

# ЗЕЕМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ ТУЛИЯ

*В. В. Цыганок<sup>a,b</sup>, Д. А. Першин<sup>a,b</sup>, В. А. Хлебников<sup>a</sup>,  
Э. Т. Давлетов<sup>a,b</sup>, А. В. Акимов<sup>a,c,d\*</sup>*

<sup>a</sup> *Российский квантовый центр, бизнес центр «Урал»  
143025, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Texas A&M University, TAMU 4242, College Station  
TX 77843, USA*

<sup>d</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 июля 2018 г.,  
после переработки 27 июля 2018 г.  
Принята к публикации 22 августа 2018 г.

Дипольные ультрахолодные газы представляют большой интерес для экспериментов по квантовому моделированию. Первым этапом такого моделирования является глубокое охлаждение атомов в заранее заданном внутреннем состоянии. Приведены результаты детального исследования формирования спин-поляризованного облака атомов тулия в дипольной ловушке. Методом радиочастотной зеemannовской спектроскопии откалибровано магнитное поле и на основе этой калибровки методом разлета пучка в градиенте магнитного поля измерена поляризация атомов в оптимизированной ловушке. Получено  $1.1 \cdot 10^6$  атомов при температуре 27 мК с поляризацией  $\langle m_F \rangle = -3.95 \pm 0.12$ .

DOI: 10.1134/S0044451019020044

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование квантовых систем с помощью ансамблей ультрахолодных атомов редкоземельных металлов — один из перспективных способов реализации квантовых симуляторов [1–3]. В отличие от прочих элементов, атомы тулия, находясь в основном состоянии, обладают большим орбитальным и магнитным моментом. Наличие магнитного момента в основном состоянии обеспечивает сильное диполь-дипольное взаимодействие, позволяющее реализовать на практике квантовые системы с сильной корреляцией [4]. Значительный орбитальный момент приводит к наличию резонансов Фано–Фешбаха [5, 6] в слабых магнитных полях (порядка 1 Гс), с помощью которых можно контролировать столкновительные свойства атомов. Мы вы-

брали тулий-169 (бозон), поскольку он обладает достаточно простой структурой электронных уровней и удобными переходами с точки зрения лазерного охлаждения. Ядерный спин тулия равен  $1/2$ , что создает удобную дублетную структуру уровней с близким расщеплением 1.5–2.5 ГГц как в основном, так и возбужденном состояниях. Работы в данном направлении также ведутся с использованием Dy [3, 4, 6], Er [7–9], Ho [10].

Глубокое лазерное охлаждение является первым шагом в реализации квантового моделирования. К сожалению, стандартные методы лазерного охлаждения не в состоянии обеспечить необходимые температуры и концентрации для решения подобных задач. По этой причине на заключительном этапе используется испарительное охлаждение [11]. Наличие резонансов Фано–Фешбаха в слабых магнитных полях для лантаноидов (кроме иттербия) не позволяет проводить испарительное охлаждение с помощью традиционных магнитных ловушек [12, 13], по-

\* E-mail: aa@rqc.ru

этому для подобных задач используются оптические дипольные ловушки [3, 14–16].

Нашей группой ранее атом тулия был охлажден до температур около 13 мК, и была продемонстрирована перегрузка атомов в дипольную ловушку, а также их поляризация [17, 18].

Поляризация атомов необходима по ряду причин. Имея ансамбль поляризованных атомов можно создать состояние с произвольной населенностью магнитных подуровней, что необходимо для квантовых симуляций. Хорошим плацдармом для квантового моделирования может служить конденсат Бозе–Эйнштейна (БЭК), для образования которого важна фазовая плотность атомов, находящихся в идентичном состоянии, что также требует поляризации атомов. В то же время для реализации эффективного испарительного охлаждения необходимо подавить процессы нагрева и потерь в ловушке, что частично обеспечивается накачкой в наименьшее по энергии состояние.

В данной работе мы оптимизировали перегрузку поляризованных атомов в дипольную ловушку, провели детальную калибровку магнитных полей и измерили степень поляризации атомов тулия, а также эффективность хранения поляризации в различных магнитных полях.

## 2. ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРЕГРУЗКИ АТОМОВ В ДИПОЛЬНУЮ ЛОВУШКУ

Детальное описание экспериментальной установки приведено в работе [18]. Поляризация атомов осуществляется в сильноотстроенной магнито-оптической ловушке (МОЛ), работающей на длине волны 530.7 нм, после чего атомы перегружаются в дипольную ловушку, сформированную сфокусированным пучком лазера Verdy-10 (Coherent Inc.). Перегрузка происходит при включении дипольной ловушки (горизонтальные размеры: 15 мкм с длиной Рэлея 2 мм; вертикальный — 20 мкм) внутри МОЛ (горизонтальные размеры: 4 мм, 4 мм; вертикальный — 1 мм). Из-за малого физического размера дипольной ловушки (ДЛ) перекрытие между облаком ДЛ и МОЛ оказывается невелико, поэтому для увеличения числа атомов, перегруженных из МОЛ в ДЛ в работе [18] использовалось сканирование пучка МОЛ. Сканирование осуществлялось с помощью акусто-оптического модулятора (АОМ), смещающего положение пучка ДЛ и увеличивало перекрытие объемов МОЛ и ДЛ и было выполнено с помощью сигнала пилообразной формы. Такое сканирование,

однако, не является оптимальным, так как эффективная, видимая атомами форма ловушки в таком случае оказывается существенно не параболической и приводит к нежелательному разогреву атомов, а также неоптимальной перезагрузке атомов. Ловушка параболической формы наименее подвержена параметрическому разогреву, а также позволяет избежать излишнего разогрева при изменении размера ловушки.

