

Оптическая накачка ультрахолодных атомов тулия на нижний уровень часового перехода и исследование процесса их деполяризации

Е.С.Федорова, Д.О.Трегубов, А.А.Головизин, Г.А.Вишнякова, Д.А.Мишин, Д.И.Проворченко, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский

Рассмотрены энергетические уровни атомов, соответствующие состояниям с нулевой проекцией полного момента, слабо чувствительные к ряду источников сдвигов, благодаря чему они широко используются в задачах прецизионной спектроскопии. Описана оптическая накачка ультрахолодных атомов тулия на уровень основного состояния с нулевой проекцией полного момента, а также исследована динамика населенности этого состояния во внешнем магнитном поле за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия.

Ключевые слова: оптическая накачка, оптические часы, часовый переход, деполяризация, ультрахолодные атомы, тулий.

1. Введение

Накачка атомов на уровни заданных внутренних состояний, в том числе состояний с определенной проекцией полного момента m_F , является важной задачей прецизионной спектроскопии [1], физики ультрахолодных атомов [2] и квантовой информатики и сенсорики [3,4]. В оптических стандартах частоты метод опроса часового перехода зависит от полного момента атома F . Так, в случае целого значения F используется переход между центральными магнитными компонентами с $m_F = 0$ и $m'_F = 0$ [5,6], а для полуцелых значений попеременно опрашиваются переходы с крайних магнитных подуровней [7,8]. При создании оптических часов на основе атомов тулия в качестве часового используется внутриоболочечный переход ($J = 7/2, F = 4, m_F = 0$) \rightarrow ($J' = 5/2, F' = 3, m'_F = 0$) между уровнями тонкой структуры основного состояния на $\lambda = 1.14$ мкм [9]. Здесь J – электронный момент атома. Для состояний с $m_F = 0$ равен нулю линейный зеемановский сдвиг, и смещение частоты часового перехода, квадратичное по величине магнитного поля, соответственно мало. Кроме того, оказывается равным нулю сдвиг уровня из-за диполь-дипольного взаимодействия между атомами. В случае атома тулия это особенно важно, поскольку он обладает большим магнитным дипольным моментом в основном состоянии $\mu = 4\mu_B$ (μ_B – магнетон Бора).

Таким образом, необходимым этапом работы по созданию оптических часов на основе атомов тулия является накачка атомов на центральный магнитный подуровень с основного состояния с $m_F = 0$.

Эта задача может быть решена различными способами [10–12], одним из которых является оптическая накачка линейно поляризованным излучением, связывающим сверхтонкие подуровни с одинаковыми значениями полного момента ($F = F'$). Для $\Delta F = F' - F = 0$ переход $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$ запрещен, поэтому подуровень с $m_F = 0$ оказывается «темным» для линейно поляризованного излучения, что приводит к увеличению его населенности за счет спонтанных переходов атома из состояний с $m'_F = \pm 1$. Спин ядра атома тулия $I = 1/2$, в результате чего все его уровни энергии расщеплены на две сверхтонкие компоненты. Таким образом, для оптической накачки линейно поляризованным излучением могут быть использованы два типа переходов: 1) с изменением полного электронного момента J ($|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J + 1 = 9/2\rangle$) (рис.1,а) и 2) без его изменения ($|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J = 7/2\rangle$) (рис.1,б), при этом в обоих случаях $F = F' = 4$. Сверхтонкая структура уровней в первом случае позволяет осуществлять лазерное охлаждение на переходе $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 5\rangle$, который используется в наших экспериментах при формировании магнитооптической ловушки (МОЛ). Соответственно для оптической накачки может быть использована та же лазерная система с длиной волны излучения 530.7 нм, что и для лазерного охлаждения. Недостатком этого метода является то, что в результате спонтанных переходов атом из состояния $|J = 9/2, F' = 4\rangle$ с большей вероятностью переходит в состояние $|J = 7/2, F = 3\rangle$ (соответствующие вероятности переходов соотносятся как $w_{F'=4 \rightarrow F=3}/w_{F'=4 \rightarrow F=4} = 35$), т. е. переход $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$ не является циклическим. Во втором случае переход $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 4\rangle$ является практически циклическим (вероятности переходов соотносятся как $w_{F'=4 \rightarrow F=3}/w_{F'=4 \rightarrow F=4} = 1/35$), но для реализации оптической накачки в таком случае необходима дополнительная лазерная система, например с длиной волны излучения 418.8 нм.

