовало изменения схемы оптической накачки, необходимой для депопуляции состояния $^2D_{3/2}$, на которое возможен распад из состояния $^2P_{1/2}$. Предложенная схема оптической перекачки с использованием излучения двух независимых лазеров с ортогональными поляризациями в отсутствие магнитного поля продемонстрировала свою эффективность и позволила достичь сравнимого со стандартной схемой уровня флуоресценции сигнала.

Представленная схема лазерного охлаждения иона без использования магнитного поля перспективна для дальнейшего увеличения точности оптического стандарта частоты на одиночном ионе $^{171}\text{Yb}^+$. Прецизионный контроль остаточного магнитного поля на уровне менее $\sim 10^{-2}$ Гс позволит подавить флуктуации магнитного поля и уменьшить вклад в неопределенность частоты, связанной с квадратичным эффектом Зеемана, до уровня $u/\nu_0 \sim 10^{-19}$ и меньше.

Финансирование. Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант No 23-22-00198, <https://rscf.ru/project/23-22-00198/>

ПРИЛОЖЕНИЕ.

КВАНТОВОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ ИОНА В ДВУХЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим квазирезонансное взаимодействие иона, находящегося в системе сверхтонких и зеемановских подуровней перехода $^2D_{3/2} \rightarrow ^3[3/2]_{1/2}$ с двухчастотным полем

$$\tilde{\mathbf{E}}(t) = \sum_{i=1,2} \tilde{E}_i \mathbf{e}_i e^{-i\tilde{\omega}_i t} + \text{c.c.}, \quad (\text{П.1})$$

где $\tilde{E}_i$ — комплексная амплитуда и $\mathbf{e}_i$ — единичный вектор поляризации i -й компоненты поля с частотой $\tilde{\omega}_i$. Гамильтониан иона во внешнем переменном поле имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t). \quad (\text{П.2})$$

Здесь $\hat{H}_0$ — гамильтониан свободного иона, который запишем в виде суммы произведений энергий сверхтонких компонент состояний $^2D_{3/2}$ и $^3[3/2]_{1/2}$ на соответствующие проекционные операторы:

$$\hat{H}_0 = \sum_{(F)} \left\{ \mathcal{E}_{F[3/2]} \hat{\Pi}_{F[3/2]} + \mathcal{E}_{FD} \hat{\Pi}_{FD} \right\}, \quad (\text{П.3})$$

определенные стандартным образом через сумму произведений кет- и бра-векторов зеемановских подуровней, например

$$\hat{\Pi}_{FD} = \sum_{m=-F_D}^{F_D} |F_D, m\rangle \langle F_D, m|.$$

Оператор взаимодействия с лазерным полем в резонансном и дипольном приближениях имеет вид

$$\hat{V}(t) = \hbar \sum_{i=1,2} \Omega_i \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i e^{-i\tilde{\omega}_i t} + \text{H.c.}, \quad (\text{П.4})$$

где частоты Раби определяются произведением приведенного дипольного момента перехода на амплитуду соответствующей компоненты поля

$$\Omega_i = \frac{\tilde{d}\tilde{E}_i}{\hbar}, \quad (\text{П.5})$$

а циклические компоненты безразмерного оператора дипольного момента выражаются через коэффициенты Клебша – Гордана и $6j$ -символы следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{D}} &= \sum_{(F)} \hat{\mathbf{D}}(F_{[3/2]}, F_D); \\ \hat{D}_q(F_{[3/2]}, F_D) &\equiv \hat{\mathbf{D}}(F_{[3/2]}, F_D) \cdot \mathbf{e}_q = \\ &= \sqrt{2(2F_D + 1)} \begin{Bmatrix} 3/2 & 1/2 & 1 \\ F_{[3/2]} & F_D & 1/2 \end{Bmatrix} \times \\ &\times \sum_{(\mu, m)} |F_{[3/2]}, \mu\rangle C_{F_D m 1 q}^{F_{[3/2]} \mu} \langle F_D, m|. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

Квантовое кинетическое уравнение для матрицы плотности $\hat{\sigma}$, описывающей распределение по внутренним степеням свободы иона в поле (П.1), имеет вид

$$\frac{d}{dt}\hat{\sigma} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}] - \frac{i}{\hbar} [\hat{V}(t), \hat{\sigma}] - \hat{\Gamma}\{\hat{\sigma}\}. \quad (\text{П.7})$$

