

# СУБДОПЛЕРОВСКОЕ ЛАЗЕРНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ ТУЛИЯ В МАГНИТО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ И МАГНИТНОЕ УДЕРЖАНИЕ АТОМОВ ТУЛИЯ В НИЗКОГРАДИЕНТНОЙ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

Д. Д. Сукачев<sup>1,2</sup>, А. В. Соколов<sup>1,2</sup>, Н. Н. Колачевский<sup>1,2</sup>,  
Е. С. Калганова<sup>1,2</sup>, А. В. Акимов<sup>1,2</sup>, В. Н. Сорокин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», Долгопрудный, Московская область, Россия  
sukachev@gmail.com

PACS 37.10.Gh, 37.10.De, 32.30.Jc

Экспериментально исследован процесс субдоплеровского охлаждения атомов тулия в магнито-оптической ловушке (МОЛ), работающей на длине волны 410,6 нм. Без применения специального цикла субдоплеровского охлаждения достигнута температура 25(5) мК при числе атомов  $3 \times 10^6$ , что существенно ниже доплеровского предела для данного перехода (240 мК). Высокая эффективность субдоплеровского охлаждения обуславливается близкими значениями  $g$ -факторов Ланде нижнего и верхнего уровней, задействованных в процессе лазерного охлаждения. Осуществлен захват ультрахолодных атомов тулия в магнитную ловушку (МЛ), образованную квадрупольным магнитным полем МОЛ (градиент поля 20 Гс/см). Загрузка атомов в МЛ осуществлена из облака, содержащего  $4 \times 10^5$  атомов, предварительно охлажденных в МОЛ до субдоплеровской температуры 80 мК. В МЛ захвачено  $4 \times 10^4$  атомов при температуре 40 мК. По характеру распада населенности в ловушке определено время жизни (0,5 с) и наложено ограничение на константу скорости неупругих бинарных столкновений спин-поляризованных атомов тулия в основном состоянии  $g_{in} < 10^{-11} \text{ см}^3\text{с}^{-1}$ .

**Ключевые слова:** лазерное охлаждение, магнито-оптическая ловушка, магнитная квадрупольная ловушка, магнитное диполь-дипольное взаимодействие, атом тулия, суб-доплеровское охлаждение.

## 1. Введение

Лазерное охлаждение редкоземельных атомов тулия было впервые продемонстрировано в ФИАНе в 2010 г. [1]. Интерес к атомам тулия (единственный стабильный изотоп  $^{169}\text{Tm}$  имеет ядерный спин  $I = 1/2$ ) обусловлен спецификой электронных уровней лантаноидов с незаполненной внутренней оболочкой. Так, магнито-дипольный переход на длине волны 1,14 мкм между подуровнями тонкой структуры основного состояния в  $^{169}\text{Tm}$  имеет малую ширину порядка 1 Гц [2] и слабо подвержен влиянию статического и динамического штарковских сдвигов [3], что делает его привлекательным для использования в оптических часах на основе оптических решеток [4].

Атом тулия обладает относительно большим магнитным моментом ( $4\mu_B$ ,  $\mu_B$  — магнетон Бора) в основном состоянии. Это позволяет напрямую наблюдать влияние магнитного анизотропного дальнегодействующего диполь-дипольного взаимодействия. Помимо того, что

взаимодействие существенно отличается от ван-дер-ваальсовского, открывается возможность управлять им с помощью внешних полей [5] и использовать такие сильнокоррелированные атомные системы как модель твердотельных сверхпроводников (см., например, [6]). Особенно ярко диполь-дипольные взаимодействия проявляются в квантовых конденсатах [7]. Так, в Бозе-конденсате атомов хрома [8] наблюдалось явление квантового ферромагнетизма [9,10], а в атомах рубидия — фазовый переход металл-изолятор [11]. Влияние магнитных взаимодействий наблюдается и в неконденсированных средах, обуславливая, например, анизотропный разлет облака охлажденных атомов диспрозия [12]. Для проведения всех указанных экспериментов необходимо, во-первых, охладить атомы до очень низких температур порядка нескольких микрокельвинов, а во-вторых, уметь удерживать атомы в недиссипативных ловушках (например, в магнитной квадрупольной или оптической дипольной ловушке).

Для первичного охлаждения и удержания относительно большого числа атомов (около миллиона) чаще всего используется магнито-оптическая ловушка (МОЛ), состоящая из комбинации специально подготовленных световых полей и квадрупольного магнитного поля с осевым градиентом порядка 10 Гс/см [13].