Нами была реализована эффективная оптическая накачка атомов тулия на магнитный подуровень с $m_F = 0$ основного состояния с помощью перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$ с $\lambda = 530.7$ нм и естественной шириной

Е.С.Федорова, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин, Н.Н.Колачевский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Международный центр квантовых технологий, Россия, 143025 Москва, Сколково, ул. Новая, 100; e-mail: Kalganova.elena@gmail.com

Д.О.Трегубов, А.А.Головизин, Г.А.Вишнякова, Д.А.Мишин, Д.И.Проворченко. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 12 марта 2019 г., после доработки – 18 марта 2019 г.

$\gamma = 350$ кГц, использующегося для вторичного охлаждения атомов тулия (случай 1). При этом для предотвращения ухода атомов из цикла накачки использовалось перекачивающее излучение, которое одновременно возбуждало сверхтонкий переход $|J = 7/2, F = 3\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$. Оптимальные параметры излучения для оптической накачки были определены с помощью численного моделирования и экспериментальным путем. Также была исследована зависимость от времени населенности центрального магнитного подуровня атомов тулия в одномерной оптической решетке и скорость релаксации населенности за счет диполь-дипольного взаимодействия.

2. Оптическая накачка, численное моделирование

Схема участвующих в оптической накачке уровней приведена на рис. 1, а. Для сокращения записи введем следующие обозначения для рассматриваемых состояний: $|1\rangle \equiv |J = 7/2, F = 4\rangle$; $|2\rangle \equiv |J = 7/2, F = 3\rangle$; $|3\rangle \equiv |J' = 9/2, F' = 4\rangle$. Уровень $|J' = 9/2, F' = 5\rangle$ используется только в цикле охлаждения и в процессе оптической накачки не участвует. Рассматриваемая система состоит из 25 магнитных подуровней состояний $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$, взаимодействующих с двумя линейно поляризованными световыми полями, связывающими уровни $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ (накачивающее излучение) и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ (перекачивающее излучение) в присутствии внешнего магнитного поля. Здесь и далее направление внешнего магнитного поля задает ось квантования, поляризации электрических полей накачивающего и перекачивающего излучений сонаправлены с магнитным полем для возбуждения переходов без изменения проекции полного момента m_F комбинирующих подуровней. Для определения населенности центрального подуровня решалось уравнение Лиувилля для матрицы плотности. Вычисления проводились с помощью пакета QuTiP [13].

В приближении вращающейся волны гамильтониан рассматриваемой системы имеет следующий вид [14]:

$$H = H_A + V_{AL}. \quad (1)$$

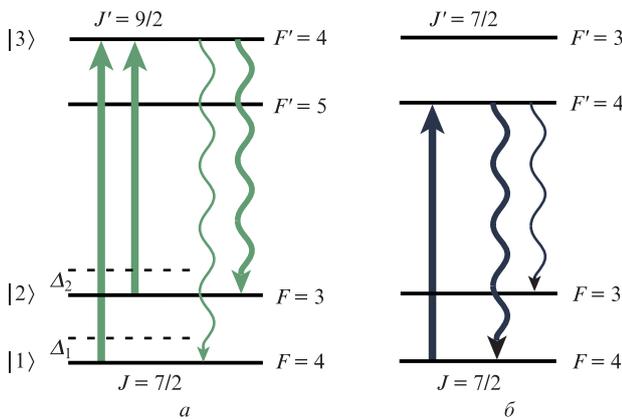


Рис. 1. Два типа переходов в атоме тулия, которые могут быть использованы для оптической накачки на магнитный подуровень с $m_F = 0$ основного состояния: $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$ (а) и $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 3\rangle$ (б); $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$ – уровни, рассматриваемые при моделировании оптической накачки с помощью перехода на длине волны 530.7 нм. Прямые линии соответствуют переходам, возбуждение которых необходимо для оптической накачки, волнистые линии – каналам спонтанного распада.

$$H_A = \sum_{q \in \{1,2,3\}} \sum_{m_q} (h\Delta_q + m_q \mu_B g_q B_0) |q, m_q\rangle \langle q, m_q|,$$

$$V_{AL} = \sum_{q \in \{1,2\}} \sum_{m_q} \sum_{m_3} \frac{h}{2} \Omega(3, m_3; q, m_q) \{ |3, m_3\rangle \langle q, m_q| + |q, m_q\rangle \langle 3, m_3| \}.$$