Радиационная релаксация описывается оператором $\hat{\Gamma}\{\hat{\sigma}\}$. Все операторы представляются матрицами в базисе сверхтонких и зеемановских подуровней перехода $^2D_{3/2} \rightarrow ^3[3/2]_{1/2}$ с состояниями $\{|F_D, m\rangle\}$ и $\{|F_{[3/2]}, \mu\rangle\}$. Матрицу плотности $\hat{\sigma}$ можно разделить на четыре матричных блока: диагональные блоки $\hat{\sigma}_{DD}$ и $\hat{\sigma}_{[3/2][3/2]}$ можно рассматривать как матрицы плотности соответствующих уровней, а недиагональные блоки $\hat{\sigma}_{[3/2]D}$ и $\hat{\sigma}_{D[3/2]}$ описывают оптические когерентности между уровнями. Выделим в недиагональном блоке $\hat{\sigma}_{[3/2]D}$ быстрые осцилляции на оптических частотах $\tilde{\omega}_i$ в явном виде:

$$\hat{\sigma}_{[3/2]D} = \sum_{i=1,2} \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} e^{-i\tilde{\omega}_i t}. \quad (\text{П.8})$$

Матрицы относительно медленноменяющихся амплитуд удовлетворяют уравнениям с постоянными коэффициентами

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \frac{\gamma_{[3/2]}}{2} - i\tilde{\omega}_i \right) \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)}] = \\ = -i\Omega_i [\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i \hat{\sigma}_{DD} - \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]} \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i]. \end{aligned} \quad (\text{П.9})$$

При этом квантовые кинетические уравнения для диагональных блоков

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \gamma_{[3/2]} \right) \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]}] = \\ = -i \sum_i [\Omega_i \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(i)} - \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} \Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger] - \\ -i \sum_{i \neq j} [\Omega_i \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i e^{-i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t} \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(j)} - \\ \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(j)} \Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger e^{i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t}] \end{aligned} \quad (\text{П.10})$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \hat{\sigma}_{DD} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}_{DD}] - \\ - \gamma_{[3/2] \rightarrow D} \sum_{q=0, \pm 1} \hat{D}_q^\dagger \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]} \hat{D}_q = \\ = -i \sum_i [\Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} - \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(i)} \Omega_i (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)] - \\ -i \sum_{i \neq j} [\Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger e^{i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t} \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(j)} - \\ - \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(j)} \Omega_i (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i) e^{-i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t}] \end{aligned} \quad (\text{П.11})$$

содержат слагаемые (две последние строки в (П.10) и (П.11)) осциллирующие на разности частот $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1$. Эти слагаемые описывают совместное когерентное действие частотных компонент поля и приводят к ряду важных явлений в нелинейной оптике и спектроскопии, связанных с квантовыми биениями, в частности, к резонансам когерентного пленения населенностей (см., например, [30]). Однако для рассматриваемой в данной работе области изменения частот $\tilde{\omega}_i$, которые достаточно далеко отстроены (на сотни МГц) как от однофотонных, так и двухфотонных резонансов и интенсивностей полей (соответствующие частоты Раби Ω_i не превышают 200 МГц), формирование высших гармоник матрицы плотности $\hat{\sigma}$ на разности частот происходит с малой эффективностью и практически не влияет на процесс оптической перекачки. По этой причине здесь мы ограничимся нулевым приближением, опуская вторые строки в уравнениях (П.10) и (П.11), что соответствует совместному, но полностью независимо действующему двух лазеров перекачки. Очевидно при этом, что систему уравнений (П.9)–(П.11) можно представить в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (3). Таким образом, уравнения (П.9), (П.10) определяют в рассматриваемом приближении супероператор $\hat{L}$. Что касается начального условия $\hat{\sigma}^{(0)}$, которое фигурирует в уравнении (4), то оно соответствует равномерному и изотропному распределению по подуровням состояния $^2D_{3/2}$:

