

## МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ ТУЛИЯ

Д. А. Першин<sup>1,2</sup>, В. В. Цыганок<sup>1,2</sup>, В. В. Ярошенко<sup>3</sup>, В. А. Хлебников<sup>1</sup>,  
Э. Т. Давлетов<sup>1,2</sup>, Е. Л. Свечников<sup>3</sup>, В. Н. Сорокин<sup>1,4</sup>,  
П. В. Капитанова<sup>3</sup>, А. В. Акимов<sup>1,4,5</sup>

*Магнитные поля являются одним из основных инструментов контроля за взаимодействием ультрахолодных атомов с помощью так называемых резонансов Фешбаха. Однако точное знание магнитных полей внутри высоковакуумной камеры существенно затруднено из-за неточного знания геометрии установки, наличия магнитных частей и проч. В данном сообщении мы демонстрируем прецизионную калибровку магнитных полей в высоковакуумной установке с помощью микроволновой спектроскопии основного состояния ультрахолодных атомов тулия.*

**Ключевые слова:** ультрахолодные атомы, атом тулия, микроволновая спектроскопия.

*Введение.* Одним из способов изучения квантовых систем с сильной корреляцией является квантовый симулятор. Подобная задача может быть решена при использовании ультрахолодных дипольных атомов [1–3]. В частности, нашей группой разрабатывается интересный с точки зрения квантовых симуляторов редкоземельный атом тулия [4–6], обладающий единственным стабильным изотопом с массовым числом 169, единственной дыркой в  $f$ -оболочке и ядерным спином  $1/2$ . Благодаря наличию ядерного спина тулий обладает сверхтонким расщеплением основного состояния  $\Delta\nu_{\text{HF}} = 1496.55$  МГц [7], которое и позволяет осуществлять микроволновую спектроскопию основного состояния этого атома.

<sup>1</sup> Российский квантовый центр, бизнес-центр “Урал”, 143025 Россия, Москва, ул. Новая, 100А.

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, 141701 Россия, Долгопрудный, Институтский пер., 9.

<sup>3</sup> Университет ИТМО, 197101 Россия, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49.

<sup>4</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: aa@rqc.ru.

<sup>5</sup> Texas A&M University, TAMU 4242, College Station, TX 77843, USA.

Глубокое охлаждение атомов тулия, необходимое для реализации квантового моделирования, осуществляется в нашей установке оптическими методами в несколько этапов, описанных в предыдущих работах [5, 6, 8]. Изображение облака атомов осуществляется с помощью регистрации поглощения атомами резонансного пробного излучения [9].

Последним этапом охлаждения атомного ансамбля является испарительное охлаждение, для которого важно подавить механизмы нагрева и потерь атомов из дипольной ловушки. Одними из таких механизмов являются магнитные резонансы Фешбаха, вызывающие неэластичные межатомные столкновения, которые проявляются в виде нагрева/потерь атомов. В случае лантаноидов подбор магнитного поля, позволяющего избежать этих потерь, оказывается деликатной задачей в связи с огромной концентрацией резонансов Фешбаха [10, 11].

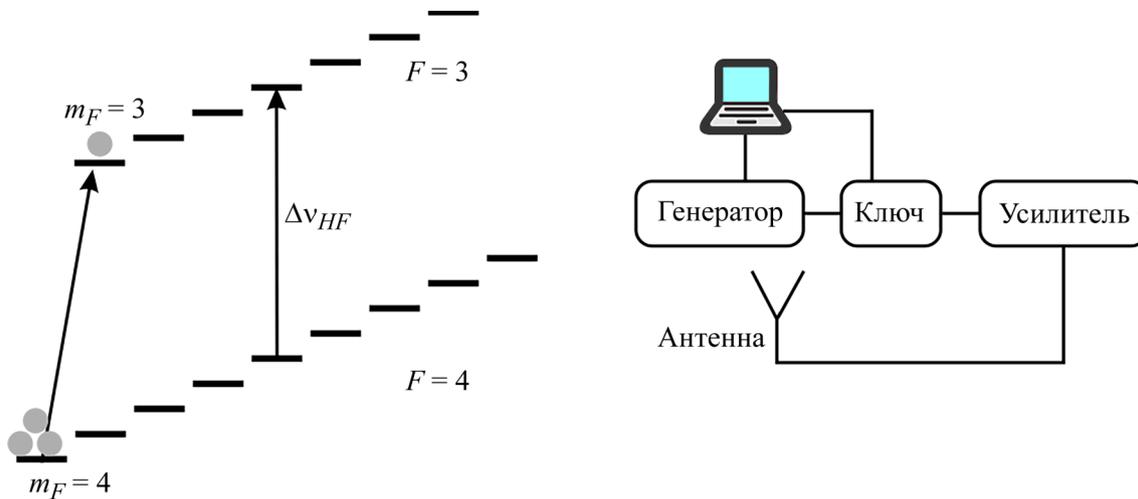


Рис. 1: Схема уровней основного состояния атома тулия (слева) и схема включения микроволновой антенны (справа).

