

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 ультрахолодных 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

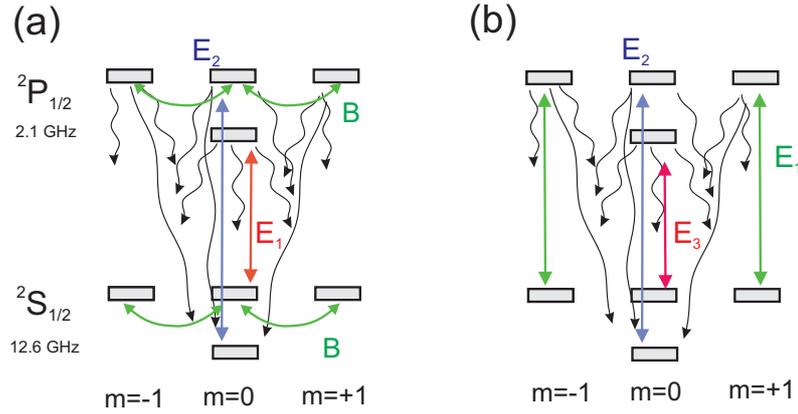


Рис. 1. Схема уровней сверхтонких компонент состояний $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$, используемых для лазерного охлаждения иона иттербия-171 при наличии магнитного поля (a) и без использования магнитного поля (b), согласно схеме, предложенной в работе [23]. Сплошными линиями указаны вынужденные резонансные 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 набегу фаз частотных компонент в области локализации иона можно пренебречь, положив все k_n равными $k_n = k = 2\pi/\lambda$ ($\lambda = 370$ нм).

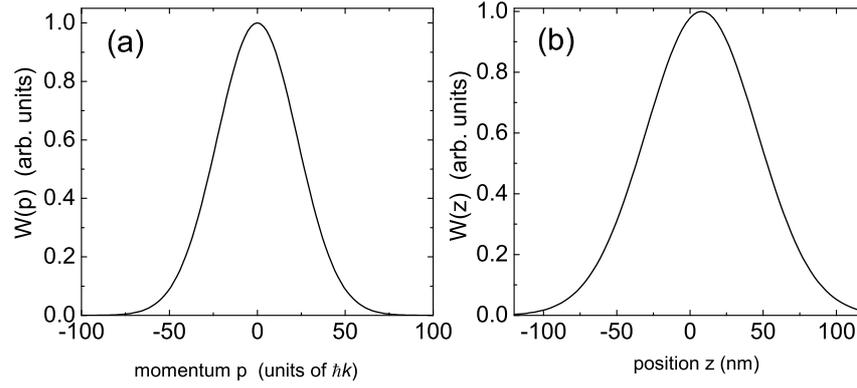


Рис. 2. Пространственное $W(z)$ и импульсное $W(p)$ распределения иона в ловушке, полученные посредством численного решения уравнения Фоккера–Планка (2). Параметры светового поля соответствуют рис. 3. Частота осцилляции иона в ловушке $\omega_{osc} = 600$ кГц

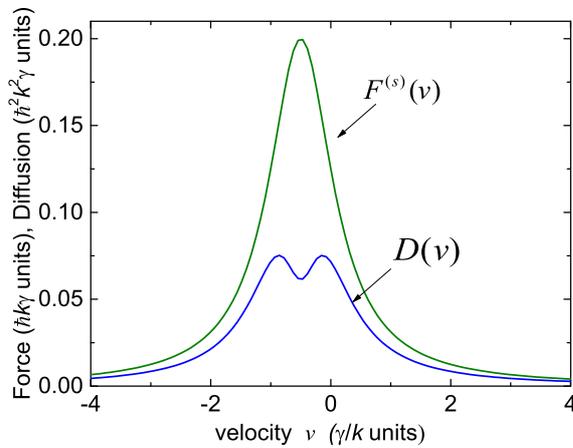


Рис. 3. Зависимость силы светового давления $F^{(s)}(v)$ и коэффициента диффузии $D(v)$ от скорости иона. Поле образовано волнами с сонаправленными линейными поляризациями, частоты Раби полей $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = \gamma$ соответствуют интенсивностям частотных компонент $I = 120$ мВт/см², 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.