Для большинства атомов минимальная температура, достижимая в МОЛ, совпадает с доплеровским пределом [14] и для получения более низких температур приходится осуществлять дополнительные циклы суб-доплеровского охлаждения [15]. Это связано с наличием в МОЛ магнитного поля, которое препятствует эффективному субдоплеровскому охлаждению [16, 17]. Однако, в случае атомов тулия (и большинства других редкоземельных атомов), наличие вакансии во внутренней 4f электронной оболочке атомов тулия, приводит к близким значениям g-факторов Ланде уровней, задействованных в лазерном охлаждении, что позволяет наблюдать эффективное суб-доплеровское охлаждение в МОЛ [18, 19] до температуры 25(5) мкК, что на порядок ниже доплеровского предела (240 мкК) для используемого перехода. Кроме этого основное состояние атома тулия обладает большим магнитным моментом ( $4\mu_B$ ), что позволяет удерживать холодные атомы тулия в квадрупольной магнитной ловушке (МЛ), образованной магнитным полем МОЛ [20]. Исследование атомов в МЛ дает возможность осуществить предварительный анализ неупругих бинарных столкновений спин-поляризованных атомов тулия в основном состоянии, что важно при решении задачи Бозе-конденсации лантаноидов.

## 2. Экспериментальная установка

В экспериментах использовалась установка, описанная в работе [20]. Атомы тулия захватывались в МОЛ из пучка, предварительно замедленного в зеemanовском замедлителе [21]. Для охлаждения и удержания атомов использовалась классическая схема ловушки с тремя ортогональными парами встречных лазерных пучков с  $\sigma^-$  и  $\sigma^+$  поляризациями. Охлаждение осуществлялось на переходе  $4f^{13}6s^2(J = 7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}5d_{3/2}6s^2(J = 9/2, F = 5)$  с длиной волны 410,6 нм, который возбуждался второй гармоникой лазера на сапфире, активированном титаном. Частотная отстройка охлаждающего излучения могла варьироваться в диапазоне нескольких  $\gamma$  относительно центра линии, где  $\gamma=10(4)$  МГц — естественная ширина линии [2], которая соответствует доплеровскому пределу в 240 мкК. Для регистрации использовалась CCD-камера, на которую отображалось облако атомов тулия с увеличением 1:1.

## 3. Субдоплеровское охлаждение

Температура атомов измерялась по баллистическому разлету облака после выключения всех лазерных пучков [18] (при этом исчезает удерживающая атомы сила и облако

начинает расширяться). При условии, что начальный пространственный профиль концентрации атомов имеет гауссов вид, и распределение по скоростям является Максвелловским, зависимость радиуса облака  $r(t)$  (по уровню  $1/e$ ) от времени разлета  $t$  имеет следующий вид:

$$r(t) = \sqrt{r(0)^2 + \frac{2k_B T}{m} t^2} \quad (1)$$

где  $m$  — масса атома,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — искомая температура.

На рис. 1а представлены типичные фотографии расширяющегося облака атомов.

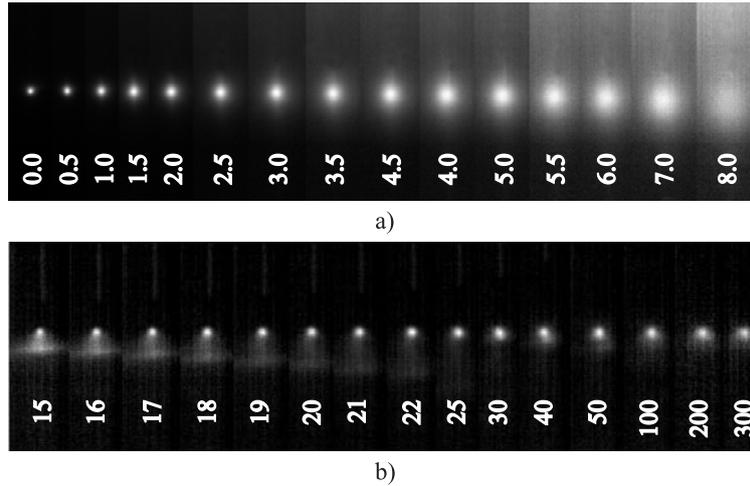


Рис. 1. Серии фотографий разлетающегося облака холодных атомов после выключения световых пучков. Цифры обозначают время в мс, прошедшее с момента выключения света. (а) Разлет в случае отсутствия магнитного поля. Облако изотропно расширяется и падает в поле силы тяжести. Через время порядка 10 мс сигнал от облака становится неразличим на фоне шумов. (б) Разлет в присутствии квадрупольного магнитного поля. Яркое неподвижное пятно в центре — атомы, захваченные в МЛ. Также видны атомы, не захваченные в МЛ и падающие под действием силы тяжести

