Влияние поля оптической решетки на характеристики часового перехода в атомах тулия

Д.А.Мишин, Д.И.Проворченко, Д.О.Трегубов, А.А.Головизин, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

Приведён подробный анализ влияния поля оптической решётки на спектроскопию часового перехода на примере атомов тулия. Рассмотрена применимость метода просеивания атомов в оптической решётке путём уменьшения мощности лазерного излучения, формирующего её. Этот метод позволяет, не изменяя внутренних состояний атомов, уменьшить число заполненных колебательных подуровней вплоть до единственного колебательного состояния. Эффективность метода продемонстрирована на примере спектроскопии часового перехода в атомах тулия в режиме разрешённых боковых колебательных частот.

Ключевые слова: *спектроскопия, оптические часы, лазерное охлаждение, оптическая решётка, ультрахолодные атомы, тулий.*

1. Введение

Переход стандартов частоты в оптический диапазон позволил достичь относительных показателей неточности и нестабильности на уровне 10^{-18} [1]. Наиболее точными на данный момент являются оптические стандарты частоты на основе иона алюминия [2], иона иттербия [3] и нейтральных атомов стронция [4]. Часы на основе нейтральных атомов в оптических решётках демонстрируют значительно лучшую стабильность, чем часы на одиночных ионах. Все типы оптических часов требуют глубокого охлаждения частиц, и методы лазерного доплеровского и субдоплеровского охлаждения позволяют достичь температур порядка нескольких микрокельвинов [5]. Следующим шагом во всех современных оптических часах является переход в так называемый режим Лэмба–Дике, что позволяет подавить вклады линейного эффекта Доплера и эффекта отдачи [6]. Для перехода в этот режим необходимо локализовать атомы в направлении распространения пробного излучения на масштабах, меньших его длины волны. В оптических часах на основе нейтральных атомов для этого используют технику оптических решёток, сформированных на магической длине волны [7–10] для уменьшения влияния удерживающего потенциала на частоту часового перехода. Данный метод естественным образом приводит к появлению дискретных уровней энергии, соответствующих колебательным состояниям в потенциале оптической решётки. Распределение атомов по колебательным состояниям может приводить к ряду нежелательных при прецизионной спектроскопии эффектов. К ним можно отнести, например, декогеренцию осцилляций Раби [11] и зависимость сдвига частоты часового перехода от колебательного состояния, обусловленную поляризуемостями высших порядков [12]. Указанные проблемы возникают при работе с различными атомными стандартами и чаще всего решаются путём накачки атомов в основное колебательное состояние с помощью охлаждения на боковых колебательных частотах [12, 13]. Для атомов тулия данный метод может быть реализован на одном из узких переходов, например на рассмотренном в работе [14], однако он приводит к перераспределению населённостей магнитных подуровней. В случае атомов тулия это критично, так как спектроскопия часового перехода проводится между состояниями с проекцией полного момента $m_F = 0$ [15, 16].

В настоящей работе приведён анализ упомянутых выше эффектов декогеренции осцилляций Раби и сдвигов частоты часового перехода, связанных с распределением атомов по колебательным подуровням. Также анализируется применимость метода просеивания атомов путём временного понижения глубины потенциала оптической решётки для использования в оптических часах на атомах тулия. Такой метод позволяет уменьшить число заполненных колебательных подуровней без изменения внутренних состояний атомов [15–19].

2. Взаимодействие атомов с оптической решёткой и колебательный спектр

В настоящем разделе взаимодействие атомов с монохроматическим излучением описывается на языке поляризуемостей. Сдвиг энергии i-го уровня в дипольном приближении можно записать в виде

$$\Delta E_i(\boldsymbol{r},\omega) = -\frac{1}{4}(4\pi\varepsilon_0 a_0^3)\alpha_i(\omega)E_0^2(\boldsymbol{r})$$

$$= -\alpha_i(\omega)\frac{2\pi a_0^3}{c}I(\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

Д.А.Мишин, К.Ю.Хабарова, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Международный центр квантовых технологий, Россия, 121205 Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, 30, стр. 1; e-mail: mishin.da@phystech.edu
Д.И.Проворченко, Д.О.Трегубов, А.А.Головизин, В.Н.Сорокин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 22 марта 2022 г., после доработки – 29 апреля 2022 г.

где $\alpha_i(\omega)$ – динамическая поляризуемость уровня на соответствующей частоте, выраженная в атомных единицах; ε_0, a_0, c – диэлектрическая проницаемость вакуума, радиус Бора и скорость света в вакууме соответственно; $E_0(\boldsymbol{r})$ и $I(\boldsymbol{r}) = (c\varepsilon_0/2)|E_0(\boldsymbol{r})|^2$ – амплитуда и интенсивность излучения в некоторой рассматриваемой точке. Таким образом, пространственное распределение интенсивности излучения формирует потенциал, который при определенных условиях окажется удерживающим для атомов.

Далее будем рассматривать гауссову TEM_{00}-моду излучения и конфигурацию стоячей волны. Данную конфигурацию удобно представить в виде комбинации двух пучков, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, в дальнейших формулах мощности этих пучков будем считать равными. Глубина потенциала для i-го уровня может быть выражена как

$$U(\boldsymbol{r}) = -4\frac{2\pi a_0^3}{c}\alpha_i I_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r}),$$