Сканирование должно происходить на частоте значительно превышающей частоты механических колебаний атомов в ловушке (1 кГц), чтобы атомы видели лишь усредненный потенциал и не испытывали параметрического нагрева. Также в рамках нашего эксперимента частота дрожания ограничена сверху (100 кГц), поскольку при больших частотах наблюдалась также деполяризация [18]. В силу перечисленных выше причин мы выбрали частоту 55 кГц.

С учетом специфики АОМа была подобрана специальная форма управляющего сигнала АОМ, обеспечивающая оптический потенциал близкий к параболическому, т. е. гауссову форму пучка ловушки (см. рис. 1б). Форма ловушки была верифицирована путем фотографирования профиля пучка с помощью CMOS-камеры с временем экспозиции 0.1–3 мс, заметно превышающем частоту дрожания 55 кГц. Результаты измерения профиля ловушки представлены на рис. 1в. Видно, что профиль ловушки остается гауссовым даже при максимальном дрожании ловушки, размер же гауссового распределения линейно зависит от приложенного к АОМ напряжения (см. рис. 1з). Таким образом удалось реализовать ловушку с управляемым горизонтальным размером и постоянством формы в диапазоне 20–160 мкм.

Применение сигнала специальной формы позволило увеличить число перегружаемых атомов с  $77 \cdot 10^3$  до  $1.1 \cdot 10^6$  (см. рис. 2а). Однако число атомов является не единственным параметром, определяющим эффективность перегрузки атомов в ловушку. На этапе перегрузки предпочтительно иметь больший размер дипольной ловушки для увеличения ее площади перекрытия с МОЛ, во время испарительного охлаждения важно иметь наименьшее время термализации, что обеспечивается увеличением концентрации путем уменьшения размера ловушки. Такое уменьшение размера неизбежно связано с разогревом, что может приводить к потерям фазовой плотности атомов. Для минимизации такого разогрева при выключении дрожания ловушки глубина поддерживалась постоянной. Оптимальное время выключения, соответствующее максимальной фазо-

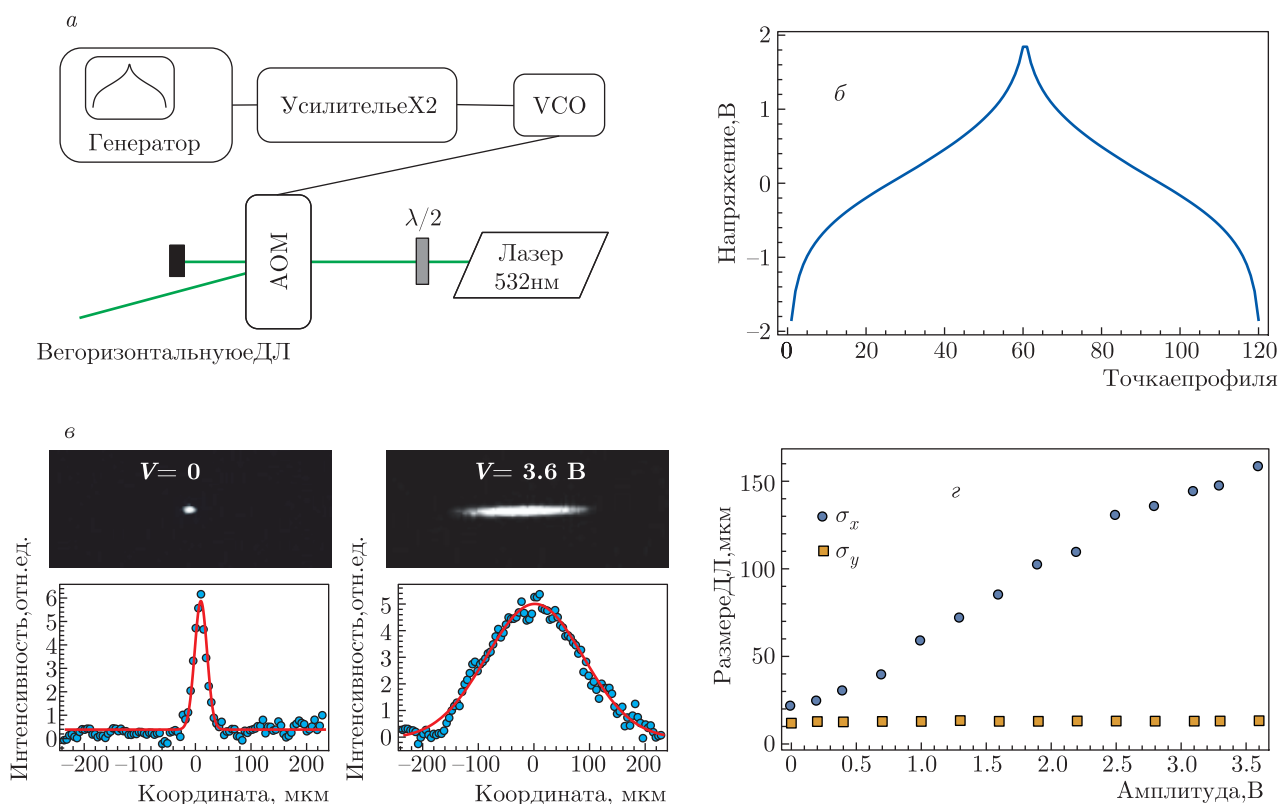


Рис. 1. а) Принципиальная схема управления пучком ДЛ; б) профиль напряжения, подаваемого на акустооптический модулятор; в) фотография поперечного профиля пучка дипольной ловушки; г) горизонтальный и вертикальный размеры дипольной ловушки в зависимости от напряжения на АОМ

вой плотности после выключения дрожания, оказалась равным 50 мс.