Для определения, имеет ли место субдоплеровское охлаждение в МОЛ достаточно сравнить зависимость конечной температуры атомов от отстройки частоты охлаждающих пучков от резонанса ( $-\delta$ ). В доплеровской теории эта зависимость определяется выражением [14] (в предположении малой интенсивности света):

$$T(\delta) = \frac{\gamma}{2k_B} \frac{\delta^2 + \gamma^2/4}{|\delta| \cdot \gamma} \quad (2)$$

где  $\gamma$  — естественная ширина линии, на которой происходит охлаждение, а  $k_B$  — постоянная Больцмана. Для субдоплеровского охлаждения зависимость совершенно иная [15]:

$$T \propto \frac{1}{\delta} \quad (3)$$

На рис. 2 представлены результаты измерения зависимости температуры атомов в МОЛ от частотной отстройки лазерных пучков. Видно, что температура монотонно убывает с ростом модуля частотной отстройки (рис.2), что свидетельствует о наличии субдоплеровского охлаждения в МОЛ. Наименьшая зарегистрированная температура составила 25(5) мК [13].

#### 4. Магнитная ловушка

На рис. 1 представлены фотографии разлетающегося облака атомов после выключения всех лазерных пучков. Видно, что при включенном квадрупольном магнитном поле (рис. 1б) часть атомов из МОЛ удерживается в течение времени, которое существенно превышает характерное время разлета атомов из МОЛ, когда магнитное поле выключено (рис. 1а). Это и есть атомы тулия, захваченные в МЛ [22].

Большой магнитный момент ( $4 \mu_B$ ) основного состояния позволяет захватывать холодные атомы тулия в магнитную ловушку (МЛ), сформированную квадрупольным магнитным полем МОЛ. Градиент поля в такой ловушке составляет 20 Гс/см. В центре ловушки создается минимум магнитного поля, поэтому в МЛ могут захватываться только атомы в таком квантовом состоянии, потенциальная энергия которого увеличивается с ростом поля [23]. При характерном размере МЛ порядка 1 см ее глубина для атомов тулия составляет десятки мК, что позволяет захватывать атомы, находящиеся в определенных (см. ниже) квантовых состояниях, непосредственно из МОЛ. В работающей МОЛ атомы непрерывно рассеивают свет различной поляризации, что приводит к перемешиванию магнитных подуровней. В МЛ будут удерживаться только те атомы, для которых магнитная сила будет больше силы тяжести, что для параметров нашего эксперимента выполняется для атомов с магнитными квантовыми числами основного состояния  $m_F = 2, 3, 4$ . Учитывая, что изначально присутствуют 9 равнозаселенных магнитных подуровней основного состояния ( $F = 4$ ), в МЛ захватывается не более трети атомов из МОЛ.

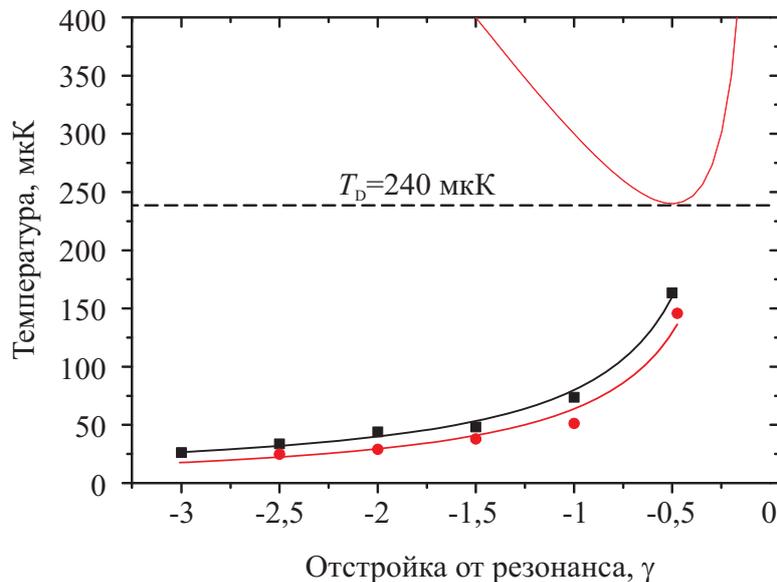


РИС. 2. Зависимость температуры атомов от отстройки охладяющих пучков при двух значениях параметра насыщения  $S = I/I_{sat}$ , где  $I_{sat} = 18 \text{ мВт/см}^2$  — интенсивность насыщения. Квадратики —  $S = 2$ , кружочки —  $S = 0.4$ . Сплошные линии соответствуют теоретической модели (3). Сверху изображена температура в доплеровской теории (2)