Здесь B_0 – индукция внешнего магнитного поля; h – постоянная Планка; Δ_q – отстройка частоты излучения от частоты невозмущенного перехода (далее просто отстройка); слагаемое H_A описывает атом в магнитном поле, а V_{AL} отвечает за взаимодействие атома с накачивающим и перекачивающим излучениями; за нуль энергии принята энергия уровня $|3\rangle$; $\Delta_3 = 0$; m_q – проекция полного момента уровня $|q\rangle$; g_q – g-фактор Ланде уровня $|q\rangle$; $q \in \{1, 2, 3\}$ ($g_1 = 1, g_2 = 1.28, g_3 = 1.24$); $\Omega(3, m_3; 1, m_1)$ и $\Omega(3, m_3; 2, m_2)$ – частоты Раби для накачивающего и перекачивающего излучений соответственно, задающиеся выражением [14]

$$\Omega(3, m_3; q, m_q) = (-1)^{m_q + F_q + 1} \times \gamma \sqrt{(2F_q + 1)(2F_3 + 1)(2J_q + 1)} \times \begin{pmatrix} F_q & 1 & F_3 \\ -m_q & 0 & m_3 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J_3 & J_q & 1 \\ F_q & F_3 & I \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{S_q}{2}}, \quad q = 1, 2. \quad (2)$$

Здесь γ – естественная ширина линии перехода; S_1 и S_2 – параметры насыщения для накачивающего и перекачивающего излучений. Эволюция населенности η центрального магнитного подуровня основного состояния, соответствующая используемым в эксперименте параметрам накачки, показана на рис. 2.

В расчетах максимизировалась населенность центрального магнитного подуровня с $m_F = 0$, достигаемая за цикл накачки длительностью $\tau_{\text{pump}} = 5$ мс; для этого варьировались величины внешнего магнитного поля, интенсивности и отстройки накачивающего и перекачивающего излучений. На рис. 3 приведены некоторые из полученных результатов, а именно зависимости населенности центрального магнитного подуровня с $m_F = 0$ в результате оптической накачки длительностью 5 мс от величины внешнего магнитного поля B_0 и отстройки накачивающего излучения Δ_1 , от интенсивностей накачивающего и перекачива-

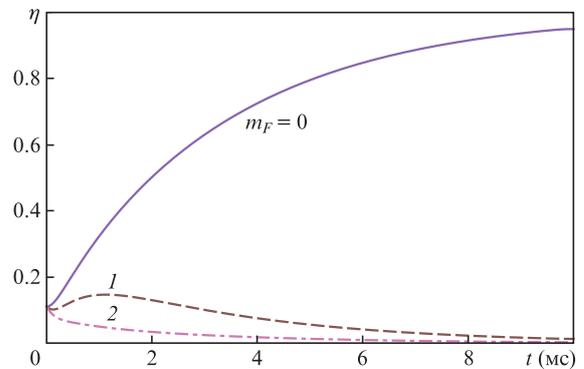


Рис. 2. Населенности магнитных подуровней $m_F = 0, 1$ и 2 основного состояния в зависимости от длительности оптической накачки (численное решение). Параметры накачивающего и перекачивающего излучений: $S_1 = 4.4, S_2 = 4, \Delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц и $\Delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц, $B_0 = 0.45$ Гс.