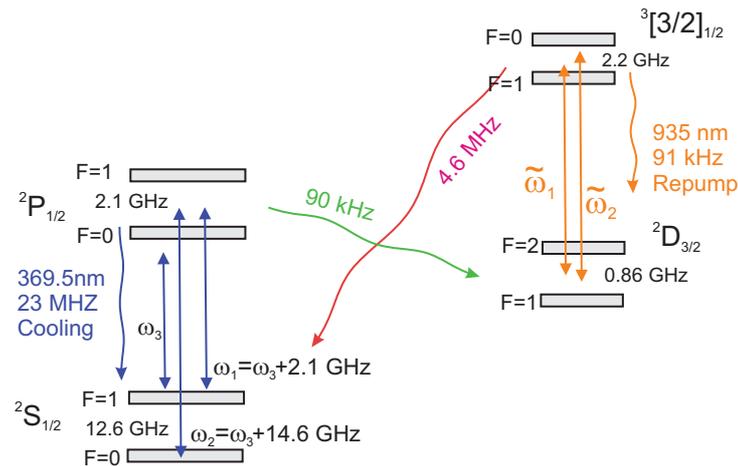


Рис. 4. Схема уровней иона иттербия-171. Стрелками обозначены вынужденные переходы индуцированные полихроматическим полем (369.5 нм) для реализации лазерного охлаждения на квазизамкнутом переходе $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, а также индуцированные переходы лазеров накачки (935 нм) для депопуляции 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

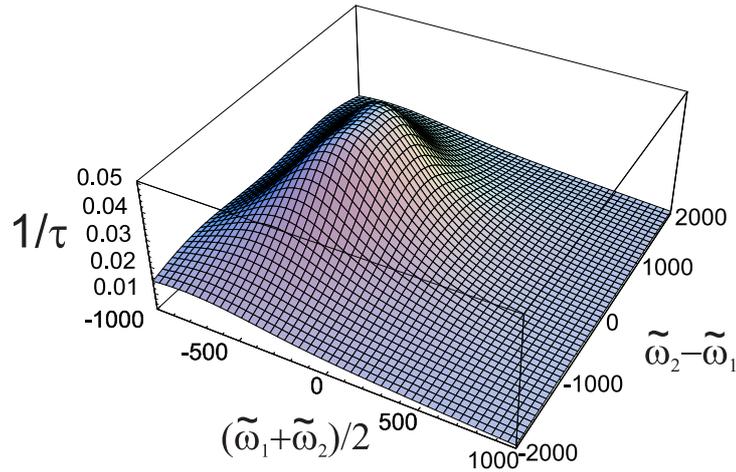


Рис. 5. Обратное время перекачки $1/\tau$ как функция разности $\tilde{\omega}_2 - \tilde{\omega}_1$ и полусуммы частот $(\tilde{\omega}_2 + \tilde{\omega}_1)/2$. Все величины, включая $1/\tau$, даны в МГц

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 поляризацій (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 поляризацій это решение является единственным. На рис. 5 представлены результаты расчета обратного времени перекачки τ^{-1} , которое имеет смысл скорости перекачки при $I_1 = I_2 = 150 \text{ Вт/см}^2$ и варьировании частот $\tilde{\omega}_i$ в достаточно широких