где α_i – поляризуемость рассматриваемого уровня, а $I_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{r})$ – интенсивность излучения волны, распространяющейся в прямом направлении. Вблизи перетяжки формулу (1) далее можно записать через максимальную глубину потенциала

$$U_0 = \frac{8\pi a_0^3}{c}\alpha_i I_0,$$

выраженную через максимальную интенсивность на оси пучка

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w^2}$$

(здесь w - радиус гауссова пучка по уровню интенсивности e^{-2}, а P – мощность волны, распространяющейся в прямом направлении),

$$U(r,z) = -U_0\,\mathrm{e}^{-2r^2/w^2}\cos^2(k_{\mathrm{lat}}z), \tag{2}$$

где $k_{\mathrm{lat}} = 2\pi/\lambda_{\mathrm{lat}} = 2\pi\,\nu_{\mathrm{lat}}/c$ – модуль волнового вектора излучения, формирующего оптическую решётку вдоль оси Z; r – расстояние от оси решётки; z – расстояние от перетяжки. Далее будем рассматривать потенциал отдельной ячейки стоячей волны с координатой z, отсчитываемой от положения пучности. Для малых расстояний r от оси решётки этот потенциал можно аппроксимировать гармоническим

$$U^{\mathrm{h}}(z,r) = -U_0 + \frac{m}{2}\omega_r^2 r^2 + \frac{m}{2}\omega_z^2 z^2$$
$$= U_0\left(-1 + k_{\mathrm{lat}}^2 z^2 + 2\frac{r^2}{w_0^2}\right) \tag{3}$$

с частотами поперечных и продольных колебаний

$$\omega_r = \frac{8}{w_0^2}\sqrt{\frac{a_0^3\alpha_{\mathrm{g}}P}{cm}} = 2\sqrt{\frac{U_0}{mw_0^2}} \text{ и}$$

$$\omega_z = \frac{\sqrt{2}\,\pi w_0}{\lambda_{\mathrm{lat}}}\omega_r = 2\times 2\pi\nu_{\mathrm{rec}}\sqrt{\frac{U_0}{E_{\mathrm{rec}}}}$$

соответственно, где $E_{\mathrm{rec}} = (h\nu_{\mathrm{lat}}/c)^2/2m$ и $\nu_{\mathrm{rec}} = E_{\mathrm{rec}}/h$ – энергия и частота отдачи, связанные с рассеянием фотонов оптической решётки; α_{g} — поляризуемость основного состояния; w_0 — радиус пучка в перетяжке; m — масса частицы. Характерное число колебательных уровней в рассматриваемом приближении можно оценить следующим образом:

$$N_z \approx U_0/\hbar\omega_z = \sqrt{\frac{U_0}{4E_{\mathrm{rec}}}},$$
$$N_r \approx N_z\frac{\nu_z}{\nu_r}. \tag{4}$$

Здесь введены обозначения $\nu_r = \omega_r/2\pi$ и $\nu_z = \omega_z/2\pi$. Учёт дальнейших поправок в разложении формулы (2) приведёт к следующим выражениям для потенциала решётки и энергетического спектра:

$$U(z,r) = U_0\left(-1 + k_{\mathrm{lat}}^2 z^2 + 2\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{k_{\mathrm{lat}}^4 z^4}{3} - 2\frac{k_{\mathrm{lat}}^2}{w_0^2}z^2r^2\right), \tag{5}$$

$$E_{n_z n_r}/h \cong \nu_z\left(n_z + \frac{1}{2}\right) + \nu_r\left(n_r + \frac{1}{2}\right) - \frac{\nu_{\mathrm{rec}}}{2}\left(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2}\right)$$
$$-\nu_{\mathrm{rec}}\frac{\nu_r}{\nu_z}\left(n_z + \frac{1}{2}\right)\left(n_r + \frac{1}{2}\right), \tag{6}$$

где n_z и n_r – номера продольного и радиального колебательного уровней соответственно. Если пренебречь последним слагаемым в (6), то зависимость энергии от n_z может быть представлена в виде

$$E_{n_z}/h = \nu_z\left(n_z + \frac{1}{2}\right) - \frac{\nu_{\mathrm{rec}}}{2}\left(n_z^2 + \frac{1}{2}\right).$$

Отметим, что при удержании атомов в оптической решётке на магической длине волны глубина и колебательный спектр потенциалов для основного и верхнего часовых уровней одинаковы. Из формулы (6) видно, что учёт поправок приводит к уменьшению расстояния между колебательными уровнями с ростом n_z и n_r как

$$(E_{n_z+1} - E_{n_z})/h = \nu_z - \nu_{\mathrm{rec}}(n_z + 1).$$

Такая зависимость приводит к асимметрии контуров при спектроскопии на боковых колебательных частотах. В работах [11, 20] получена зависимость плотности вероятности перехода с изменением продольного колебательного квантового числа на единицу от отстройки частоты пробного излучения δ:

$$p_{n_z}(\delta) = \Theta[\tilde{\nu}_{n_z} - |\delta|]\frac{\chi^2}{\tilde{\nu}_{n_z}}\left(1 - \frac{\delta}{\tilde{\nu}_{n_z}}\right)\exp[-\chi(1 - \delta/\tilde{\nu}_{n_z})],$$
$$p_{+1(-1)}(\delta) = \frac{1}{Z(T_z)}\sum_{n_z=0(1)}^{N_z}\exp(-E_{n_z}/k_{\mathrm{B}}T_z)p_{n_z}(\delta), \tag{7}$$
$$p_{\mathrm{total}}(\delta) = p_{-1}(\delta)\Theta[-\delta] + p_{+1}(\delta)\Theta[\delta].$$

Здесь p_{n_z} соответствует вероятности перехода из состояния n_z в соседние колебательные состояния, $p_{+1(-1)}$ позволя-