Для создания однородного магнитного поля определённого модуля в области дипольной ловушки вокруг камеры расположены три ортогональные пары катушек в гелимгольцевских конфигурациях. Однако точно предсказать магнитное поля в области дипольной ловушки весьма затруднительно в связи с неточной геометрией катушек, наличием магнитной восприимчивости вакуумной камеры и ферромагнетизма некоторых узлов установки.

*Идея метода.* В данной работе продемонстрирован способ калибровки магнитных полей с использованием сверхтонкого расщепления тулия-169. Основное состояние данного изотопа имеет два сверхтонких подуровня  $F=3$  и  $F=4$  (основной), что открыва-

ет ряд возможностей по управлению состояниями атомов и измерению характеристик атомных ансамблей.

Основная идея калибровки магнитного поля заключается в том, чтобы возбудить переход между подуровнями сверхтонкого расщепления с помощью микроволнового (ВЧ) излучения. После процедур охлаждения и спин-поляризации все атомы находятся на строго определённом магнитном подуровне основного состояния с магнитным квантовым числом  $m_F = 4$ , и полным моментом  $F = 4$ . В силу эффекта Зеемана частота (см. рис. 1) возбуждаемых ВЧ полем переходов зависит от модуля внешнего магнитного поля:

$$\Delta\nu = (g_{F1}m_{F1} - g_{F2}m_{F2})\mu_B H + \Delta\nu_{\text{HF}}, \quad (1)$$

и может быть использована для его определения. Здесь  $g_{F1} = 1$  и  $g_{F2} = 1.286$  –  $g$ -факторы основного и возбуждённого состояния соответственно [12],  $m_{F1}$  и  $m_{F2}$  – проекции магнитного момента атома в основном и возбуждённом состояниях на ось внешнего магнитного поля  $H$  соответственно,  $\mu_B$  – магнетон Бора.

Атомы, находящиеся на уровне  $F = 3$ , не возбуждаются пробным пучком (отстройка излучения пробного пучка для этого перехода составляет около 60Г, где  $\Gamma$  – естественная ширина перехода) и, следовательно, не детектируются при изображении облака. Один из подобных резонансов приведён на рис. 2. Характерная ширина резонанса на полувысоте составляет около 4 кГц. Согласно формуле (1) смещение положения резонанса в зависимости от магнитного поля составляет 200 кГц/Гс, что позволяет с высо-

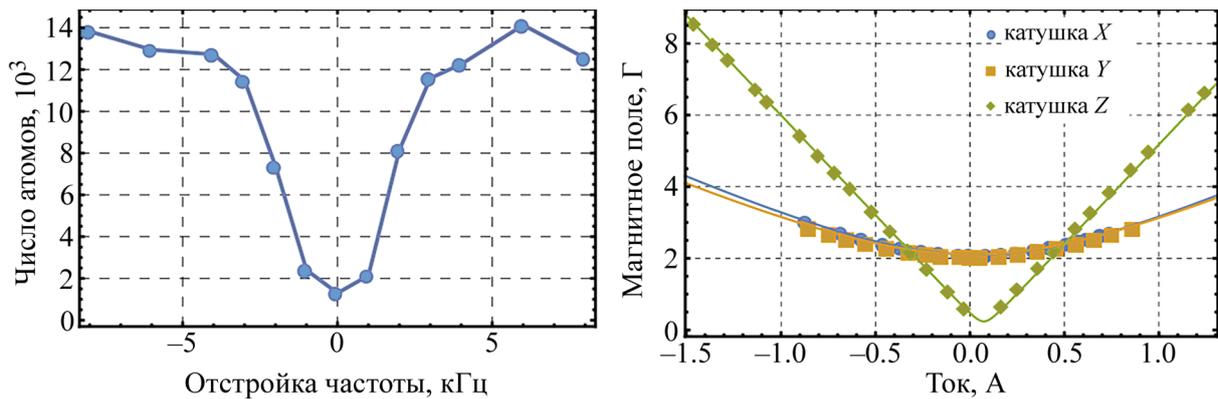


Рис. 2: Микроволновый резонанс в ансамбле атомов тулия (слева). Нулевая отстройка отвечает частоте 1496.55 ГГц. Правый рисунок демонстрирует калибровку магнитного поля, выполненную с помощью аппроксимации положений резонансов формулой (1).