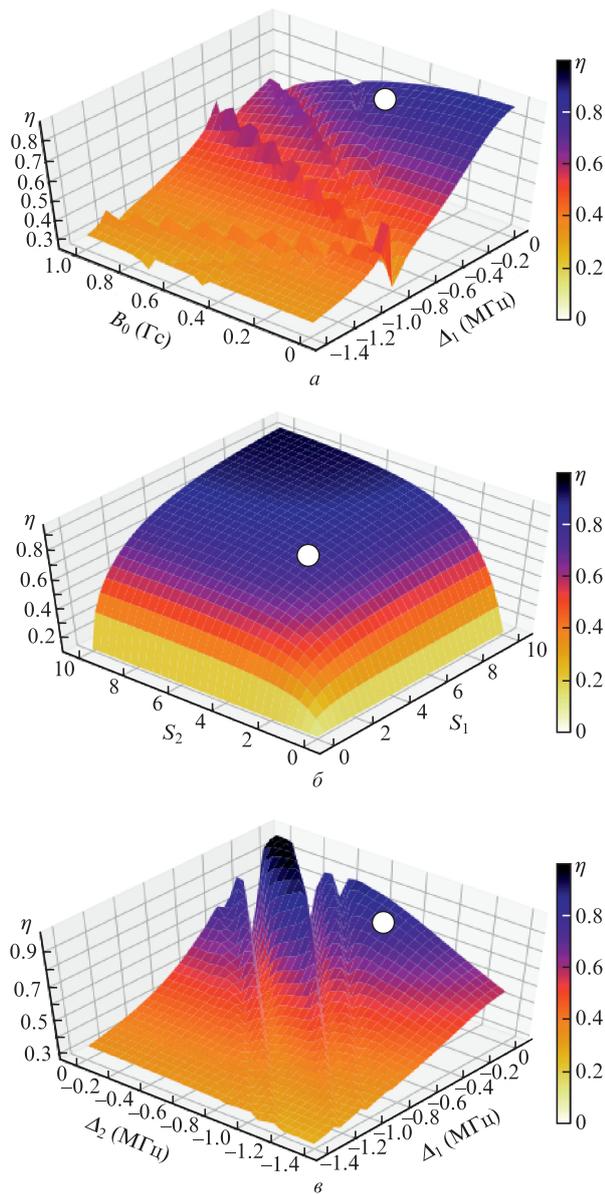


Рис.3. Населенности η центрального магнитного подуровня основного состояния после окончания оптической накачки длительностью 5 мс (численное решение): $a - S_1 = 4.4, S_2 = 4, \Delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц; $б - \Delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц, $\Delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц, $B_0 = 0.45$ Гс; $в - S_1 = 4.4, S_2 = 4, B_0 = 0.45$ Гс. На каждом из рисунков отмечена точка с координатами $\eta = 0.8, B_0 = 0.45$ Гс, $\Delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц; $\eta = 0.8, S_1 = 4.4, S_2 = 4$; $\eta = 0.8, \Delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц, $\Delta_1 = 0.1$ МГц соответственно, отвечающая экспериментальным данным (рис.5). Цветной вариант рис.3 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

ющего излучений (S_1 и S_2) и от отстройек накачивающего и перекачивающего излучений (Δ_1 и Δ_2). Расчеты показали, что скорость оптической накачки в зависимости от интенсивности накачивающего и перекачивающего излучений в диапазоне экспериментально доступных интенсивностей монотонно возрастает, поэтому в эксперименте они были выбраны максимально возможными ($S_1 = 4.4, S_2 = 4$). Из рис.3 видно, что при некоторых соотношениях между величинами магнитного поля и отстройек в системе наблюдается эффект когерентного пленения населенности (КПН), проявляющийся в уменьшении населенности η , поэтому магнитное поле и отстройки накачивающего и перекачивающего излучений требуется выби-

рать согласованно. Индукция магнитного поля B_0 должна быть достаточно велика, чтобы снять вырождение по проекции полного момента для всех рассматриваемых уровней; величина зеемановского расщепления должна превышать естественную ширину линии перехода, $\Delta E/h = \mu_B g_3 B_0/h > \gamma$, что в нашем случае выполняется при $B_0 > 0.2$ Гс. В эксперименте индукция магнитного поля B_0 оставалась постоянной и равной 0.45 Гс, соответствующие оптимальные отстройки, при которых, согласно расчетам, за цикл накачки длительностью 5 мс достигается населенность $\eta = 1$, есть $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$.

3. Оптическая накачка. Эксперимент

Оптическая накачка атомов тулия в оптической решетке на центральный магнитный подуровень основного состояния была реализована экспериментально. Схема экспериментальной установки предстала на рис.4. Там же приведена последовательность используемых лазерных импульсов. Предварительно атомы охлаждались в магнитооптической ловушке и захватывались в вертикальную опти-