### 3. ИСПАРИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Нашей основной задачей на данный момент является получение конденсата Бозе–Эйнштейна, поэтому оптимизация испарительного охлаждения проводилась путем оптимизации пиковой фазовой плотности PSD:

$$PSD = n_0 \lambda_{dB}^3, \tag{1}$$

где  $n_0$  — пиковая плотность,  $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$  — длина волны де Бройля атомов тулия при температуре  $T$ .

Испарительное охлаждение происходило в одиночном фиксированном по положению горизонтальном пучке, однако мощность света в ДЛ регулировалась АОМом, ответственным за сканирование пучка. Оптимизация проходила следующим образом: глубина ловушки уменьшалась линейно в 2 раза, после чего измерялась пиковая фазовая плотность.

Эффективность охлаждения (увеличение PSD на число потерянных атомов) оптимизировалась путем варьирования продолжительности процесса уменьшения глубины ловушки [11]. После оптимизации первого шага процедура повторялась для следующего. В результате оптимизации со стартовых параметров ловушки: температура 27 мК, глубина 254 мК, число атомов  $1.1 \cdot 10^6$  (пиковая концентрация  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $PSD = 7 \cdot 10^{-6}$ ) удалось достичь температуры 3 мК и  $PSD = 0.7 \cdot 10^{-4}$ . При этом мощность излучения в пучке ОДЛ составила 90 мВт (см. рис. 2б–г).

### 4. РАДИОЧАСТОТНАЯ ЗЕЕМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Одним из важных параметров, определяющих свойства ансамбля холодных атомов в ДЛ является магнитное поле. Точное знание магнитного поля в области атомного ансамбля критически важно для измерения поляризации ансамбля атомов (см. ниже).

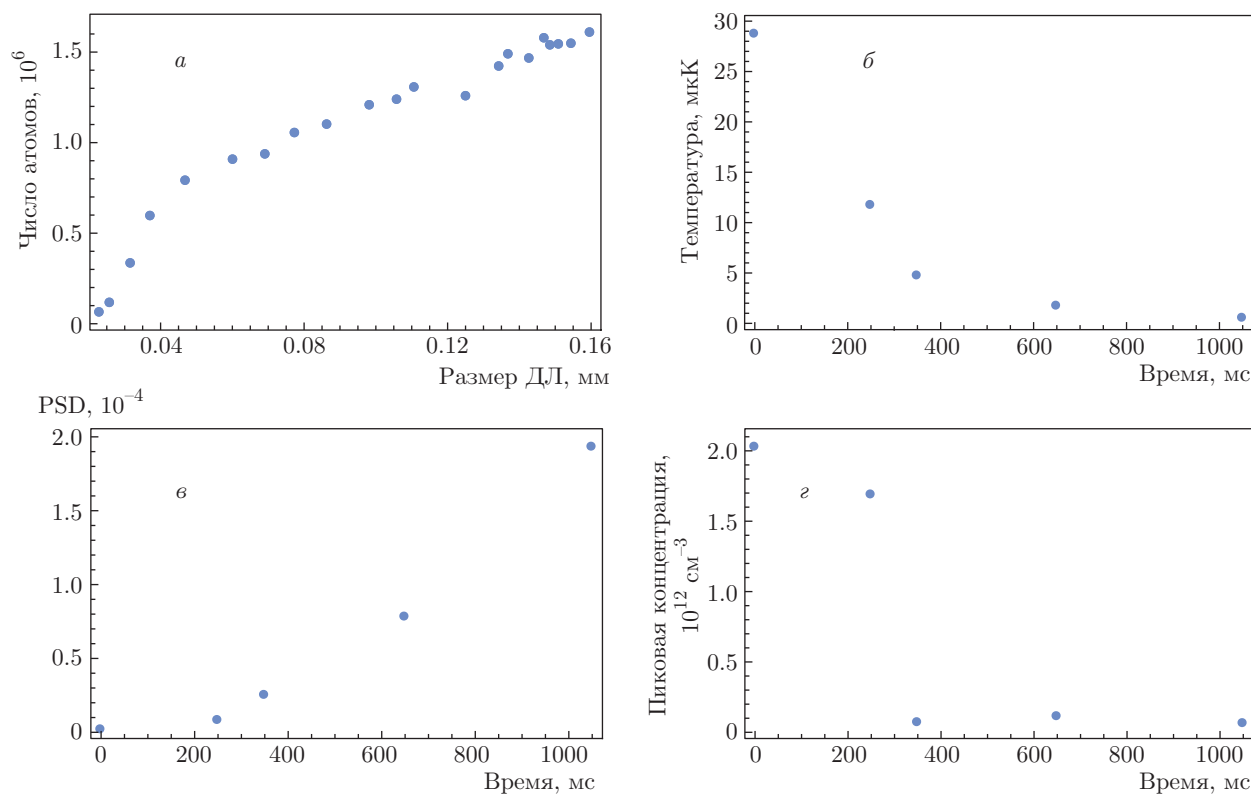


Рис. 2. а) Число атомов, перегруженных в ОДТ в зависимости от ширины ОДТ; б) температура от времени при испарении; в) фазовая плотность от времени при испарении; з) пиковая концентрация от времени при испарении