Для исследования МОЛ и МЛ использовался метод баллистического разлета. После полной загрузки МОЛ световые пучки выключались на некоторый интервал времени  $\Delta t$ . После этого облако подсвечивалось коротким резонансным импульсом света и его люминесценция отображалась с увеличением 1:1 на ПЗС-камеру. На рис.1 представлены

фотографии разлета облака атомов с выключенным (а) и включенным (б) квадрупольным магнитным полем МОЛ.

В экспериментах с МЛ использовался режим работы МОЛ, в котором число атомов составляло  $4 \times 10^5$  при температуре 80 мкК.

## 5. Температура атомов в МЛ

Температуру атомов в МЛ можно определить, измерив пространственный профиль концентрации атомов в МЛ [22]. Введем следующие обозначения:  $\bar{\mu}$  – эффективный магнитный момент атома,  $b_x = dB_x/dx$ ,  $b_y = dB_y/dy$ ,  $b_z = dB_z/dz$  – градиенты магнитного поля,  $m$  – масса атома  $g$  – ускорение свободного падения, направленное вдоль оси  $z$ . Тогда интегральные профили концентрации на вертикальную (4) и горизонтальную (5) оси запишутся как:

$$p_z(z) = N_z \exp\left(-2\frac{|z|}{\tilde{z}} - 2\tilde{g}\frac{z}{\tilde{z}}\right) \left(1 + 2\frac{|z|}{\tilde{z}}\right) \quad (4)$$

$$p_x(x) = N_x \exp\left(-2\frac{|x|}{\tilde{x}}\sqrt{1-\tilde{g}^2}\right) \left(1 + 2\frac{|x|}{\tilde{x}}\sqrt{1-\tilde{g}^2}\right) \quad (5)$$

где  $N_z$  и  $N_x$  – нормировочные множители и

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= 2k_B T / (\bar{\mu} b_z), \quad \tilde{g} = mg / (\bar{\mu} b_z), \\ \tilde{x} &= 2k_B T / (\bar{\mu} b_x), \quad \tilde{y} = 2k_B T / (\bar{\mu} b_y) \end{aligned} \quad (6)$$

Температура будет выражаться следующим образом:

$$T = \frac{mg}{2k_B} \frac{\tilde{z}}{\tilde{g}} \quad (7)$$

Вертикальный профиль магнитной ловушки, измеренный через  $\Delta t = 100$  мс после выключения световых пучков, представлен на рис.3 (слева). Температур атомов в МЛ составила 40(10) мкК, что эквивалентно скорости 10 см/с. Полная ширина профиля на полувысоте составляет 430(40) мкм.

## 6. Динамика числа атомов и влияние столкновений в МЛ

Зависимость числа атомов в МЛ от времени, прошедшего после выключения световых полей описывается выражением [22]:

$$N(t) = \frac{N(0) \exp(-t/\tau)}{1 + \frac{g_{in}}{8} \frac{(1-\tilde{g})^2}{\pi \tilde{x} \tilde{y} \tilde{z}} N(0) \tau (1 - \exp(-t/\tau))} \quad (8)$$

где  $g_{in} = \langle \sigma v \rangle$  – константа скорости неупругих бинарных столкновений ( $\sigma$  – сечение столкновений,  $v$  – скорость атомов) атомов тулия в основном состоянии друг с другом. Мы полагаем, что они связаны с магнитным диполь-дипольным взаимодействием [24], приводящим к переходу атомов тулия в состояния с меньшими  $m_F$ , которые не удерживаются в МЛ. Параметр  $\tau$  в формуле (5) описывает линейные потери, не имеющие отношения к бинарным столкновениям.