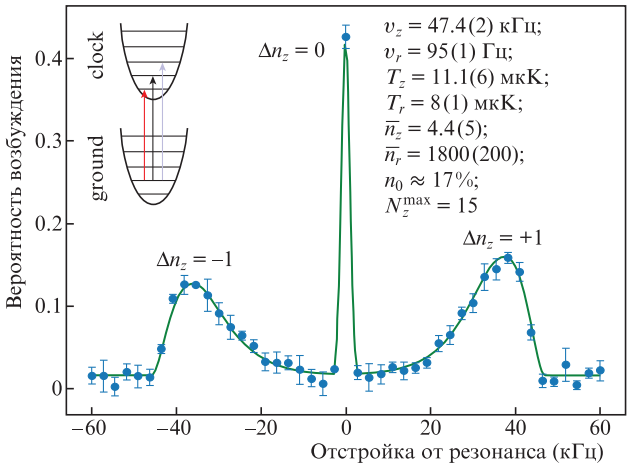


Рис.1. Результаты спектроскопического исследования часового перехода в режиме разрешённых боковых частот. Приближение экспериментальных точек с помощью формулы (7) (сплошная линия) позволяет получить оценку как параметров решётки, так и характеристик распределения атомов. Приведены полученные частоты ν_z и ν_r продольных и поперечных колебаний, оценки температур распределения по соответствующим колебательным подуровням T_z, T_r и средние значения колебательных состояний $\overline{n_z}$, $\overline{n_r}$, а также населённость n_0 основного продольного колебательного уровня $n_z = 0$ и полное число колебательных состояний $N_z^{\max}$.

ет описать синее (красное) крыло распределения, а p_{total} – оба сайдбенда;

$$\tilde{\nu}_{n_z} = \nu_z - \nu_{\text{rec}}(n_z + 1); \quad \chi = (\tilde{\nu}_{n_z}/\nu_{\text{rec}})\frac{h\nu_z}{k_{\text{B}}T_r};$$

N_z – полное число связанных уровней в потенциале решётки, определяемое из численного моделирования или оцененное с помощью формул (4); T_r и T_z – температуры, соответствующие распределениям по поперечным и продольным колебательным модам;

$$Z(T_z) = \sum_{n_z=0}^{N_z} \exp(-E_{n_z}/k_{\text{B}}T_z)$$

– статистическая сумма; $\Theta[x]$ – функция Хевисайда. Различие синего (+1) и красного (–1) колебательных сайдбендов связано с отсутствием перехода $\Delta n_z = -1$ для основного колебательного подуровня. Спектры боковых частот содержат информацию о распределении атомов по колебательным подуровням и о характерных температурах этих распределений. Эту информацию можно извлечь из аппроксимации спектров формулой (7) со свободными параметрами ν_z, T_z и T_r и использовать для анализа ряда эффектов, описанных далее. На рис.1 представлены характерные спектроскопические результаты и параметры решётки, рассчитанные из приближения спектра формулой (7).

3. Сдвиг частоты часового перехода

Рассмотрим теперь сдвиг частоты часового перехода между основным и часовым состояниями g → c, обусловленный взаимодействием с оптической решёткой. При рассмотрении электродипольного (E1) механизма взаимодействия могут быть найдены так называемые магические длины волн, для которых электродипольные поляризуемости α_i^{E1} основного и часового состояний равны. На этих магических длинах волн сдвиг частоты рассматриваемого перехода не будет зависеть от интенсивности излучения и окажется равным нулю для атомов во всех колебательных состояниях. Однако для достижения показателей неточности и нестабильности на уровне 18-го знака необходимо учитывать поправки взаимодействия атомов с излучением [21]: взаимодействие по магнитодипольному и электроквадрупольному механизмам α_i^{qm} и учёт гиперполяризуемости атомов β_i. Тогда получим

$$U(I_0,z) = -\left(\frac{2\pi a_0^3}{c}\right)[\alpha_i^{\text{E1}} I_0 \cos^2(k_{\text{lat}}z) + \alpha_i^{\text{qm}} I_0 \sin^2(k_{\text{lat}}z)]$$
$$-\frac{\pi^2 m_{\text{e}} a_0^8}{\hbar^2 c^2}\beta_i I_0^2 \cos^4(k_{\text{lat}}z), \tag{8}$$

где m_{e} – масса электрона. Анализ рассматриваемых механизмов приведён, например, в работах [12, 22]. Для удобства дальнейших рассуждений введём приведённую глубину $u = U_0/E_{\text{rec}}$. Малая по сравнению с глубиной решётки радиальная колебательная частота позволяет усреднить интенсивность излучения, с которым взаимодействуют атомы, по поперечным колебательным подуровням и ввести коэффициенты ослабления

$$\zeta_j \approx 1 - \frac{jk_{\text{B}}T_r}{uE_{\text{rec}}},$$

связывающие соответствующие степени максимальной приведённой глубины оптической решётки и некоторой эффективной глубины $\tilde{u}^j = \zeta_j(u, T_r)u^j$ для атомов при определённой радиальной температуре T_r. Здесь j – рассматриваемая степень потенциала, возникающая при разложении выражения (8). Различная пространственная зависимость слагаемых потенциала (8) приводит к зависимости сдвига частоты часового перехода от продольного колебательного состояния атомов n_z, которая может быть записана в виде

$$h\Delta\nu(\delta_{\text{mw}}, n_z, \tilde{u}) \approx \left(\frac{\partial\tilde{\alpha}^{\text{E1}}}{\partial\nu}\delta_{\text{mw}} - \tilde{\alpha}^{\text{qm}}\right)\left(n_z + \frac{1}{2}\right)\tilde{u}^{1/2}$$
$$-\left[\frac{\partial\tilde{\alpha}^{\text{E1}}}{\partial\nu}\delta_{\text{mw}} + \frac{3}{2}\tilde{\beta}\left(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2}\right)\right]\tilde{u}$$
$$+ 2\tilde{\beta}\left(n_z + \frac{1}{2}\right)\tilde{u}^{3/2} - \tilde{\beta}\tilde{u}^2, \tag{9}$$

где δ_{mw} – отстройка частоты излучения, формирующего оптическую решётку, от E1 магической частоты, и введены обозначения приведённых поляризуемостей

$$\tilde{\alpha}^{\text{E1}} = (\alpha_{\text{e}}^{\text{E1}} - \alpha_{\text{g}}^{\text{E1}})\frac{E_{\text{rec}}}{\alpha_{\text{g}}^{\text{E1}}},$$
$$\tilde{\alpha}^{\text{qm}} = (\alpha_{\text{e}}^{\text{qm}} - \alpha_{\text{g}}^{\text{qm}})\frac{E_{\text{rec}}}{\alpha_{\text{g}}^{\text{E1}}}, \tag{10}$$
$$\tilde{\beta} = \left(\frac{m_{\text{e}}a_0^2}{4\hbar^2}\right)(\beta_{\text{e}} - \beta_{\text{g}})\left(\frac{E_{\text{rec}}}{\alpha_{\text{g}}^{\text{E1}}}\right)^2.$$