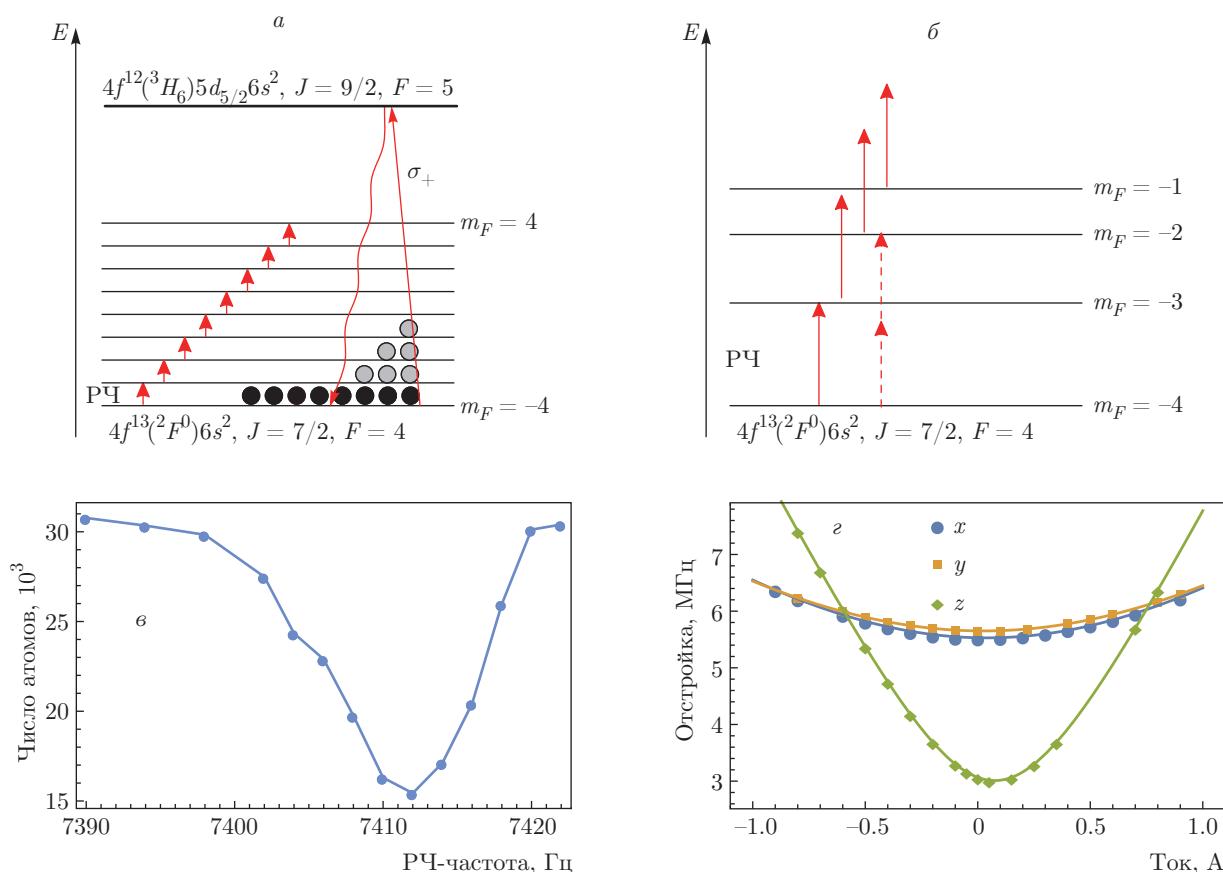
Калибровку однородного магнитного поля сложно осуществить с помощью магнитного датчика, поскольку для этого необходимо вскрывать вакуумную камеру, также возникает вопрос о точности позиционирования магнитного датчика в интересующей нас области. Более удобным методом, позволяющим определить абсолютную величину постоянного магнитного поля является использование зеемановских резонансов, соответствующих переходам между магнитными подуровнями основного состояния тулия (рис. 3а). В постоянном магнитном поле основное состояние атома тулия расщепляется на 9 подуровней, соответствующих разным значениям  $m_F$  проекции полного момента. Частота переходов между этими подуровнями в исследуемом диапазоне магнитных полей в первом приближении линейно зависит от абсолютной величины поля и дается формулой

$$\nu = g_F \frac{\mu_B H}{h}, \quad (2)$$

где  $\nu$  — частота резонанса в герцах,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $H$  — внешнее магнитное поле,  $g_F = 1$  —  $g$ -фактор для атома тулия,  $h$  — постоянная Планка.