$$\hat{\sigma}^{(0)} = \frac{\sum_{F_D} \hat{\Pi}_{F_D}}{8}. \quad (\text{П.12})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Nielsen, and I.L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*, Cambridge University Press (2010).
2. S. Falke, N. Lemke, Ch. Grebing et al., *New J. Phys.* **16**, 073023 (2014).
3. M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai, and H. Katori, *Nat. Photonics* **14**, 411 (2020).
4. W. F. McGrew, X. Zhang, R. J. Fasano, S. A. Schaffer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. C. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppo, T. H. Yoon, and A. D. Ludlow, *Nature* **564**, 87 (2018).
5. C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 070802 (2010).
6. N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt, C. Tamm, and E. Peik, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 063001 (2016).
7. Y. Huang, H. Guan, P. Liu, W. Bian, L. Ma, K. Liang, T. Li, and K. Gao, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 01300 (2016).
8. G. Lion, I. Panet, P. Wolf, C. Guerlin, S. Bize, and P. Delva, *J. Geodes.* **91**, 597 (2017).
9. W. F. McGrew, X. Zhang X, R. J. Fasano, S. A. Schaffer, K. Beloy, D. Nicolodi, R. C. Brown, N. Hinkley, G. Milani, M. Schioppo, T.H. Yoon, and A. D. Ludlow, *Nature* **564**, 87 (2018) .
10. R. M. Godun, P. B. R. Nisbet-Jones, J. M. Jones, S. A. King, L. A. M. Johnson, H. S. Margolis, K. Szymaniec, S. N. Lea, K. Bongs, and P. Gill, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 210801 (2014).
11. N. Huntemann, B. Lipphardt, C. Tamm, V. Gerginov, S. Weyers, and E. Peik, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 210802 (2014).
12. V. Dzuba, V. V. Flambaum, M. S. Safronova, S. G. Porsev, T. Pruttivarasin, M. A. Hohensee, and H. Haffner, *Nature Physics* **12**, 465 (2016).
13. C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange, C. Tamm, E. Peik, M. S. Safronova and S. G. Porsev, *Nature* **567**, 2048 (2019).
14. L. S. Dreissen, C.-H. Yeh, H. A. Furst, K. C. Grensemann, and T. E. Mehlstäubler, *Nature Commun.* **13**, 7314 (2022).
15. A. Arvanitaki, J. Huang, and K.V. Tilburg, *Phys. Rev. D* **91**, 015015 (2015).
16. Y.V. Stadnik, and V.V. Flambaum, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 201301 (2015).
17. Chr. Tamm, S. Weyers, B. Lipphardt, and E. Peik, *Phys. Rev. A* **80**, 043403 (2009).
18. O. N. Prudnikov, S. V. Chepurov, A. A. Lugovoy, K. M. Rumynin, S. N. Kuznetsov, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and S. N. Bagayev, *Quant. Electron.* **47**, 806 (2017).
19. S. V. Chepurov, A. A. Lugovoy, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, and S. N. Bagayev, *Quant. Electron.* **49**, 412 (2019).
20. N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, Chr. Tamm, and E. Peik, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090801 (2012).
21. N. Huntemann, B. Lipphardt, M. Okhapkin, Chr. Tamm, E. Peik, A. V. Taichenachev and V. I. Yudin, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 213002 (2012).
22. M. A. Aksenov, I. V. Zalivako, I. A. Semerikov, A. S. Borisenko, N. V. Semenin, P. L. Sidorov, A. K. Fedorov, K. Yu. Khabarova, and N. N. Koblachevsky, *Phys. Rev. A* **107**, 052612 (2023).
23. D. S. Krysenko and O. N. Prudnikov, *JETP* **137**, 239 (2023).
24. O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin and V. I. Yudin, *JETP* **88**, 433 (1999).
25. E. Biemontyz, J-F Dutrieuxz, I. Martinx, and P. Quinetz, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 3321 (1998).
26. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **63**, 033402 (2001).
27. A. P. Kulosa, O. N. Prudnikov, D. Vadlejch, H. A. Furst, A. A. Kirpichnikova, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, and T. E. Mehlstäubler, *New J. Phys.* **25** 053008 (2023).
28. S. V. Chepurov, N. A. Pavlov, A. A. Lugovoy, S. N. Bagayev, and A. V. Taichenachev, *Quantum Electronics* **51**, 473 (2021).
29. C. A. Schrama, E. Peik, W. W. Smith, and H. Walther, *Opt. Comm.* **101**, 32 (1993).
30. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. Wynands, M. Stahler, J. Kitching, and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **67**, 033810 (2003).

DETECTION OF METRONIDAZOLE AND FAMPRIDINE BY NMR AT ZERO AND ULTRALOW MAGNETIC FIELD

D. B. Burueva^{a*}, *J. Eills*^{b,c,d}, *R. Picazo-Frutos*^{b,c,d}, *K. V. Kovtunov*^a, *D. Budker*^{b,c,d,e},

I. V. Koptug^{a**}

^a *International Tomography Center
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences
630090, Novosibirsk, Russia*

^b *Helmholtz-Institut Mainz
55099, Mainz, Germany*

^c *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
64291, Darmstadt, Germany*

^d *Institute of Physics, Johannes Gutenberg-Universität
55128, Mainz, Germany*

^e *Department of Physics, University of California
CA 94720-7300, Berkeley, USA*

Received May 15, 2024
revised version May 15, 2024
Accepted for publication June 18, 2024

In this work the biocompatible molecules — metronidazole and fampridine — were successfully hyperpolarized using parahydrogen via the signal amplification by reversible exchange approach. The nuclear magnetic resonance (NMR) signals from both molecules were detected at zero- to ultralow magnetic field (ZULF) using commercially available rubidium vapor magnetometer from QuSpin.