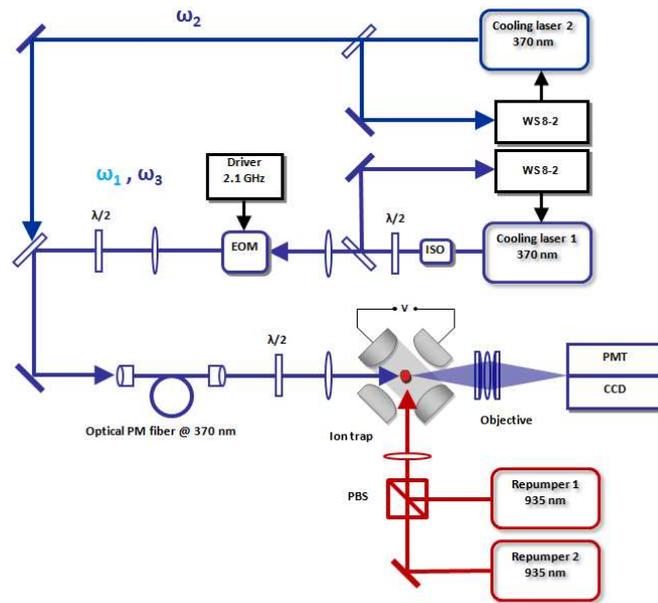


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для охлаждения иона без магнитного поля. EOM — электрооптический модулятор, ISO — оптический изолятор, PMT — фотоэлектронный умножитель, CCD — ПЗС-камера, PBS — поляризационный светоделительный куб

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 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. Electroды ловушки, печь для испарения атомов иттербия и три дополнительных электрода используются для подачи постоянного напряжения, компенсирующего несимметричность по-

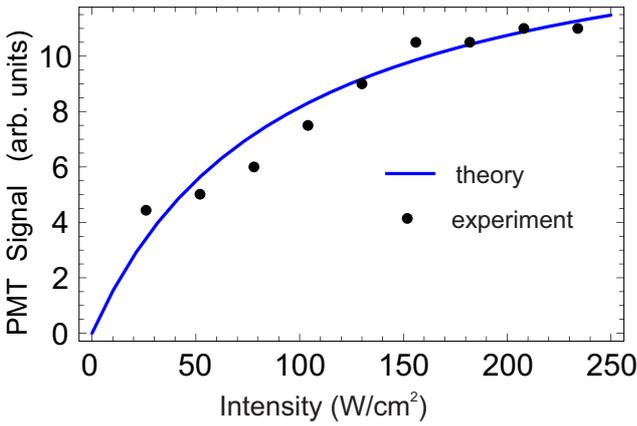


Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала флуоресценции от интенсивности репамперов

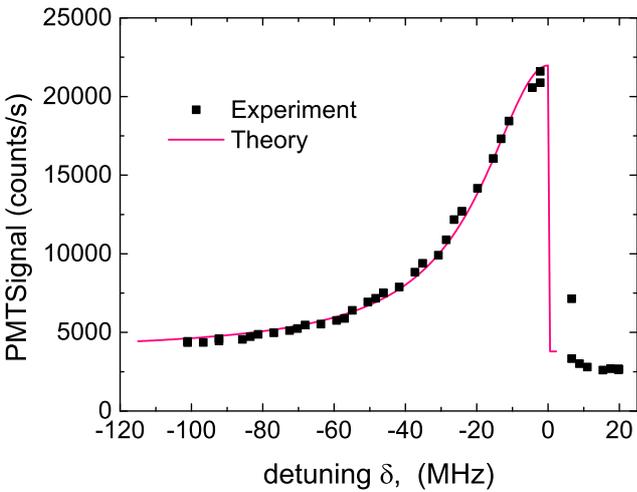


Рис. 8. Спектральный профиль сигнала флуоресценции на охлаждающем переходе иона иттербия-171. Интенсивности частотных компонент охлаждающего лазера равны и соответствуют $I = 500 \text{ мВт/см}^2$ ($\Omega \simeq 2\gamma$)

ля 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 $5 \cdot 10^{-10}$ 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 полвысоте (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 отстроек 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

$$\tilde{\mathbf{E}}(t) = \sum_{i=1,2} \tilde{E}_i \mathbf{e}_i e^{-i\tilde{\omega}_i t} + \text{c.c.}, \quad (\text{A.1})$$

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

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t). \quad (\text{A.2})$$

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:

$$\hat{H}_0 = \sum_{(F)} \left\{ \mathcal{E}_{F_{[3/2]}} \hat{\Pi}_{F_{[3/2]}} + \mathcal{E}_{F_D} \hat{\Pi}_{F_D} \right\}, \quad (\text{A.3})$$

определенные стандартным образом через сумму произведений кет- и бра-векторов зеемановских подуровней, например

$$\hat{\Pi}_{F_D} = \sum_{m=-F_D}^{F_D} |F_D, m\rangle \langle F_D, m|.$$

Оператор взаимодействия с лазерным полем в резонансном и дипольном приближениях имеет вид

$$\hat{V}(t) = \hbar \sum_{i=1,2} \Omega_i \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i e^{-i\tilde{\omega}_i t} + \text{H.c.}, \quad (\text{A.4})$$