Таким образом, при приложении радиочастотного (РЧ) поля, совпадающего с частотой перехода, будут возбуждаться переходы между компонентами основного состояния атома тулия. Поскольку начальное состояние атомов поляризовано полностью или почти полностью, переходы из состояния с  $m_F = -4$  будут вызывать деполяризацию, заселяя соседние подуровни основного состояния.

Визуализация деполяризации основного состояния может быть проведена путем возбуждения оптического охлаждающего перехода. Из-за существенной разницы коэффициентов Клебша–Гордана [18], сильно уменьшающихся от  $m_F = -4$  к  $m_F = 4$  для  $\sigma^+$ -поляризации, поглощение деполяризованного ансамбля будет слабее исходного. Таким образом, по поглощению атомного ансамбля можно судить о резонансном характере радиочастотного поля, во многом аналогичного двойному оптическому резонансу. Следует отметить, однако, что данный эффект будет ослабляться быстрой оптической накачкой за время «проявления» деполяризованного состояния, т. е. через небольшое время сигнала поглощения атомов перестанет зависеть от начального распределения атомов по магнитным компонентам,



**Рис. 3.** а) Идея зеемановской спектроскопии. Радиочастотное поле вызывает деполаризацию основного состояния атомов тулия, которая визуализируется за счет оптического поля; б) формирование двойного оптического резонанса в присутствии квадратичного эффекта Зеемана; в) типичный профиль двойного оптического резонанса ( $H = 5$  Гс); г) зависимости положений центров радиочастотных резонансов от магнитного поля (создаваемого катушками  $x, y, z$ ) и их аппроксимация

что накладывает жесткие ограничения на возможную экспозицию сигнала. Дополнительно усилить контраст зеемановского резонанса могут потери атомов, связанные с перемешиванием состояний за счет диполь-дипольного взаимодействия и последующей дипольной релаксацией [19].

В эксперименте для наблюдения резонансов облако фотографировалось после длительного (5 с) хранения в присутствии РЧ-излучения (рис. 3в), что позволяло, с одной стороны, увеличить время взаимодействия с относительно слабым РЧ-полем, а с другой, — комбинировать оптическое считывание и эффект деполаризации. Во всех измерениях магнитные поля поддерживались в диапазоне 2–5 Гс. Однородное магнитное поле в области проведения эксперимента создается с помощью трех ортогональных пар гельмгольцевских катушек. Для калибровки магнитных полей на первом этапе выполнялась загрузка поляризованного облака в дипольную ловушку.

На ширину зеемановского резонанса оказывают влияние несколько факторов: неоднородность магнитного поля в области дипольной ловушки, штарковский сдвиг, связанный с наличием охлаждающего поля. Положение резонанса также может смещаться при изменении интенсивности излучения в пучке ДЛ из-за наличия у атома тулия значительной тензорной поляризуемости [20]. Для уменьшения влияния этих эффектов атомы испарительно охлаждались и мощность пучка ДЛ снижалась. Испарительное охлаждение проводилось в течение 450 мс до температуры 3 мкК и концентрации  $1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . После чего токи в катушках однородного магнитного поля переключались на исследуемые значения. Поворот магнитного поля при таком переключении можно считать адиабатическим, т. е. сохраняющим поляризацию, так как частота ларморовской прецессии атомов в исследуемых полях порядка 10 МГц, а характерное время осцилляций полей при переключении 1 мс. Затем в течение 5–7 с

атомы хранились в дипольной ловушке под воздействием РЧ-излучения фиксированной частоты, подававшимся на еще одну пару гелимгольцевских катушек. При этом использовался генератор Stanford Research Systems SG384. Далее проводилось измерение профиля дипольной ловушки методом резонансного поглощения [21]. При изменении частоты ВЧ наблюдался резонанс в числе атомов.

На рис. 3б видно, что резонанс имеет асимметричную форму, существенно зависящую от величины РЧ-поля. Асимметрия резонанса возникает из-за квадратичного эффекта Зеемана (рис. 3б). Уровни, имеющие разные  $m_F$ , по-разному смещаются в магнитном поле (величина эффекта порядка 0.5 кГц/Гс), оставаясь, однако, в пределах ширины резонанса. Тем самым вероятность заселить высокие  $m_F$  сильно зависит от магнитного поля и мощности излучения. Кроме того, помимо каскадных переходов возможны также перекрестные когерентные резонансы, как, например, резонанс, изображенный штриховыми линиями на рис. 3б. Таким образом, точная форма резонанса оказывается достаточно сложной, поэтому в эксперименте использовались относительно слабые поля, а в качестве ошибки определения центра резонанса бралась половина ширины резонанса (10 кГц).

Абсолютное значение энергии магнитного подуровня дается формулой Брейта – Раби:

$$E(H_{ab}, m_F) = \frac{-E_{\text{hyperfine}}}{2(2J+1)} + g_J \mu_B m_F H_{ab} + \frac{E_{\text{hyperfine}}}{2} \left( 1 - \frac{4m_F(g_J - g_I)\mu_B H_{ab}/E_{\text{hyperfine}}}{2J+1} + \left( \frac{(g_J - g_I)\mu_B H_{ab}}{E_{\text{hyperfine}}} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $E_{\text{hyperfine}}$  — сверхтонкое расщепление,  $g_J$ ,  $g_I$  — электронный и ядерный  $g$ -факторы Ланде,  $H_{ab}$  — магнитное поле, которое зависит от токов  $I_x$ ,  $I_y$ ,  $I_z$  в компенсационных катушках как

$$H_{ab} = \left( \sqrt{(I_x k_x + H_{0x})^2 + (I_y k_y + H_{0y})^2 + (I_z k_z + H_{0z})^2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  — коэффициенты пропорциональности между компонентами полей и токами в соответствующих катушках;  $H_{0x}$ ,  $H_{0y}$ ,  $H_{0z}$  — компоненты лабораторного магнитного поля (поле Земли, поля намагниченных деталей установки).