This paper is published as part of the Proceedings of the Conference «Physics of Ultracold Atoms» (PhUHA-2023), Novosibirsk, December 2023

DOI: 10.31857/S0044451024100134

1. INTRODUCTION

Nuclear magnetic resonance spectroscopy is a powerful analytical tool to ascertain structure, dynamics and chemical environment of molecules. NMR is extensively used in chemistry, physics and related fields in both industrial and academic settings. Magnetic resonance imaging (MRI), a modality of NMR with spatial resolution, is also routinely used for diagnostic visualization in medicine.

In conventional NMR, the signal is detected using inductive coupling, whereby the sample of interest is placed in a static magnetic field (B_0) and the

Larmor precession of nuclear spins induces an electromotive force (EMF) in a detection coil, which is part of a resonant circuit. In general, NMR is a relatively low-sensitivity spectroscopic technique due to an inherently low degree of nuclear spin polarization (P) with respect to the applied magnetic field. For the most sensitive stable nucleus, proton ^1H , the spin polarization in thermal equilibrium is on the order of $10^{-4} - 10^{-5}$ in the magnets of modern NMR instruments at room temperature; for other nuclei with smaller gyromagnetic ratio (γ) the polarization is even lower. Both the EMF and the thermal nuclear spin polarization are proportional to the magnetic field; thus, standard NMR typically operates at high magnetic fields (up to 28 T) to benefit from higher sensitivity and higher chemical shift dispersion. This makes NMR beyond a specialized laboratory environment an uncommon practice.

* E-mail: burueva@tomo.nsc.ru

** E-mail: koptug@tomo.nsc.ru

At the same time, in addition to the continuing trend in induction-detected NMR toward higher sensitivity and instrumentation complexity, relatively low-field (down to the Earth's field) implementations of NMR are of significant interest beyond laboratory settings [1], in industry [2], petrophysics and logging [3].

Meanwhile, non-inductive schemes for NMR detection are being developed that do not require high magnetic fields. These techniques operate at low and ultralow field enabling the direct detection of the oscillations of sample magnetization. Several approaches have been implemented for NMR detection using superconducting quantum interference devices (SQUIDs) [4], single nitrogen vacancy (NV) centers in diamond [5], and atomic magnetometers [6]. Optically-pumped magnetometers are highly sensitive NMR sensors that can operate at near-zero field within magnetic shielding. The intramolecular spin-spin interactions are predominant in such magnetic fields, while the Zeeman interaction can be considered as a perturbation. Complementary to classical high-field NMR, zero- to ultralow-field (ZULF) NMR offers several advantages. In particular, the setup can be relatively inexpensive and portable as no superconducting magnet and no cryogenics are required. Such low-frequency NMR detection approaches attract significant attention as a platform for developing compact NMR devices [7]. Furthermore, ZULF NMR is free from susceptibility effects and chemical fingerprinting is available even for heterogeneous or multiphasic samples (e.g., with gas-liquid, gas-liquid-solid interfaces) inside electrically conductive materials such as metal containers [8]. In ZULF NMR the sensitivity issues are often solved via field-cycling techniques, e.g., preliminary magnetization of the sample in a magnetic field of 1-2 T (typically produced with permanent magnets) with the subsequent transfer of the sample to ZULF for detection. However, nuclear spin hyperpolarization [9] methods can be alternatively used for this purpose, and both dissolution dynamic nuclear polarization [10] and parahydrogen-based hyperpolarization techniques [11] have been already demonstrated in the context of ZULF NMR.

Parahydrogen-induced polarization (PHIP) [12] technique utilizes parahydrogen ($p\text{-H}_2$; the nuclear spin isomer of molecular hydrogen with the total spin of 0) as a versatile source of hyperpolarization. The correlated state of the nuclear spins of $p\text{-H}_2$ can be inherited by $p\text{-H}_2$ -derived protons in a product molecule produced via catalytic hydrogenation of a suitable precursor. Alternatively, the singlet state of $p\text{-H}_2$ can be used to hyperpolarize a molecule of interest by reversible exchange of $p\text{-H}_2$ and the target molecule on