Одна из перспективных магических длин волн для часового перехода в атомах тулия лежит в области 1064 нм [17], и ряд величин, важных для расчета взаимодействия

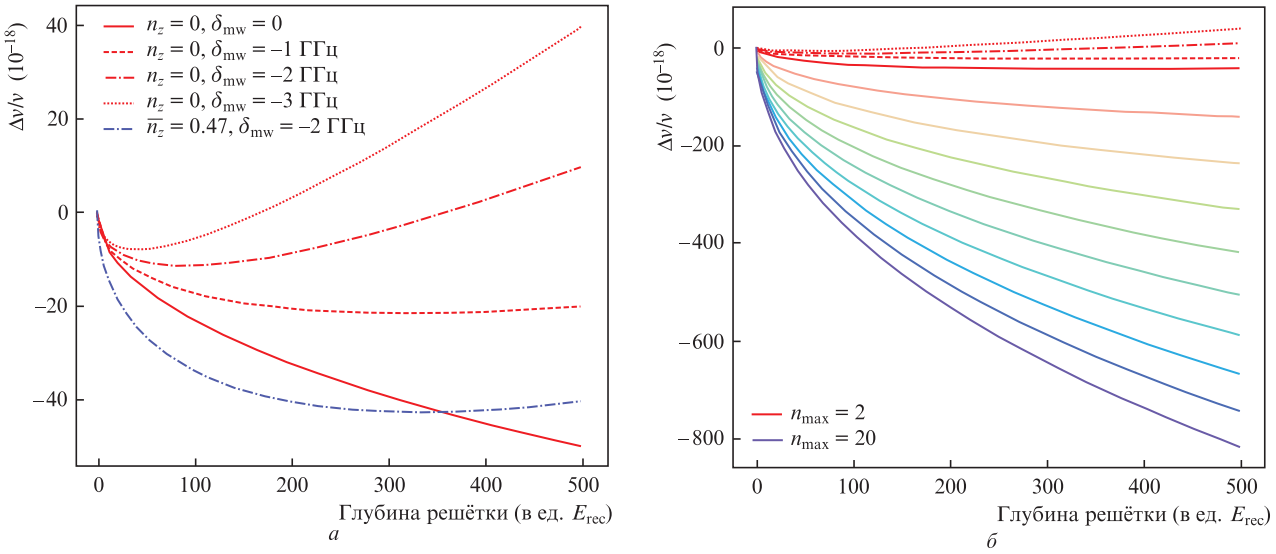


Рис.2. Зависимости сдвига частоты p часового перехода от глубины потенциала оптической решётки для основного колебательного уровня при разных отстройках δ_{mw} (красные кривые) и для атомов, распределённых по двум первым колебательным подуровням в соответствии с характеристиками, которые указаны на рис.1 (синяя штрих-пунктирная кривая) (*а*), а также зависимости сдвига частоты от глубины потенциала для различных значений максимального номера заселённого уровня при доступных 20, отстройка от E1 магической длины волны $\delta = -2$ ГГц (*б*). Красные кривые на рис.*б* аналогичны кривым на рис.*а*.

атомов с излучением на этой длине волны, – характеристики поляризуемостей атомов тулия [15] и величина энергии отдачи, соответствующие излучению оптической решётки на этой длине волны, – приведён ниже.

E_{rec} (Гц) 1043

E_{rec} (нК) 50

α_g^{E1} (а.е.) 152

$\partial\tilde{\alpha}^{E1}/(h\partial\nu)$ . . . . . 1.6×10^{-14}

$\tilde{\alpha}^{qm}/h$ (мГц) 1.2

$\tilde{\beta}/h$ (нГц) . . . . . –1.5

На рис.2 представлены зависимости сдвига частоты часового перехода от глубины потенциала оптической решётки при различных отстройках. Видно, что сдвиг частоты часового перехода изменяется от 2×10^{-17} при населённом первом колебательном уровне (в сравнении с атомами в основном состоянии) до более чем 4×10^{-16} (при $u = 100$). Разница сдвига частоты весьма существенная, в связи с чем необходима точная характеризация и контроль распределения атомов по колебательным уровням. В работе [12] было продемонстрировано, что этот эффект может быть использован для определения коэффициентов поляризуемостей высоких порядков. В разд.5 будет рассмотрен используемый нами метод устранения атомов с высоколежащих колебательных уровней.

4. Зависимость частоты Раби от колебательного состояния атомов

Распределение населённости атомов по колебательным подуровням также приводит к неоднородности частоты Раби при приложении импульса часового излучения [11, 20]. В режиме Лэмба – Дике с параметром локализации $\eta_z^2 = \nu_{rec}^{clock}/\nu_z$, где $\nu_{rec}^{clock} = h\nu_{clock}^2/2mc^2$ – частота отдачи, соответствующая рассеянию часового излучения, частота Раби для перехода без изменения колебательного состояния зависит от квантового числа n_z согласно формуле