Частота перехода между магнитными подуровнями с  $m_F = -4$  и  $m_F = -3$  дается следующей формулой:

$$\Delta\nu = \frac{E(H_{ab}, -4) - E(H_{ab}, -3)}{h}. \quad (5)$$

Для калибровки измерялась зависимость частоты зеемановского резонанса от тока на калибруемой катушке при фиксированных токах на остальных (поддерживался ненулевой ток на одной из не калибруемых катушек). Полученные зависимости (см. рис. 3г) после пересчета частоты в абсолютное магнитное поле с помощью (2) аппроксимировались формулой (5). При этом учитывалось, что из-за наличия тензорной поляризуемости частота перехода несколько уменьшается. При расчетах использовалась расчетная тензорная поляризуемость [20], соответствующие ей изменения параметров рассматривались как систематические ошибки измерений. Используя результаты подгонки и учитывая токи на не калибруемых катушках, можно провести самосогласованную проверку измерений. Для этого для каждого эксперимента сравнивались значение  $H'_0$ , вычисленное из  $I$ ,  $k$  и  $H_0$ , и значение  $H'_0$ , полученное непосредственно по результатам подгонки. Результаты такой проверки находятся в согласии с погрешностью измерений.

Результаты эксперимента представлены в таблице.

После того как постоянные магнитные поля были откалиброваны, было откалибровано также градиентное поле МОЛ. Для этого использовалось смещение положения центра квадрупольной магнитной ловушки, которая создавалась с помощью градиентных катушек МОЛ. Поскольку центр такой ловушки находится при нулевом значении магнитного поля, при известном значении поля смещения и известном геометрическом смещении несложно определить величину градиента. Калибровка геометрических размеров описана в работе [18].

## 5. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Для измерения поляризации мы провели эксперимент, подобный опыту Штерна – Герлаха, идея которого описана в работе [18]. Ускорение центра масс поляризованного атомного облака при воздействии дополнительной ускоряющей магнитной силы дается формулой

Таблица

Измеряемая величина	$k_x$ , Гс/А	$k_y$ , Гс/А	$k_z$ , Гс/А	$H_{0x}$ , Гс	$H_{0y}$ , Гс	$H_{0z}$ , Гс
Значение	2.38	2.24	5.43	-0.09	-0.06	-0.42
Статистическая погрешность	0.04	0.03	0.01	0.02	0.02	0.01
Систематическая погрешность	0.03	0.04	0.1	0.001	0.001	0.01

$$a(t) = g + \frac{1}{M_{Tm}} \frac{d\mu \mathbf{B}(t)}{dz} = g + m_F g_F \frac{\mu_B}{M_{Tm}} \frac{dB(t)}{dz}, \quad (6)$$

где  $B(t)$  — внешнее магнитное поле,  $g$  — ускорение свободного падения. Таким образом, атомы с разным  $m_F$  испытывают разные ускорения в градиенте магнитного поля. Для неполяризованного атомного облака координата центра масс от времени запишется в виде:

$$z(t) = \sum_{m_F=-4}^{m_F=4} n(m_F) m_F \int_{t_0}^t \left( \int_{t_0}^t \Delta a(t') dt' \right) dt' = \langle m_F \rangle \int_{t_0}^t \left( \int_{t_0}^t \Delta a(t') dt' \right) dt', \quad (7)$$

где  $\Delta a(t) = (\mu_B/M_{Tm})(dB(t)/dz)$  — ускорение между компонентами с  $\Delta m_F = 1$ , а

$$\langle m_F \rangle = \sum_{m_F=-4}^{m_F=4} n(m_F) m_F$$

— среднее значение поляризации. Таким образом, изучение динамики разлета ловушки в присутствии градиентного магнитного поля позволяет измерить среднюю поляризацию атомного облака.

Рисунок 4б демонстрирует зависимость поляризации атомов в ловушке от поля хранения при времени хранения 200 мс. В малых полях разлет облака сильно асимметричен (см. рис. 4а,б) из-за наличия в облаке большого числа проекций магнитного момента на магнитное поле. По мере разлета облака различные компоненты следуют разным траекториям во внешнем градиенте, размывая начально узкое пространственное распределение (см. рис. 4а) в широкий асимметричный контур (см. рис. 4б). Зная градиент магнитного поля и, следовательно, траекторию каждой из компонент, можно аппроксимировать разлетающееся облако девятью гауссовыми

контурами, определив тем самым количество атомов в каждой компоненте. Альтернативно, можно численно рассчитать центр масс разлетающегося облака и на основании формулы (7) рассчитать среднее значение  $\langle m_F \rangle$ . Оба метода дают схожую оценку (отличия в значениях  $\langle m_F \rangle$  не превышают 0.1), однако обладают значительной статистической ошибкой около 0.5. При  $\langle m_F \rangle > 3.5$  аппроксимация одним гауссовым контуром оказывается более эффективной в определении положения центра масс и позволяет существенно снизить неопределенность в измеренном значении  $\langle m_F \rangle$ .