a catalyst (usually, a metal complex of Ir) by means of spin-polarization transfer from $p\text{-H}_2$ -derived hydrides to the target nuclei. This phenomenon is named signal amplification by reversible exchange (SABRE) [13]. The SABRE method opened the door to a new class of molecules to be hyperpolarized; the main requirement is the ability of a polarizable molecule to bind with a polarization-transfer catalyst. This requirement is typically fulfilled for heterocycles containing an electron-donating heteroatom, such as nitrogen [14]. Importantly, N-heterocyclic structures are a common building block for drugs and biomolecules. A number of biocompatible molecules including nicotinamide [15, 16], pyrazinamide [17], pyridazine derivatives [18], nitroimidazoles [19, 20] have been successfully hyperpolarized. SABRE arouses much interest as a promising hyperpolarization method for ultrafast and inexpensive production of hyperpolarized contrast agents for biomedical magnetic resonance imaging [21, 22]. In turn, ZULF NMR offers a unique modality for *in situ* NMR detection and monitoring SABRE response during the process optimization since such setup is portable and free from hyperpolarization losses associated with sample transfer. From the first ZULF NMR detection of SABRE-hyperpolarized signals [23] this field is expanding and far reaching; using ZULF NMR it became possible to elucidate the SABRE magnetic field profiles [24], monitor the catalyst activation [25], and optimize further relay of SABRE hyperpolarization to other molecules [26]. Thus, the combination of SABRE and ZULF NMR has shown itself to be a practically convenient and productive experimental modality.

In this work, we demonstrate the feasibility of detection of metronidazole and fampridine (another nonproprietary name is dalfampridine; the chemical name is 4-aminopyridine) by NMR at zero- and ultralow magnetic fields. ^{15}N -labeled substrates were used in order to increase the sensitivity. $[^{15}\text{N}_3]\text{Metronidazole}$ and $[^{15}\text{N}]\text{fampridine}$ were obtained using previously described synthetic procedures (see the Experimental Section for details). Their chemical structures are presented in Fig. 1 a. Both molecules were hyperpolarized using the SABRE procedure. During the SABRE process the substrate of interest remains chemically unaltered and its hyperpolarization builds up due to the following steps: 1) activation of Ir complex under H_2 atmosphere and an excess of the substrate. 2) The substrate and the $p\text{-H}_2$ -derived hydrides come into temporary contact on the iridium metal center. 3) Polarization transfer occurs in the formed active SABRE complex through the J -coupling network. 4) The re-

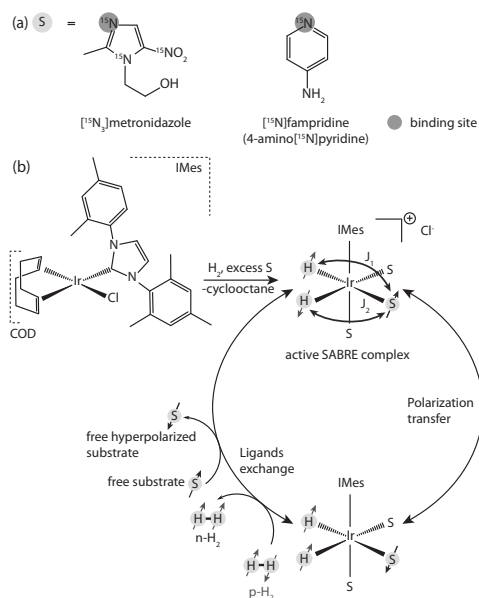


Fig. 1. *a* — The chemical structures of the studied molecules. *b* — The scheme illustrating SABRE approach. The SABRE precatalyst is $[\text{Ir}(\text{IMes})(\text{COD})\text{Cl}]$, where COD is 1,5-cyclooctadiene and IMes is 1,3-bis(2,4,6-trimethylphenyl)imidazol-2-ylidene. The SABRE precatalyst converts into the active complex in the presence of molecular hydrogen and an excess of substrate

versible exchange of substrate and $p\text{-H}_2$ with their free counterparts in the solution leads to hyperpolarization buildup on the free substrate. The SABRE process is schematically depicted in Fig. 1 *b*.

Both molecules are FDA-approved drugs. Fampridine is a specific blocker of potassium ion channels and a clinically approved drug for the symptomatic treatment of patients with multiple sclerosis [27]. Metronidazole is an important and widely used antiprotozoal drug [28]. Both molecules can be potentially used as hyperpolarized MRI tracers for detection of altered metabolic conditions: metronidazole can be used as an MRI sensor of hypoxia conditions based on its metabolic transformation in O_2 -starved tissues [19, 29, 30]; fampridine, in turn, can be potentially used for the MRI detection of demyelinated lesions [31]. The fast production of long-lived hyperpolarized metronidazole and fampridine in large quantities is of interest for the development of new test assays in biological research and MRI monitoring of metabolism *in vivo*, and ZULF NMR is a promising platform for inline monitoring of the SABRE process. As mentioned above, under ZULF conditions, the Zeeman interactions (which dominate in the classical NMR experiment) can be considered as a perturbation with