где частоты Раби определяются произведением приведенного дипольного момента перехода на амплитуду соответствующей компоненты поля

$$\Omega_i = \frac{\tilde{d} \tilde{E}_i}{\hbar}, \quad (\text{A.5})$$

а циклические компоненты безразмерного оператора дипольного момента выражаются через коэффициенты Клебша – Гордана и $6j$ -символы следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{D}} &= \sum_{(F)} \hat{\mathbf{D}}(F_{[3/2]}, F_D); \\ \hat{D}_q(F_{[3/2]}, F_D) &\equiv \hat{\mathbf{D}}(F_{[3/2]}, F_D) \cdot \mathbf{e}_q = \\ &= \sqrt{2(2F_D + 1)} \begin{Bmatrix} 3/2 & 1/2 & 1 \\ F_{[3/2]} & F_D & 1/2 \end{Bmatrix} \times \\ &\times \sum_{(\mu, m)} |F_{[3/2]}, \mu\rangle C_{F_D m 1 q}^{F_{[3/2]} \mu} \langle F_D, m|. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Квантовое кинетическое уравнение для матрицы плотности $\hat{\sigma}$, описывающей распределение по внутренним степеням свободы иона в поле (A.1), имеет вид

$$\frac{d}{dt} \hat{\sigma} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}] - \frac{i}{\hbar} [\hat{V}(t), \hat{\sigma}] - \hat{\Gamma}\{\hat{\sigma}\}. \quad (\text{A.7})$$

Радиационная релаксация описывается оператором $\hat{\Gamma}\{\hat{\sigma}\}$. Все операторы представляются матрицами в базе 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:

$$\hat{\sigma}_{[3/2]D} = \sum_{i=1,2} \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} e^{-i\tilde{\omega}_i t}. \quad (\text{A.8})$$

Матрицы относительно медленноменяющихся амплитуд удовлетворяют уравнениям с постоянными коэффициентами

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \frac{\gamma_{[3/2]}}{2} - i\tilde{\omega}_i \right) \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)}] = \\ = -i\Omega_i [\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i \hat{\sigma}_{DD} - \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]} \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i]. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

При этом квантовые кинетические уравнения для диагональных блоков

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \gamma_{[3/2]} \right) \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]}] = \\ = -i \sum_i [\Omega_i \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(i)} - \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} \Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger] - \\ -i \sum_{i \neq j} \left[\Omega_i \hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i e^{-i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t} \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(j)} - \right. \\ \left. \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(j)} \Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger e^{i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \hat{\sigma}_{DD} + \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\sigma}_{DD}] - \\ - \gamma_{[3/2] \rightarrow D} \sum_{q=0, \pm 1} \hat{D}_q^\dagger \hat{\sigma}_{[3/2][3/2]} \hat{D}_q = \\ = -i \sum_i [\Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(i)} - \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(i)} \Omega_i (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)] - \\ -i \sum_{i \neq j} \left[\Omega_i^* (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i)^\dagger e^{i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t} \hat{\sigma}_{[3/2]D}^{(j)} - \right. \\ \left. - \hat{\sigma}_{D[3/2]}^{(j)} \Omega_i (\hat{\mathbf{D}} \cdot \mathbf{e}_i) e^{-i(\tilde{\omega}_i - \tilde{\omega}_j)t} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

содержат слагаемые (две последние строки в (A.10) и (A.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 (A.10) и (A.11), что соответствует совместному, но полностью независимому действию двух лазеров перекачки. Очевидно при этом, что систему уравнений (A.9)–(A.11) можно представить в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (3). Таким образом, уравнения (A.9), (A.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 ${}^2D_{3/2}$:

$$\hat{\sigma}^{(0)} = \frac{\sum_{F_D} \hat{\Pi}_{F_D}}{8}. \quad (\text{A.12})$$

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. Semenina, P. L. Sidorov, A.K.Fedorov, K. Yu. Khabarova, and N.N.Kolachevsky, *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).