$$\Omega_{n_z} = \Omega_0 \exp(-\eta_z^2/2)\, L_{n_z}(\eta_z^2), \tag{11}$$

где Ω_0 – частота Раби для свободного атома, а $L_{n_z}(x)$ – полином Лагерра. Здесь мы опустили зависимость частоты Раби от радиального квантового числа, т.к. предполагаем достаточно хорошую (лучше 10^{-3} рад, см. [11]) сонаправленность пробного часового излучения и излучения, формирующего оптическую решётку. Сдвиги, обусловленные поляризуемостями старших порядков, здесь также не учитываются ввиду их малой величины по сравнению с характерной для эксперимента частотой Раби порядка 1 кГц. Таким образом атомы на каждом отдельном колебательном подуровне n_z будут испытывать осцилляции Раби населённости верхнего уровня с различающимися частотами: $p_{n_z}^{e}(t) = \sin^2(\Omega_{n_z} t)$. Наблюдаемая экспериментально суммарная населённость верхнего уровня при учёте спонтанного распада [23] с обратным временем жизни $\Gamma = 2\pi \times 1.4$ с$^{-1}$ [24, 25] (который, однако, в нашем случае несущественен) может быть выражена через населённости подуровней $\rho_{n_z} \sim \exp(-E_{n_z}/k_B T_z)$ как

$$p^{e}(t) = \sum_{n_z=0}^{n_z=N_z^{max}} \frac{\rho_{n_z}}{2}\left[1 - \cos(2\Omega_{n_z} t)\exp\left(-\frac{3}{4}t\Gamma\right)\right]. \tag{12}$$

Типичные осцилляции Раби для атомов тулия после оптической накачки представлены на рис.3. В результате приближения с помощью формулы (12) удалось получить оценки средней населённости колебательных уровней, $\overline{n_z} = 8.0(0.2)$, и параметра Лэмба – Дике, $\eta_z = 0.14$. Пунктирная красная кривая – осцилляции Раби в случае населённости только основного колебательного состояния. Для более подробного анализа предлагаемого далее метода просеивания атомов интересно обратить внима-

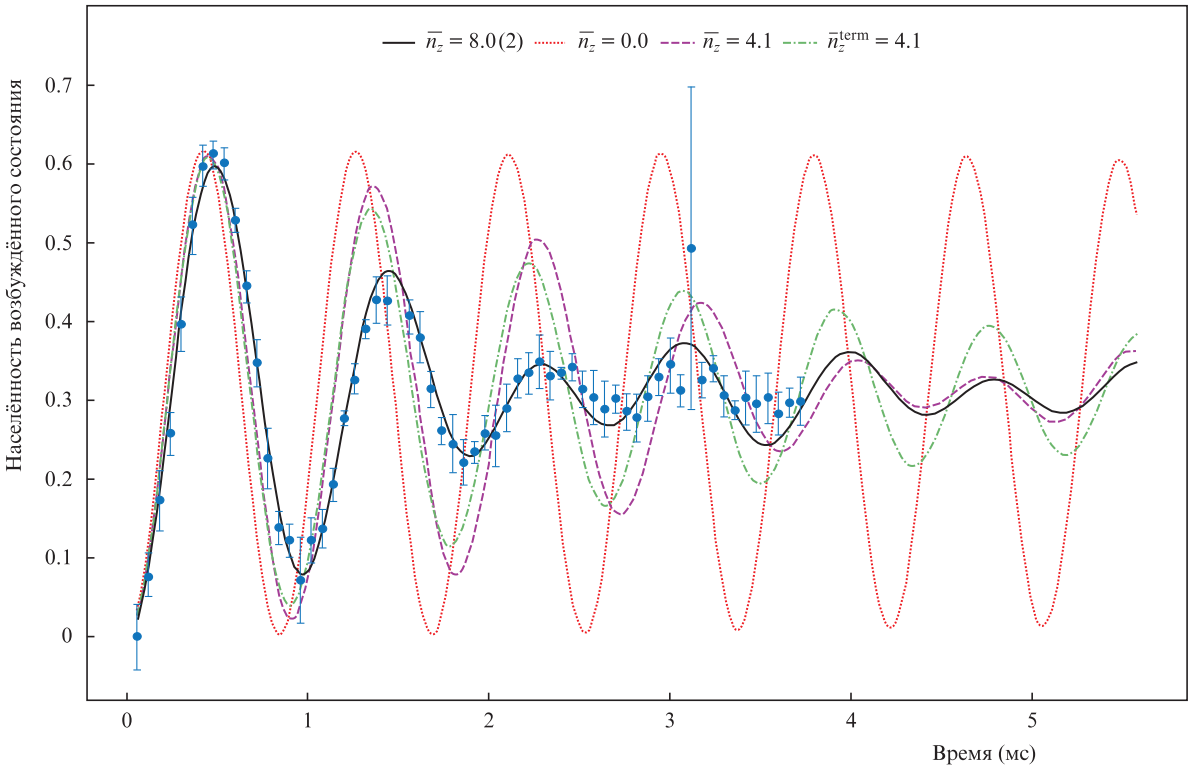


Рис.3. Осцилляции Раби. Экспериментальные данные (синие точки) аппроксимировались функцией (12) с ограничением $N_z^{\max} = 20$ (сплошная черная кривая). Также представлены расчетные осцилляции Раби в случае заселения исключительно основного колебательного уровня ($\overline{n_z} = 0$, пунктирная красная кривая). Штриховая фиолетовая кривая соответствует средней населённости $\overline{n_z} = 4.1$ в случае T_z и опустошенных колебательных уровней с $n \geqslant 10$, а штрих-пунктирная зелёная кривая – заселению всех 20 уровней с температурой $\tilde{T}_z = T_z/4$ и тем же средним значением $\overline{n_z}$.

ние на осцилляции Раби с одним и тем же средним колебательным квантовым числом $\overline{n_z} = 4.1$, но с разным распределением населённости по колебательным уровням. Фиолетовая штриховая кривая соответствует распределению с неизменной температурой T_z, но с опустошенными уровнями с $n \geqslant 10$, а зелёная штрих-пунктирная кривая – распределению Больцмана по всем доступным колебательным состояниям с уменьшенной $\tilde{T}_z = T_z/4$. Видно, что во втором случае затухание осцилляций происходит значительно медленнее. В то время как на малых временах эти зависимости практически одинаковы, на больших временах их различие существенно, а значит, по виду осцилляций Раби теоретически можно различить два рассматриваемых случая.