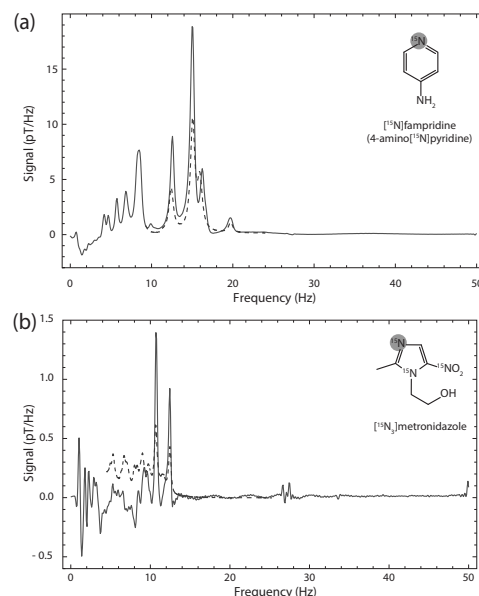


Fig. 2. The low-frequency NMR signals detected at ultralow field (<40 nT) from (a) $[^{15}\text{N}]\text{fampridine}$ and (b) $[^{15}\text{N}_3]\text{metronidazole}$ hyperpolarized via signal amplification by reversible exchange with parahydrogen. Each spectrum is the result of 200 averages. Insets show the chemical structures of corresponding substrates. The signal at 27 Hz arises due to electronic noise from the QuSpin zero-field atomic magnetometer. The dotted lines show corresponding simulated spectra

respect to the J -coupling interactions between the nuclei of the studied molecules and dipole-dipole interactions. In this case, the so-called J -spectrum is obtained, which can be complex and sensitive to changes in the geometry, conformation and electronic state of the molecule under study.

In this work, the J -spectra from SABRE-hyperpolarized metronidazole and fampridine were acquired using commercially available QuSpin zero-field atomic magnetometer [32], the principle of which is based on optical pumping and probing atomic rubidium [33]. The experimentally detected ZULF NMR spectra of $[^{15}\text{N}_3]\text{metronidazole}$ and $[^{15}\text{N}]\text{fampridine}$ are shown in Fig. 2. Both the NMR sample tube and the magnetometer were placed inside the four-layer magnetic shield and the sensor was positioned near the side of the NMR tube [34].

The obtained J -spectra are directly related to the J -coupling interactions in the studied molecules. For $[^{15}\text{N}]\text{fampridine}$ (or 4-amino $[^{15}\text{N}]$ pyridine), the strongest J -coupling is $^2J_{\text{NH}}$ between ^{15}N in the pyridine ring and the two ortho-protons, and the ^{14}N nucleus (in the amino group) can be disregarded due to self-decoupling via fast quadrupolar relaxation.

Thus, the main peak for ^{15}N fampridine appears at $3/2 \times {}^2J_{\text{NH}}$ [35], which corresponds to 15 Hz. The long-range couplings to other protons result in the appearance of additional sidebands signals. The signal-to-noise ratio of the peak at 15 Hz after 200 averages is 2000. For $^{15}\text{N}_3$ metronidazole the J -spectrum is more complex due to a lower molecular symmetry and a larger spin system (11-spin system). The ${}^2J_{\text{NH}}$ between the ^{15}N nucleus and one ^1H in the imidazole ring is 9 Hz resulting in the signal appearing at $1 \times {}^2J_{\text{NH}} = 9$ Hz. However, the other J -couplings in the molecule produce a number of additional sidebands and a shift of the largest peak to 10.5 Hz. It should be mentioned that all spectra were acquired during continuous p- H_2 bubbling through the solution which did not deleteriously affect the spectral resolution. The linewidths in the spectra are Fourier-transform limited by a 3 s signal-acquisition time.

In conclusion, ZULF NMR offers a unique modality for *in situ* NMR detection and monitoring of SABRE response during the process optimization. In this work, two ^{15}N -labeled biocompatible molecules, namely $^{15}\text{N}_3$ metronidazole and ^{15}N fampridine (also known as 4-amino ^{15}N pyridine), were hyperpolarized using parahydrogen via signal amplification by reversible exchange. We demonstrate the possibility to acquire ZULF NMR spectra from hyperpolarized metronidazole and fampridine using the setup equipped with a commercially available QuSpin zero-field magnetometer. The J -spectra were acquired while p- H_2 was constantly bubbled through the solution, highlighting the robustness of ZULF-NMR detection.