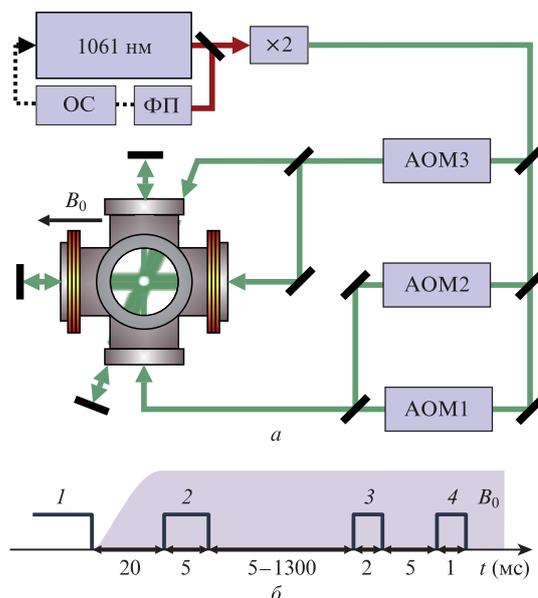


Рис.4. Схема экспериментальной установки (а). Частота излучения полупроводникового лазера с $\lambda = 1061$ нм стабилизируется относительно внешнего высокодобротного ULE-резонатора Фабри–Перо (ФП) с помощью системы обратной связи (ОС) и удваивается ($\lambda = 530.7$ нм). Далее эта удвоенная частота смещается акустооптическими модуляторами AOM1 (для осуществления оптической накачки), AOM2 (для возврата атомов в цикл накачки – перекачивающее излучение) и AOM3 (для лазерного охлаждения). Третий пучок излучения для лазерного охлаждения, нормальный к плоскости рисунка, не показан. Однородное магнитное поле B_0 направлено вдоль электрического поля линейно поляризованного накачивающего излучения. Схема последовательности лазерных импульсов (б). После завершения охлаждения (1) часть атомов остается захваченной в оптическую решетку. Для оптической накачки включается однородное магнитное поле B_0 , после выхода поля на стационарное значение в течение 5 мс происходит оптическая накачка (2), затем π -импульсом линейно поляризованного излучения на $\lambda = 1.14$ мкм возбуждается часовой переход $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$ (3) и по сигналу люминесценции под действием резонансного пробного излучения на $\lambda = 410.6$ нм регистрируется количество оставшихся в основном состоянии атомов (4). В эксперименте по измерению скорости деполяризации варьировалась временная задержка между импульсами оптической накачки и возбуждения часового перехода.

ческую решетку на длине волны 813.3 нм. Процессы охлаждения в МОЛ и перегрузки атомов в решетку подробно описаны в работах [15, 16]. Для снятия вырождения по магнитным подуровням сразу после выключения МОЛ включалось магнитное поле $B_0 = 0.45$ Гс, ориентированное горизонтально. Спустя 20 мс после включения магнитного поля на время τ_{pump} включались накачивающее и перекачивающее излучения. Задержка после включения магнитного поля необходима для того, чтобы успели завершиться все переходные процессы. Накачивающий и перекачивающий пучки в области вакуумной камеры пространственно совмещены, поляризации обоих излучений были линейными, а векторы поляризации параллельными вектору магнитного поля. Таким образом в эксперименте реализовывалась система энергетических уровней и связывающих их световых полей, описываемая гамильтонианом (1) и рассмотренная выше в численном моделировании. В работе использовалось совмещение прямого и обратно отраженного пучков, формирующих одномерную оптическую патоку, что позволяло частично компенсировать нагрев атомов накачивающим и перекачивающим излучениями.

Эффективность оптической накачки определялась с помощью спектроскопии часового перехода на $\lambda = 1.14$ мкм, подробно описанной в работе [17]. После цикла накачки переход между центральными магнитными компонентами основного и верхнего часовых уровней возбуждался импульсом линейно поляризованного излучения длительностью 2 мс и интенсивностью, соответствующей π -импульсу при нулевой отстройке. Частота часового излучения сканировалась, и по уровню люминесценции оставшихся в основном состоянии атомов измерялась вероятность возбуждения состояния $|m'_F = 0\rangle$. Стоит отметить, что частоты Раби и, соответственно, длительности π -импульсов для атомов в разных колебательных состояниях потенциала оптической решетки различаются, что ограничивает максимальную эффективность возбуждения. В результате максимальная вероятность возбуждения дает нижнюю оценку относительной населенности центрального магнитного подуровня $|m_F = 0\rangle$. Для достижения максимальной населенности длительность импульса накачки, интенсивности и отстройки излучений варьировались. В качестве начального приближения использовались полученные в результате численного моделирования значения $B_0 = 0.45$ Гс, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$, $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$. Экспериментально были определены следующие оптимальные значения параметров: $\tau_{\text{pump}} = 5$ мс, $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, $\Delta_1 = -0.1$ МГц, $\Delta_2 = -0.8$ МГц. При указанных параметрах достигнута относительная населенность $\eta = 0.79(2)$ (рис.5), при этом доля атомов, оставшихся захваченными в оптической решетке после цикла накачки, составляла 60%. Существенные потери атомов из решетки связаны с их нагревом за счет многократного рассеяния фотонов перекачивающего излучения. Расхождение экспериментально определенных оптимальных параметров накачивающего и перекачивающего излучений с расчетными связано, вероятно, с тем, что в моделировании не принимался во внимание нагрев атомов, а также поправки, связанные с дифференциальными скалярной и тензорной поляризуемостями. Кроме того, отличие поляризации накачивающего излучения от линейной или отклонение ее направления от оси, задаваемой магнитным полем, могут приводить к возбуждению находящихся на центральном подуровне основного состояния атомов и к уменьшению итоговой степени поля-