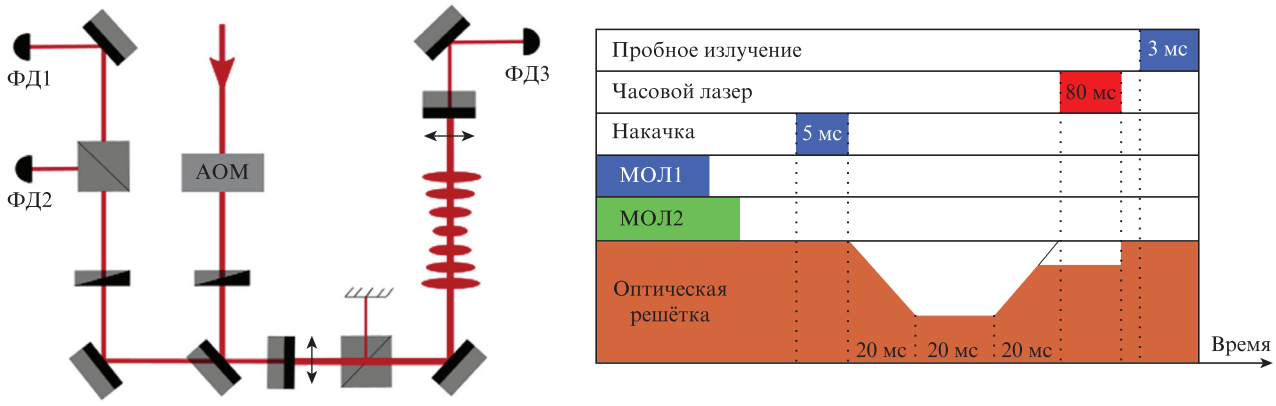
С точки зрения работы оптических часов распределение населённости по большому числу колебательных уровней приводит к уменьшению максимально достижимой доли возбужденных атомов и, как следствие, к уменьшению крутизны сигнала ошибки.

5. Просеивание атомов

Используемые нами методы лазерного охлаждения подразумевают спонтанный распад в основное состояние. После этапа оптической накачки на подуровень $m_F = 0$ их применять нельзя, т.к. произойдёт деполяризация атомов. Однако именно подготовка начальных состояний вносит основной вклад в нагрев атомов, что вызывает ряд нежелательных эффектов, которые рассмотрены выше. В качестве решения этой проблемы нами предлагается временно понижать потенциал оптической решётки, уменьшая число связанных состояний, что приведёт к уменьшению числа заполненных колебательных уровней во время спектроскопии часового перехода и при этом не нарушит распределения атомов по магнитным подуровням. В эксперименте это может быть осуществлено путём уменьшения мощности излучения, формирующего оптическую решётку, с помощью акустооптического модулятора (рис.4,*а*). Характерная зависимость этой мощности от времени представлена на рис.4,*б*.

В экспериментальной установке решётка формируется с помощью излучения волоконного лазера Azurlight ALS-10W1064 на длине волны 1064 нм, которое проходит через акустооптический модулятор, после чего излучение первого порядка дифракции направляется в вакуумную камеру. Для увеличения максимальной достижимой глубины потенциала и повышения эффективности перезахвата атомов из магнитооптической ловушки используется усиливающий резонатор [26]. Также он позволяет контролировать геометрические параметры излучения, необходимые для расчёта интенсивности, соответствующей глубины потенциала, а также продольных и поперечных колебательных частот. Длина резонатора стабилизирована к длине волны излучения по методу Хэнша – Куйо, а радиус перетяжки TEM_{00}-моды составляет 120 мкм.

В ходе эксперимента захват в магнитооптическую ловушку, перезахват в оптическую решётку и оптическая накачка проводятся при максимальной глубине потенциала, составляющей приблизительно $516E_{\rm rec}$, что соответствует продольной частоте колебаний 47.4(2) кГц. Максимальная концентрация атомов, перезахваченных в оптическую решётку при указанных параметрах, не превышает 10^{10} см$^{-3}$, при этом атомы удерживаются в квазидвумерных пучностях стоячей волны с характерным разме-



а *б*

Рис.4. Схема формирования оптической решётки и импульсная схема эксперимента (*б*). Излучение волоконного лазера заведено в акустооптический модулятор (АОМ), который позволяет изменять мощность формирующего решётку излучения. Излучение первого порядка дифракции далее заводится в усиливающий резонатор, длина которого стабилизирована по методу Хэнша – Куйо с помощью фотодиодов ФД1 и ФД2; ФД3 используется для измерения мощности излучения, циркулирующего в резонаторе с учётом коэффициента пропускания выходного зеркала.

ром $\lambda_{\rm lat}/2$. После указанных процессов мощность излучения для оптической решётки адиабатически понижается (рис.4,*б*). Спектроскопия часового перехода далее проводится при некоторой финальной, необходимой в эксперименте, мощности, а считывание состояний – вновь при максимальной глубине решётки (рис.4,*б*).

Используемая нами схема эксперимента допускает изменение мощности оптической решётки между различными циклами спектроскопии часового перехода, что позволяет исследовать спектры колебательных подуровней при различном распределении атомов, а также сдвиги частот переходов, индуцированные взаимодействием с излучением решётки. Часовой переход возбуждается мощным импульсом соответствующего лазерного излучения на длине волны 1.14 мкм, после чего считывается населённость различных состояний атомов, как описано в работе [15], что позволяет рассчитать вероятность возбуждения. На верхней части рис.5 представлены результаты измерений до и после просеивания, а на нижней – результаты моделирования связанных состояний в потенциале решётки.