2. EXPERIMENTAL

^{15}N -labeled metronidazole and fampridine were obtained using previously described synthetic procedures: the synthesis of $^{15}\text{N}_3$ metronidazole is described in Ref. [19]; the synthesis of ^{15}N fampridine (or 4-amino ^{15}N pyridine) is described in Ref. [36]. Methanol was used as received. The iridium complex $[\text{Ir}(\text{IMes})(\text{COD})\text{Cl}]$ (where COD is 1,5-cyclooctadiene and IMes is 1,3-bis(2,4,6-trimethylphenyl)imidazol-2-ylidene) was obtained using the preparation procedure described elsewhere [37]. The initial solution was 5 mM $[\text{Ir}(\text{IMes})(\text{COD})\text{Cl}]$ and 25 mM substrate (^{15}N fampridine or $^{15}\text{N}_3$ metronidazole) in 300 μL methanol. The activation of the SABRE complex took 30 min.

Parahydrogen at >96% enrichment was generated by passing hydrogen gas over hydrated iron(III) ox-

ide catalyst (30–50 mesh, Sigma-Aldrich) in a closed-cycle cryostat operating at 30 K (Advanced Research Systems). For all NMR experiments, parahydrogen-enriched gas was continuously bubbled through the sample at 5 bar and the signal was acquired for 3 s after applying a magnetic field pulse centered at zero frequency. The magnetic field pulse was applied along the detection axis using a Helmholtz coil, with a duration of 50 μs and amplitude of 117 μT , corresponding to the condition

$$|\gamma^1\text{H} - \gamma^{15}\text{N}|B_P t = \pi/2,$$

where B_P is the pulse field amplitude. A detailed description of the ZULF NMR experimental apparatus is given in Ref. [34].

This manuscript is based on the work done prior to February 2022.

Acknowledgments. I.V.K. thanks the Russian Science Foundation for financial support of the SABRE experiments (RSF grant 22-43-04426).

REFERENCES

1. B. Blümich, *TrAC Trends in Anal. Chem.* **83**, 2 (2016).
2. J. Mitchell, L. F. Gladden, T. C. Chandrasekera et al., *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* **76**, 1 (2014).
3. *NMR Logging Applications*, in *Handbook of Geophysical Exploration: Seismic Exploration*, Vol. 32, ed. by K.-J. Dunn, D. J. Bergman, and G. A. Lattoraca, *Nuclear Magnetic Resonance Petrophysical and Logging Applications*, Pergamon (2002), pp. 129–164.
4. M. P. Augustine, D. M. TonThat, and J. Clarke, *Solid State Nucl. Magn. Reson.* **11**, 139 (1998).
5. J. Meinel, M. Kwon, R. Maier et al., *Commun. Phys.* **6**, 302 (2023).
6. I. M. Savukov and M. V. Romalis, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 123001 (2005).
7. M. C. D. Tayler and S. Bodenstedt, *J. Magn. Reson.* **362**, 107665 (2024).
8. D. B. Burueva, J. Eills, J. W. Blanchard et al., *Angew. Chem. Int. Ed.* **59**, 17026 (2020).
9. J. Eills, D. Budker, S. Cavagnero et al., *Chem. Rev.* **123**, 1417 (2023).