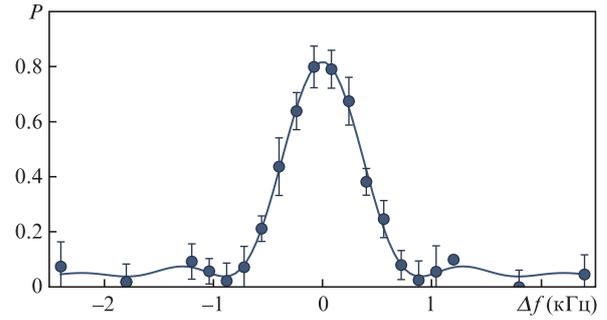


Рис.5. Экспериментально измеренная вероятность P заселения подуровня $|m'_F = 0\rangle$ π -импульсом длительностью 2 мс в зависимости от отстройки Δf частоты излучения часового лазера ($\lambda = 1.14$ мкм, точки). Кривая — результат аппроксимации экспериментальных данных функцией $\text{sinc}^2(\pi\Delta f)$.

ризации. Тем не менее экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами вычислений, которые дают хорошее начальное приближение для дальнейшего экспериментального поиска оптимальных параметров оптической накачки.

Описанный выше метод оптической накачки является относительно простым в реализации, т. к. не требует дополнительных лазерных источников: необходимые частоты излучений достигаются с использованием лазера охлаждения и акустооптических модуляторов. Однако этот метод приводит к нагреву ансамбля и потерям атомов из ловушки из-за того, что атомы из возбужденного состояния преимущественно переходят на подуровень $|J = 7/2, F = 3\rangle$ основного состояния, откуда их требуется возвращать в цикл накачки дополнительным излучением. Избежать этого можно, используя для оптической накачки переход, связывающий уровни с одинаковым значением полного электронного момента $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J = 7/2\rangle$, например переход на $\lambda = 418.8$ нм с естественной шириной линии $\gamma = 10.2$ МГц. Длина волны этого перехода удобна с точки зрения доступности источников лазерного излучения, а его естественная ширина достаточно для быстрого осуществления оптической накачки.

4. Деполяризация

Во внешнем магнитном поле центральный магнитный подуровень основного состояния с $m_F = 0$ не является состоянием с минимальной энергией, и в поляризованном атомном ансамбле идет процесс деполяризации — переворота спина за счет межатомного магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Этот процесс может ограничивать длительность опроса часового перехода (что влияет на спектральную ширину его линии) и, как показано далее, приводит к потерям атомов из ловушки. Ранее нами были проведены численные расчеты скорости деполяризации для атомов тулия в двумерной оптической решетке [9] в отсутствие магнитного поля, из которых следовало, что населенность центрального магнитного подуровня должна уменьшиться на 30% за 10 мс при числе заполнения ячеек двумерной решетки, близком к единице. Расчеты были выполнены для фиксированного расстояния между атомами, равного расстоянию между пучностями двумерной оптической решетки. В одномерной оптической решетке, в которой движение атомов ограничено только вдоль одного из направлений, среднее расстояние между атомами оказывается значительно больше. Также

можно ожидать, что присутствие магнитного поля будет снижать скорость дипольной релаксации.

Для описания скорости деполаризации за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия рассмотрим два взаимодействующих атома с магнитными дипольными моментами μ_1 и μ_2 , взаимное расположение которых описывается вектором r . Гамильтониан такой системы состоит из двух частей: $H = H_Z + V_{DDI}$, где H_Z – зеемановское взаимодействие атома с внешним магнитным полем, и

$$V_{DDI} = \frac{1}{4\pi r^3} [\mu_1 \mu_2 - 3(\mu_1 r)(\mu_2 r)]$$

$$= \frac{\mu_1 \mu_2}{4\pi r^3} [T_0 + T'_0 + T_1 + T_{-1} + T_2 + T_{-2}]$$

– диполь-дипольное взаимодействие [18]. Здесь слагаемое T_0 описывает упругое диполь-дипольное взаимодействие, при котором проекция полного момента каждого атома сохраняется во времени; T'_0 описывает одновременное изменение проекций полных моментов двух атомов, при котором сохраняется их сумма и полная внутренняя энергия системы; T_1, T_{-1}, T_2, T_{-2} соответствуют релаксационным процессам, когда происходит переход внутренней энергии зеемановского взаимодействия в кинетическую и обратно за счет изменения суммы проекций полных моментов.