Первое, на что следует обратить внимание – равенство максимальной вероятности возбуждения во всех экспериментах, что соответствует неизменной относительной населённости центрального магнитного подуровня. По формуле (7) из приведённых спектров были получены оценки соответствующих температур атомов и среднего числа заполненных колебательных подуровней. При расчёте распределения по колебательным уровням после просеивания использовалось как термодинамическое распределение атомов, так и «усечённое» распределение, при котором атомы после просеивания не термализуются, а число заполненных подуровней определяется минимальной глубиной потенциала при просеивании. При текущей глубине просеивания в обоих случаях заполненными оказываются большое число уровней, а разница заключается лишь в населённости слабозаполненных верхних состояний, и численно различить их не удаётся, требуется более глубокое просеивание до величин менее 10% от начального потенциала. В любом из рассматриваемых вариантов зафиксировано уменьшение среднего числа заселённых колебательных подуровней как по продольной, так и по поперечной координатам.

Важно также обратить внимание на то, что число атомов определяется минимальной глубиной потенциала в процессе просеивания. Это позволяет получить одно и то же число атомов при различной финальной мощности оптической решётки, что существенно облегчает анализ результатов экспериментов, в которых эту мощность необходимо менять, например эксперимента по поиску магической длины волны [17].

В эксперименте минимальная глубина просеивания составила порядка 25% от начальной, соответствующей 6 Вт мощности пучка, который распространяется в прямом направлении (рис.4), что, согласно расчетам, соответствует двукратному уменьшению числа связанных состояний в потенциале решётки. Минимальная глубина просеивания в эксперименте определялась особенностями стабилизации усиливающего резонатора – при уменьшении мощности излучения падает амплитуда сигнала ошибки, что без изменения параметров PID-контроллера не позволяет стабилизировать длину резонатора. Для решения этой проблемы разрабатывается специальная схема с возможностью автоматической корректировки параметров PID-контроллера во время эксперимента. Согласно оценкам, для «охлаждения» до основного колебательного состояния необходимо понижение потенциала до величины порядка одной сотой от максимальной, рассмотренной в настоящей работе, это приведёт к потерям примерно 83% захваченных атомов, что, однако, всё ещё не препятствует проведению измерений. Для опустошения уровней с $n_z > 1$ (см. рис2,*а*), глубина просеивания должна составлять 2% от начальной.

6. Заключение

Анализ взаимодействия атомов тулия с полем оптической решётки показал необходимость охлаждения до основного колебательного состояния. Это условие требуется для исследования поляризуемостей высших порядков и характеризации сдвигов и неточностей в определении частоты часового перехода на уровне 10^{-18}. В настоящей работе продемонстрирована экспериментальная применимость метода просеивания для устранения атомов с высоколежащих колебательных уровней без изменения распределения атомов по магнитным подуровням. При начальных