кой точностью измерять магнитные поля по частоте центра этого резонанса. Следует отметить, что по сравнению с аналогичным радиочастотным методом [12] резонанс является симметричным. Действительно, наличие разных  $g$ -факторов на уровнях  $F = 3$  и  $F = 4$  приводит к различным частотам переходов между любыми зеемановскими подуровнями при ненулевом магнитном поле, что позволяет рассматривать систему вблизи одного из переходов как двухуровневую. Кроме того, большая несущая частота резонанса по сравнению с зеемановским расщеплением исключает возможность каскадного возбуждения, которое оказывается существенным в радиочастотном методе.

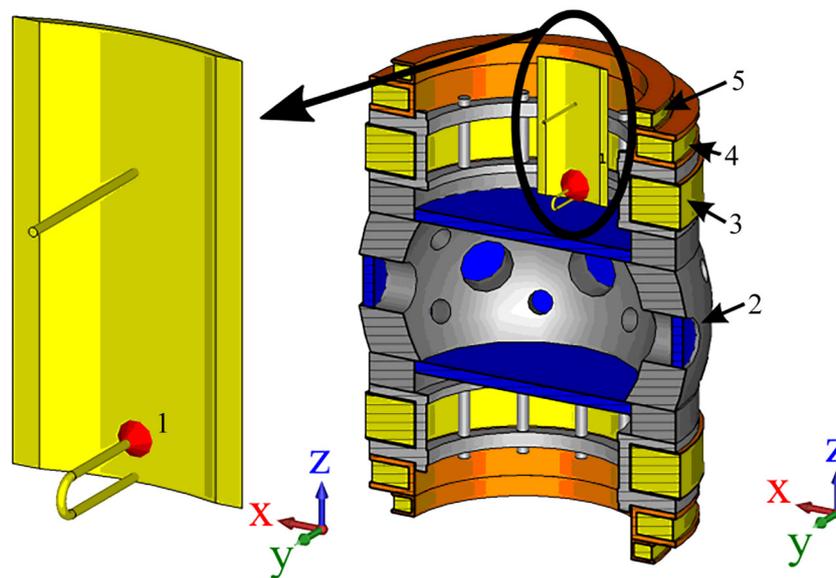


Рис. 3: 3D модель камеры (справа) с микроволновой антенной (слева). 1 – антенна, 2 – вакуумная камера, 3 – катушка градиентного поля MOT, 4 – катушка компенсационного поля, 5 – дополнительная катушка компенсационного поля. Аналогичные пары катушек по осям  $x$  и  $y$  не показаны.

*Реализация эксперимента.* В проведённой серии экспериментов была использована простая схема генерации излучения, представляющая собой последовательно подключённые ВЧ-генератор SRS SG 384, ВЧ-ключ Mini Circuits ZASWA-2-50DR+ усилитель Mini Circuits ZHL-10W-2G+ и специально разработанную микроволновую антенну (см. рис. 1). Для создания внутри камеры ВЧ поля необходимой ориентации и амплитуды в верхней части установки вне вакуумной камеры (см. рис. 3) был размещен излучатель, состоящий из трех элементов – петлевого вибратора, рефлектора и экрана. Такой излучатель может рассматриваться как несимметричный вариант простейшей антенны

типа “волновой канал” или Яги – Уда (см., напр., [13]), однако его характеристики в данном случае оказались существенно зависящими от параметров установки. В результате оптимизации размеров излучателя с помощью численного моделирования в программном пакете CST Microwave Studio удалось достичь для магнитной компоненты ВЧ поля значения 5 мГс при подаваемой мощности 10 Вт.

Ультрахолодное облако атомов (температура 7 мкК), поляризованных на состояние  $m_F = 4$  (подробности см. [5, 6, 8]) и располагающееся в скрещённой дипольной ловушке (радиусы перетяжек по уровню  $e^{-2}$  для горизонтальных пучков 15.9 мкм и 24.6 мкм, и 28 мкм и 28 мкм для вертикального пучка), в присутствии исследуемого магнитного поля подвергалось воздействию ВЧ-излучения в течение 20 мс, что приводило к возбуждению перехода между  $F = 4$   $m_F = 4$  и  $F = 3$   $m_F = 3$ . Затем спустя 2 мс ловушка выключалась и спустя еще 2 мс свободного расширения облака производился снимок облака. Данная процедура повторялась с аналогичными ансамблями атомов при различных частотах ВЧ-излучения, что позволяло просканировать атомный переход, определить  $\Delta\nu$  и в конечном итоге магнитное поле.