На рис. 4б хорошо видно, что в малых полях происходит значительная деполяризация атомного ансамбля. Одним из механизмов деполяризации могут служить диполь-дипольные столкновения, приводящие к изменению проекции полного момента. Во внешнем магнитном поле зеemanовские подуровни оказываются расщепленными на величину  $\mu_B B$ , что препятствует деполяризации, так как исходная поляризация  $m_F = -4$  соответствует минимуму энергии. Однако наличие у атома тулия значительной тензорной поляризуемости в основном состоянии [20] уменьшает энергетический барьер, способствуя деполяризации атомов. В предельном случае за бесконечное время хранения величину ожидаемой деполяризации можно оценить исходя из распределения Больцмана. На рис. 4б видно, что тензорная поляризуемость вносит существенный вклад в предельное значение деполяризуемости, минимум поляризации не совпадает с нулевым значением магнитного поля. Последний факт может объясняться влиянием векторной поляризуемости. Векторная поляризуемость дает ненулевой вклад, так как поляризация лазерного пучка, образующего ДЛ, имеет небольшую эллиптичность с соотношением осей 9 : 1 по интенсивности ортогональных компонент. Исходя из значений оптических полей и рассчитывая смещение зависимости, вызванное векторной поляризуемостью [22], можно найти наилучшее ее значение, описывающее экспериментальную зависимость (см. вставку на рис. 4б). Наилучшая аппроксимация

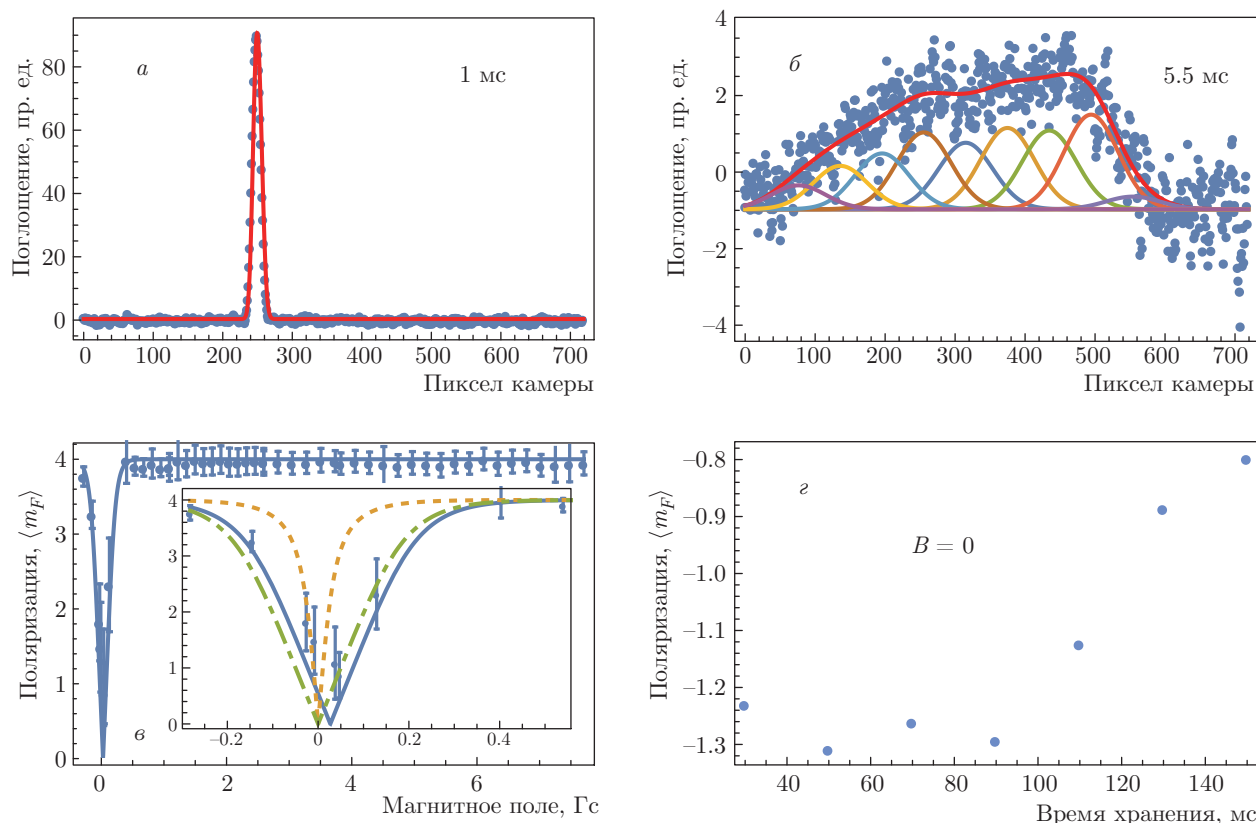


Рис. 4. а) Профиль облака атомов после разлета в течение 1 мс в нулевом магнитном поле, сплошная линия — результат подгонки профилем гауссовой формы; б) то же для времени разлета 5.5 мс. Сплошная кривая — результат подгонки девятью профилями гауссовой формы, каждый из которых так же представлен на рисунке; в) зависимость поляризации атомов от магнитного поля, в котором хранятся атомы. Вставка иллюстрирует поведение деполаризации в области нулевого магнитного поля. Штриховая линия соответствует распределению Больцмана по  $m_F$  с учетом только сдвига энергии в магнитном поле, штрихпунктирная — с учетом тензорной поляризуемости, сплошная — аппроксимация с учетом векторной поляризуемости; г) зависимость деполаризации облака от времени хранения в нулевом магнитном поле

была получена при значении векторной поляризуемости в 1600 атомных единиц. Это значение по порядку величины близко к расчетному значению в эрбии (около 700 атомных единиц).