Энергия, соответствующая изменению проекции полного момента одного из атомов на единицу, равна величине зеемановского расщепления $\Delta E = \mu_B g B$. В рассматриваемом эксперименте типичное значение магнитного поля составляет 0.45 Гс, чему соответствует энергия $\Delta E/k_B = 30$ мкК. Глубина дипольной ловушки U/k_B в нашем случае не превышает 20 мкК, т.е. изменение суммы проекций полного момента за счет уменьшения кинетической энергии атома подавлено, поскольку лишь небольшая доля атомов в дипольной ловушке обладает достаточной для этого энергией. В свою очередь релаксация, сопровождающаяся увеличением кинетической энергии, приводит к потере атома из дипольной ловушки. Таким образом, релаксационные процессы не меняют относительную населенность магнитных подуровней, влияя только на полное количество атомов в ловушке, поэтому при нахождении зависимости относительной населенности центрального магнитного подуровня от времени можно ограничиться рассмотрением первых двух слагаемых в выражении для V_{DDI} . В таком случае деполаризация описывается решением уравнения Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = [H_Z + \xi(r) T_0 + \xi(r) T'_0] \psi. \quad (3)$$

Здесь

$$H_Z = g\mu_B B S_{1z} + g\mu_B B S_{2z};$$

$$\xi(r) = -\frac{\mu_1 \mu_2}{4\pi r^3};$$

$$T_0 = (3\cos^2\theta - 1)S_{1z}S_{2z};$$

$$T'_0 = 1/4(3\cos^2\theta - 1)(S_{1+}S_{2-} + S_{1-}S_{2+});$$

S_{iz}, S_{i+}, S_{i-} – оператор проекции магнитного момента, повышающий и понижающий операторы, действующие на

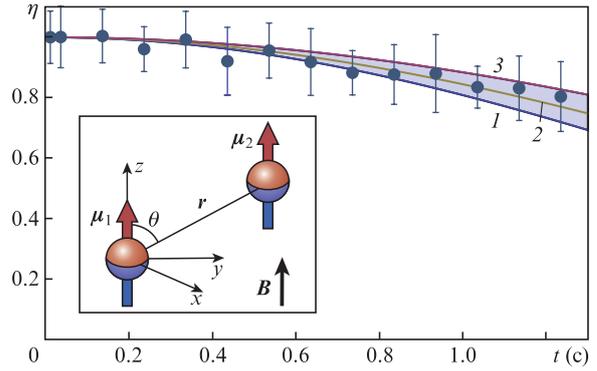


Рис.6. Динамика относительной населенности центрального магнитного подуровня в ансамбле атомов тулия в одномерной оптической решетке за счет диполь-дипольного взаимодействия. Точки – экспериментальные данные, линии – численные решения уравнения (3) для $r = 1.18$ (1), 1.24 (2) и 1.30 мкм (3). На вставке: взаимная ориентация магнитных дипольных моментов атомов.

полный момент i -го атома ($i = 1, 2$); θ – полярный угол, задающий направление r (вставка на рис.6). В качестве начального примем состояния системы $|m_1 = 0, m_2 = 0\rangle$, когда оба атома обладают нулевой проекцией полного момента на ось квантования. На рис.6 приведены численные решения уравнения (3) для нескольких расстояний между диполями.

Скорость деполаризации в используемой конфигурации оптической решетки была измерена экспериментально. Для этого осуществлялась оптическая накачка атомов в решетке на центральный магнитный подуровень, а затем измерялась вероятность возбуждения состояния $|m'_F = 0\rangle$ спустя время $\tau_{\text{delay}} = 5 - 1300$ мс (рис.4,б). Результаты измерений приведены на рис.6. Из аппроксимации экспериментальных данных численным решением было определено среднее расстояние между атомами в эксперименте $r = 1.24(6)$ мкм.

Из рис.6 видно, что населенность магнитного подуровня с $m_F = 0$ изменяется менее чем на 20% за время 1 с. При времени опроса $\tau = 1$ с фурье-ограничение на ширину линии не превышает 1 Гц, что меньше естественной ширины линии часового перехода. Таким образом, в описанной геометрии оптической решетки и при концентрации атомов $n \sim 10^{11}$ см³ деполаризация за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия практически не накладывает ограничений на время опроса и на ширину резонанса часового перехода.