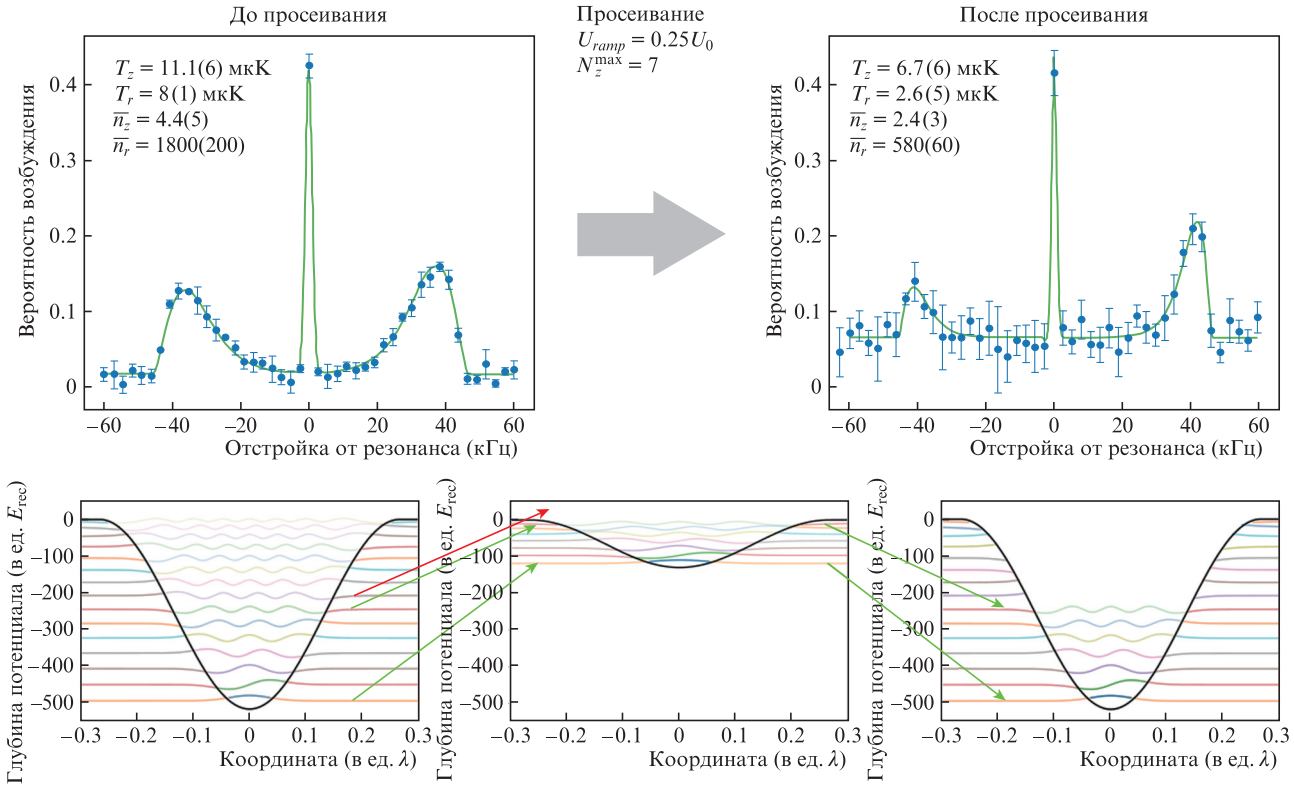


Рис.5. Просеивание атомов в оптической решётке при временном понижении глубины удерживающего потенциала с $516E_{rec}$ до $129E_{rec}$. Верхний ряд: экспериментально измеренные спектры колебательных сайдбендов до (слева) и после (справа) просеивания (точки) и приближение экспериментальных результатов с помощью формулы (7) (сплошные кривые); указаны характерные параметры распределения для каждого эксперимента. Нижний ряд: результаты моделирования уровней и их населённостей в потенциале оптической решётки (пространственное распределение потенциала вдоль оси (черная кривая), а также иллюстрация волновых функций на соответствующих собственных энергиях, выраженных в единицах энергии отдачи (цветные кривые, их яркость отображает населённость соответствующего уровня). Собственные энергии и волновые функции в потенциале изолированной пучности оптической решётки соответствующей глубины были найдены численно.

параметрах, после процедуры оптической накачки в основном колебательном состоянии находятся порядка 17% захваченных атомов, что достаточно для проведения спектроскопии часового перехода. Такой метод позволяет уменьшить число заселённых колебательных уровней до одного при достаточно сильном понижении глубины удерживающего потенциала, однако для этого необходима специальная схема стабилизации усиливающего резонатора, которая будет работать в широком диапазоне входной мощности излучения. Для более подробного анализа распределения атомов по колебательным подуровням планируется использовать зависимость характерного времени декогеренции осцилляций Раби от вида этого распределения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №21-72-10108).

1. Hinkley N., Sherman A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Science*, **341**, 1215 (2013).
2. Brewer S.M., Chen J.S., Hankin A.M., Clements E.R., Chou C.W., Wineland D.J., Hume D.B., Leibrandt D.R. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 033201 (2019).
3. Dörscher S., Huntemann N., Schwarz R., Lange R., Benkler E., Lipphardt B., Sterr U., Peik E., Lisdat C. *Metrologia*, **58**, 015005 (2021).
4. Bothwell T., Kedar D., Oelker E., Robinson J.M., Bromley S.L., Tew W.L., Ye J., Kennedy C.J. *Metrologia*, **56**, 065004 (2019).
5. Вишнякова Г.А., Головизин А.А., Калганова Е.С., Сорокин В.Н., Сукачёв Д.Д., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. *УФН*, **186** (2), 176 (2016) [*Phys. Usp.*, **59**, 168 (2016)].
6. Bergquist J.C., Itano W.M., Wineland D.J. *Phys. Rev. A*, **36**, 428 (1987).
7. Katori H. *Freq. Stand. Metrol.*, **1**, 323 (2002).
8. Belotelov G.S., Ovsiannikov V.D., Sutyrin D.V., Gribov A.Y., Berdasov O.I., Pal'chikov V.G., Slyusarev S.N., Blinov I.Y. *2020 Laser Phys.*, **30**, 045501 (2020).
9. Brown R.C., Phillips N.B., Beloy K., McGrew W.F., Schioppo M., Fasano R.J., Milani G., Zhang X., Hinkley N., Leopardi H., Yoon T.H., Nicolodi D., Fortier T.M., Ludlow A.D. *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 253001 (2017).
10. Семенко А.В., Белотелов Г.С., Сутырин Д.В., Слюсарев С.Н., Юдин В.И., Тайченачев А.В., Овсянников В.Д., Пальчиков В.Г. *Квантовая электроника*, **51** (6), 484 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (6), 484 (2021)].
11. Федорова Е.С., Трегубов Д.О., Головизин А.А., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **50** (3), 220 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (3), 220 (2020)].
12. Ushijima I., Takamoto M., Katori H. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 263202 (2018).
13. Hamann S.E., Haycock D.L., Klose G., Pax P.H., Deutsch I.H., Jessen P.S. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4149 (1998).
14. Проворченко Д.И., Трегубов Д.О., Мишин Д.А., Головизин А.А., Фёдорова Е.С., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **51** (6), 479 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (6), 479 (2021)].
15. Golovizin A.A., Tregubov D.O., Fedorova E.S., Mishin D.A., Provorchenko D.I., Khabarova K.Y., Sorokin V.N., Kolachevsky N.N. *Nat. Commun.*, **12**, 5171 (2021).
16. Fedorova E., Golovizin A., Tregubov D., Mishin D., Provorchenko D., Sorokin V., Khabarova K., Kolachevsky N. *Phys. Rev. A*, **102**, 063114 (2020).
17. Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Nat. Commun.*, **10**, 1724 (2019).

18. Golovizin A., Bushmakin V., Fedorov S., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *J. Russ. Laser Res.*, **40**, 540 (2019).
19. Трегубов Д.О., Головизин А.А., Фёдорова Е.С., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **50** (6), 566 (2020) [*Quantum Electron.*, **50** (6), 566 (2020)].
20. Blatt S., Thomsen J.W., Campbell G.K., Ludlow A.D., Swallows M.D., Martin M.J., Boyd M.M., Ye J. *Phys. Rev. A*, **80**, 052703 (2009).
21. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V.G., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
22. Beloy K., Mcgrew W.F., Zhang X., Nicolodi D., Fasano R.J., Hassan Y.S., Brown R.C., Ludlow A.D. *Phys. Rev. A*, **101**, 053416 (2020).
23. Lee S.K., Lee H.W. *Phys. Rev. A*, **74**, 063817 (2006).
24. Sukachev D., Fedorov S., Tolstikhina I., Tregubov D., Kalganova E., Vishnyakova G., Golovizin A., Kolachevsky N., Khabarova K., Sorokin V. *Phys. Rev. A*, **94**, 022512 (2016).
25. Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Семериков И.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **45** (5), 482 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (5), 482 (2015)].
26. Калганова Е.С., Головизин А.А., Шевнин Д.О., Трегубов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **48** (5), 415 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 415 (2018)].