10. R. Picazo-Frutos, Q. Stern, J. W. Blanchard et al., *Anal. Chem.* **95**, 720 (2023).
11. T. Theis, P. Ganssle, G. Kervern et al., *Nature Phys.* **7**, 571 (2011).
12. C. R. Bowers and D. P. Weitekamp, *J. Am. Chem. Soc.* **109**, 5541 (1987).
13. R. W. Adams, J. A. Aguilar, K. D. Atkinson et al., *Science* **323**, 1708 (2009).
14. D. A. Barskiy, S. Knecht, A. V. Yurkovskaya et al., *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* **114-115**, 33 (2019).
15. P. J. Rayner, M. J. Burns, A. M. Olaru et al., *Proc. Natl. Acad. Sci.* **114**, E3188 (2017).
16. R. V. Shchepin, D. A. Barskiy, D. M. Mikhaylov et al., *Bioconjug. Chem.* **27**, 878 (2016).
17. H. Zeng, J. Xu, J. Gillen et al., *J. Magn. Reson.* **237**, 73 (2013).
18. E. J. Fear, A. J. Kennerley, P. J. Rayner et al., *Magn. Reson. Med.* **88**, 11 (2022).
19. R. V. Shchepin, J. R. Birchall, N. V. Chukanov et al., *Chem. Eur. J.* **25**, 8829 (2019).
20. O. G. Salnikov, N. V. Chukanov, A. Svyatova et al., *Angew. Chem. Int. Ed.* **60**, 2406 (2021).
21. H. De Maissin, P. R. Gro, O. Mohiuddin et al., *Angew. Chem. Int. Ed.* **62**, e202306654 (2023).
22. K. MacCulloch, A. Browning, D. O. Guarin Bedoya et al., *J. Magn. Reson. Open* **16-17**, 100129 (2023).
23. T. Theis, M. P. Ledbetter, G. Kervern et al., *J. Am. Chem. Soc.* **134**, 3987 (2012).
24. J. W. Blanchard, B. Ripka, B. A. Suslick et al., *Magn. Reson. Chem.* **59**, 1208 (2021).
25. P. Put, S. Alcicek, O. Bondar et al., *Commun. Chem.* **6**, 1 (2023).
26. E. T. Van Dyke, J. Eills, R. Picazo-Frutos et al., *Sci. Adv.* **8**, eabp9242 (2022).
27. J. Dunn and A. Blight, *Curr. Med. Res. Opin.* **27**, 1415 (2011).
28. S. A. Dingsdag and N. Hunter, *J. Antimicrob. Chemother.* **73**, 265 (2018).
29. D. A. Barskiy, R. V. Shchepin, A. M. Coffey et al., *J. Am. Chem. Soc.* **138**, 8080 (2016).
30. D. O. Guarin, S. M. Joshi, A. Samoilenko et al., *Angew. Chem. Int. Ed.* **62**, e202219181 (2023).
31. A. I. Trepakova, I. V. Skovpin, N. V. Chukanov et al., *J. Phys. Chem. Lett.* **13**, 10253 (2022).
32. J. Osborne, J. Orton, O. Alem et al., *Proc. SPIE* **10548**, 105481G (2018).
33. J. Dupont-Roc, S. Haroche, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Lett. A* **28**, 638 (1969).
34. J. W. Blanchard, T. Wu, J. Eills et al., *J. Magn. Reson.* **314**, 106723 (2020).
35. Q. Stern and K. Sheberstov, *Magn. Reson.* **4**, 87 (2023).
36. N. V. Chukanov, O. G. Salnikov, I. A. Trofimov et al., *ChemPhysChem* **22**, 960 (2021).
37. D. A. Barskiy, K. V. Kovtunov, I. V. Koptuyug et al., *J. Am. Chem. Soc.* **136**, 3322 (2014).

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В ЖЭТФ публикуются статьи, содержащие изложение оригинальных научных результатов, не опубликованных и не предназначенных к публикации в другом месте. В отдельных случаях по заказу редколлегии публикуются актуальные статьи обзорного характера.

Редакция ЖЭТФ принимает статьи на русском и на английском языках.

Редакция рекомендует направлять статьи в электронном виде по электронной почте или загружать их в режиме «on-line» через сайт журнала <http://jetp.ras.ru/>

Издательство требует от авторов при публикации статьи заключения договора о передаче авторских прав. Заполненные и подписанные договоры (форма договоров отправляется авторам ВМЕСТЕ С КОРРЕКТУРОЙ) могут быть представлены лично или по электронной почте в отсканированном виде (PDF файлы).

По всем вопросам можно обращаться в редакцию.

Адрес: 117334, Москва, ул. Косыгина, д. 2, Редакция ЖЭТФ

E-mail: jetp@kapitza.ras.ru Телефон: +7 (499) 137 56 22

Главный редактор *А. И. СМЕРНОВ*

Редколлегия:

д-р физ.-мат. наук С. О. АЛЕКСЕЕВ, канд. физ.-мат. наук Ю. С. БАРАШ,
д-р физ.-мат. наук И. Г. ЗУБАРЕВ,
д-р физ.-мат. наук Е. И. КАЦ (зам. гл. редактора, представительство ЖЭТФ во Франции),
д-р физ.-мат. наук В. П. КРАЙНОВ, д-р физ.-мат. наук А. С. МЕЛЬНИКОВ
д-р физ.-мат. наук М. С. ПШИРКОВ, акад. М. В. САДОВСКИЙ,
канд. физ.-мат. наук С. С. СОСИН, член-корр. РАН С. В. ТРОИЦКИЙ (зам. гл. редактора),
д-р физ.-мат. наук А. В. ФИЛИППОВ, член-корр. РАН И. А. ФОМИН (зам. гл. редактора)

Редакционный совет:

член-корр. РАН В. В. ЛЕБЕДЕВ, д-р физ.-мат. наук В. С. ПОПОВ

Зав. редакцией Н. Г. Церевитинова

Редакторы: Л. Б. Кульчицкая, Т. Г. Орехова, Т. Н. Смирнова