Рисунок 4г демонстрирует скорость деполаризации атомов в нулевом магнитном поле. Ансамбль атомов приготавливался в полностью поляризованном состоянии, после чего перегружался в дипольную ловушку, сканирование которой выключалось. Измерение поляризации начиналось через 800 мс после загрузки атомов в ДЛ. Видно, что за это время поляризация упала уже до уровня  $\langle m_F \rangle = -1.5$ , однако скорость деполаризации не является постоянной и быстро растет по мере уменьшения средней поляризации, что по всей видимости связано с увеличением населенных компонент  $m_F$ , участвующих в деполаризирующих столкновениях.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально получено спин-поляризованное облако из  $1.1 \cdot 10^6$  атомов в дипольной ловушке. Проведена зеемановская спектроскопия облака поляризованных атомов, позволившая измерить магнитные поля в области ловушки. Методом разлета холодных атомов в градиенте магнитного поля измерена поляризация атомного облака  $\langle m_F \rangle = -3.95 \pm 0.12$ . Измерена деполаризация атомов тулия в малых магнитных полях, оценена векторная поляризуемость атома тулия.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-12-00266). Авторы выражают глубокую благодарность В. Юдину и Р. Гриму за обсуждение и ценные советы.



## ЛИТЕРАТУРА

1. I. M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 153 (2014).
2. T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, M. Lewenstein, and T. Pfau, *Rep. Prog. Phys.* **72**, 71 (2009).
3. M. Lu, S. H. Youn, and B. L. Lev, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 1 (2010).
4. M. Lu, N. Q. Burdick, S. H. Youn, and B. L. Lev, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 190401 (2011).
5. C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1225 (2010).
6. S. Kotochigova, *Rep. Prog. Phys.* **77**, 093901 (2014).
7. K. Aikawa, A. Frisch, M. Mark, S. Baier, A. Rietzler, R. Grimm, and F. Ferlaino, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 1 (2012).
8. A. Frisch, M. Mark, K. Aikawa, F. Ferlaino, J. L. Bohn, C. Makrides, A. Petrov, and S. Kotochigova, *Nature* **507**, 475 (2013).
9. A. Frisch, K. Aikawa, M. Mark, A. Rietzler, J. Schindler, E. Zupanič, R. Grimm, and F. Ferlaino, *Phys. Rev. A* **85**, 051401 (2012).
10. J. Miao, J. Hostetter, G. Stratis, and M. Saffman, *Phys. Rev. A* **89**, 041401 (2014).
11. W. Ketterle and N. J. Van Druten, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 181 (1996).
12. C. B. Connolly, Y. S. Au, S. C. Doret, W. Ketterle, and J. M. Doyle, *Phys. Rev. A* **81**, 010702(R) (2010).
13. K. Baumann, N. Q. Burdick, M. Lu, and B. L. Lev, *Phys. Rev. A* **89**, 020701 (2014).
14. R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).
15. S. Baier, Master Thesis (2012).
16. D. D. Sukachev, E. S. Kalganova, A. V Sokolov, S. A. Fedorov, G. A. Vishnyakova, A. V Akimov, N. N. Kolachevsky, and V. N. Sorokin, *Quantum Electron.* **44**, 515 (2014).
17. I. S. Cojocaru, S. V. Pyatchenkov, S. A. Snigirev, I. A. Luchnikov, E. S. Kalganova, G. A. Vishnyakova, D. N. Kublikova, V. S. Bushmakina, E. T. Davletov, V. V. Tsyganok, O. V. Belyaeva, A. Khoroshilov, V. N. Sorokin, D. D. Sukachev, and A. V. Akimov, *Phys. Rev. A* **95**, 012706 (2017).
18. V. V. Tsyganok, V. A. Khlebnikov, E. S. Kalganova, E. T. Davletov, D. A. Pershin, I. S. Cojocaru, I. A. Luchnikov, V. S. Bushmakina, V. N. Sorokin, and A. V. Akimov, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* DOI: 10.1088/1361 (2018).
19. S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, P. O. Schmidt, A. Görlitz, T. Pfau, S. Giovanazzi, and K. Rzazewski, *Appl. Phys. B* **77**, 765 (2003).
20. D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina, D. Tregubov, E. Kalganova, G. Vishnyakova, A. Golovizin, N. Kolachevsky, K. Khabarova, and V. Sorokin, *Phys. Rev. A* **94**, 022512 (2016).
21. D. V. Sheludko, S. C. Bell, R. Anderson, C. S. Hofmann, E. J. D. Vredenbregt, and R. E. Scholten, *Phys. Rev. A* **77**, 033401 (2008).
22. J. H. Becher, S. Baier, K. Aikawa, M. Lepers, J.-F. Wyart, O. Dulieu, and F. Ferlaino, *Phys. Rev. A* **97**, 012509 (2018).