5. Заключение

В работе представлены результаты численного моделирования и экспериментальной реализации оптической накачки атомов тулия на центральный магнитный подуровень с $m_F = 0$ основного состояния с использованием перехода на $\lambda = 530.7$ нм, участвующего также в цикле лазерного охлаждения. Экспериментально найденные оптимальные параметры отстрок накачивающего и перекачивающего излучений $\Delta_1 = -0.1$ МГц, $\Delta_2 = -0.8$ МГц ($\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ по результатам численного моделирования) указывают на нагрев атомов во время оптической накачки и на повышение эффективности накачки при наличии доплеровского охлаждения. По данным моделирования эффективность накачки может быть увеличена при увеличении интенсивностей накачивающего и перекачиваю-

щего излучений по сравнению с текущими значениями ($S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$). С использованием перечисленных параметров достигнута населенность $\eta = 0.79(2)$, при этом потери атомов, связанные с нагревом, достигают 40%. Предложена и проанализирована схема оптической накачки на переходе с $\lambda = 418.8$ нм (переход $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J = 7/2\rangle$), при использовании которой потери атомов вследствие нагрева должны быть значительно снижены. В ближайшей перспективе планируются исследования оптической накачки атомов тулия с использованием создаваемой лазерной системы с $\lambda = 418.8$ нм на основе диодного лазера.

В работе была также измерена скорость уменьшения относительной населенности подуровня с $m_F = 0$ основного состояния в магнитном поле за счет диполь-дипольного взаимодействия. Путем моделирования определено среднее расстояние между атомами в оптической решетке, которое оказалось равным 1.24(6) мкм. Показано, что деполяризация при текущих параметрах эксперимента не накладывает ограничений на время опроса ансамбля и на ширину резонанса часового перехода.

Численное моделирование было выполнено А.А.Головизиним, Г.А.Вишняковой и Д.А.Мишиным при поддержке РФФ (грант №19-12-00137), экспериментальная часть работы поддержана РФФИ (грант №18-02-00628).

1. Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J., Peik E., Schmidt P.O. *Rev. Modern Phys.*, **87** (2), 637 (2015).
2. Lu M., Burdick N.Q., Youn S.H., Lev B.L. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 190401 (2011).
3. Gross C., Bloch I. *Science*, **357** (6355), 995 (2017).
4. Pouliot A., Beica H.C., Carew A., Vorozcovs A., Carlse G., Barrett B., Kumarakrishnan A. *Proc. SPIE*, **10637**, 106370A (2018).
5. Rosenband T., Schmidt P.O., Hume D.B., Itano W.M., Fortier T.M., Stalnaker J.E., Kim K., Diddams S.A., Koelemeij J.C.J., Bergquist J.C., Wineland D.J. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 220801 (2007).
6. Wynands R., Weyers S. *Metrologia*, **S64**, 42 (2005).
7. Campbell G.K., Ludlow A.D., Blatt S., Thomsen J.W., Martin M.J., Miranda M.H.G., Zelevinsky T., Boyd M.M., Ye J., Diddams S.A. *Metrologia*, **45**, 539 (2008).
8. Oelke E., Hutson R.B., Kennedy C.J., Sonderhouse L., Bothwell T., Goban A., Kedar D., Sanner C., Robinson J.M., Marti G.E., Matei D.G., Legero T., Giunta M., Holzwarth R., Riehle F., Sterr U., Ye J. arXiv:1902.02741 [physics.atom-ph] (2019).
9. 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).
10. Wang Y., Meng Y., Wan J., Yu M., Wang X., Xiao L., Cheng H., Liu L. *Phys. Rev. A*, **97**, 023421 (2018).
11. Micalizio S., Godone A., Levi F., Calosso C. *Phys. Rev. A*, **80**, 023419 (2009).
12. Bhaskar N.D. *Phys. Rev. A*, **47** (6), R4559 (1993).
13. Johansson J.R., Nation P., Nori F. *Comp. Phys. Commun.*, **184**, 1234 (2013).
14. Steck D.A. <http://steck.us/teaching> (revision 0.12.2, 11 April 2018).
15. Kalganova E., Prudnikov O., Vishnyakova G., Golovizin A., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. *Phys Rev A*, **96**, 033418 (2017).
16. Калганова Е.С., Головизин А.А., Шевнин Д.О., Трегулов Д.О., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **48** (5), 415 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (5), 415 (2018)].
17. Golovizin A., Fedorova E., Tregubov D., Sukachev D., Khabarova K., Sorokin V., Kolachevsky N. arXiv:1809.02215v2 [physics.atom-ph].
18. Cohen-Tannoudji C., Diu B., Laloe F. *Quantum Mechanics* (New York: Wiley, 1977, Vol. 2).