В ходе калибровки варьировался ток на исследуемой паре катушек, в то время как токи на двух оставшихся парах фиксировались. В предположении ортогональности осей катушек и линейной зависимости магнитного поля вдоль оси пары катушек от тока для отдельной пары катушек можно записать модель:

$$H_i = \sqrt{(k_i I_i + H_{0i})^2 + H_i'^2}, \quad (2)$$

где  $k_i$  – коэффициент пропорциональности между током на катушке  $I_i$  и создаваемым ей полем,  $H_{0i}$  – проекция добавочного поля на ось  $i$ -ой катушки (поле Земли и т.п.),  $H_i'$  – модуль магнитного поля, ортогонального оси калибруемой  $i$ -ой катушки.

Т а б л и ц а 1

Параметры калибровки токов

	$k_x$ , G/A	$k_y$ , G/A	$k_z$ , G/A	$H_{0x}$ , G	$H_{0y}$ , G	$H_{0z}$ , G
Значение	2.44	2.33	5.58	-0.08	-0.02	-0.409
Случайная ошибка	0.003	0.002	0.002	0.002	0.001	0.001
Систематическая ошибка	2%	2%	2%	2%	2%	2%

Для полученных зависимостей магнитного поля (определённого по формуле (1) при  $m_{F1} = 4$ ,  $m_{F2} = 3$ ) от тока для каждой пары катушек подбиралась наилучшая аппроксимация моделью (2), что позволило определить значения параметров  $k_i$  и  $H_{0i}$  для каждой из катушек, используемых в эксперименте.

*Результаты и обсуждение.* Результаты калибровки магнитных полей просуммированы на рис. 2 справа. Видно, что экспериментальные точки хорошо аппроксимируются теоретическими кривыми. Полученные значения параметров  $k_i$  и  $H_{0i}$  ( $i = x, y, z$ ) и ошибки их определения приведены в табл. 1.

Систематическая ошибка в основном определяется абсолютной ошибкой калибровки амперметра и составляет 2%.

*Заключение.* Осуществлена микроволновая спектроскопия сверхтонкого расщепления основного состояния атома тулия, позволившая выполнить прецизионное измерение магнитных полей в установке по лазерному охлаждению атомов тулия.

Работа была поддержана грантом Российского научного фонда № 18-12-00266. Авторы выражают глубокую благодарность Валерии Юдину и Руди Гриму за обсуждение и ценные советы.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] I. M. Georgescu, S. Ashhab, and F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 153 (2014).
- [2] T. Lahaye, C. Menotti, L. Santos, et al., *Reports Prog. Phys.* **72**, 71 (2009).
- [3] M. Lu, S. H. Youn, and B. L. Lev, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 1 (2010).
- [4] Д. Д. Сукачев, А. В. Соколов, К. А. Чебаков и др., *Квантовая электроника* **41**, 765 (2011).
- [5] I. S. Cojocaru, S. V. Pyatchenkov, S. A. Snigirev, et al., *Phys. Rev. A* **95**, 012706 (2017).
- [6] V. V. Tsyganok, V. A. Khlebnikov, E. S. Kalganova, et al., *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* DOI: 10.1088/1361 (2018).
- [7] W. J. Childs, H. Crosswhite, L. S. Goodman, and V. Pfeufer, *J. Opt. Soc. Am. B* **1**, 22 (1984).
- [8] В. Цыганок, Д. Першин, В. Хлебников и др., *ЖЭТФ*, в печати (2018).
- [9] D. V. Sheludko, S. C. Bell, R. Anderson, et al., *Phys. Rev. A* **77**, 033401 (2008).
- [10] K. Baumann, N. Q. Burdick, M. Lu, and B. L. Lev, *Phys. Rev. A* **89**, 020701 (2014).
- [11] S. Kotochigova, *Rep. Prog. Phys.* **77**, 093901 (2014).
- [12] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data,” available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.5, 13 January 2015).
- [13] Д. М. Сазонов, *Антенны и Устройства СВЧ: Учебник* (Высшая школа, Москва, 1988).

Поступила в редакцию 9 ноября 2018 г.

После доработки 9 ноября 2018 г.

Принята к публикации 14 ноября 2018 г.