На рис.3 (справа) представлена зависимость полного числа атомов в МЛ от времени  $\Delta t$ , прошедшего после выключения световых пучков МОЛ. Наибольшее число захваченных атомов составило  $4 \times 10^4$ , т.е. примерно 10% от числа атомов в МОЛ. Плотность атомов в центре магнитной ловушки составляла порядка  $10^9$  см<sup>-3</sup>. К сожалению, малая плотность атомов не позволила в нашем случае напрямую наблюдать влияние неупругих бинарных столкновений. Однако, аппроксимируя зависимость числа атомов от времени формулой (8), как показано на рис.3 (справа), мы получили ограничение сверху на константу  $g_{in} <$

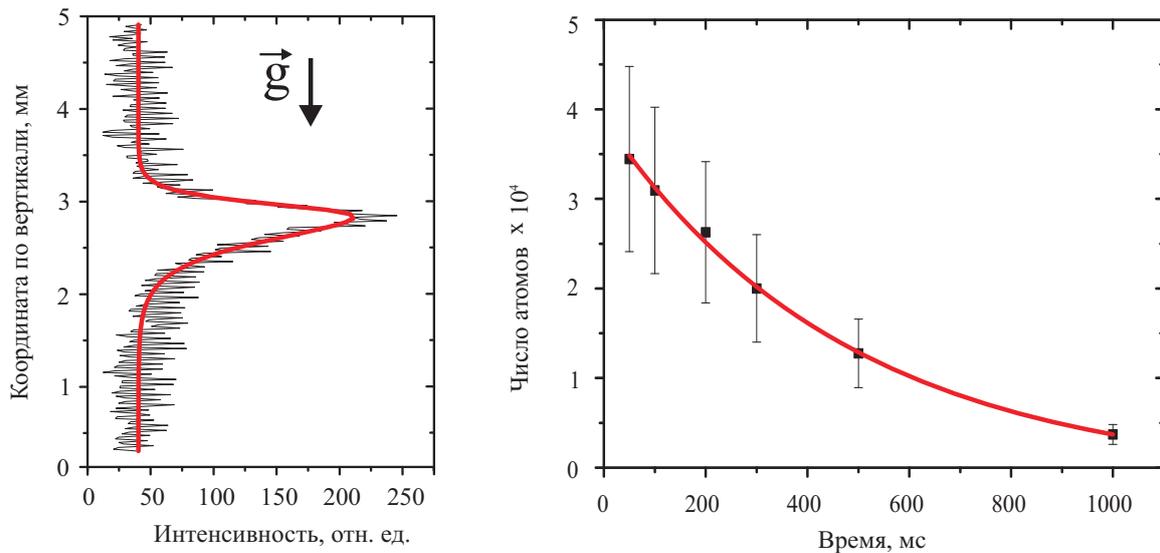


Рис. 3. Слева. Вертикальный интегральный профиль магнитной ловушки и его аппроксимация формулой (4); Справа. Зависимость числа атомов в МЛ от времени, прошедшего после выключения лазерных пучков. Точки — экспериментальные данные, сплошная кривая — аппроксимация формулой (8), в которой  $\tau=0.5$  с,  $g_{in} < 10^{-11}$  см<sup>3</sup>с

$10^{-11}$  см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>, которое согласуется с предыдущими исследованиями, выполненными при температуре 1 мК [25]. Стоит отметить, что значения константы скорости на уровне  $10^{-12}$  —  $10^{-11}$  см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup> были получены для других сильномагнитных атомов (Er [9], Dy [26,8], Cr [26]).

## 7. Заключение

Таким образом, нами экспериментально исследован процесс лазерного охлаждения атомов тулия в магнито-оптической ловушке. Показано, что благодаря уникальной структуре уровней субдоплеровское охлаждение наблюдается непосредственно в МОЛ без применения дополнительного цикла субдоплеровского охлаждения. Наименьшая температура в МОЛ составила 25(5) мК при числе атомов  $3 \times 10^6$  и радиусе облака 80 мкм, что соответствует фазовой плотности  $10^{-5}$ .

Была обнаружена и исследована МЛ, образованная квадрупольным магнитным полем МОЛ. МЛ содержала  $4 \times 10^4$  атомов при температуре 40 мК и имела диаметр порядка 0.4 мм. По характеру распада населенности МЛ получено ограничение на константу скорости неупругого рассеяния атомов тулия в основном состоянии  $g_{in} < 10^{-11}$  см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>, что, по-видимому, делает невозможным достижение Бозе-конденсации атомов в магнитной ловушке. Для этой цели может быть использована оптическая дипольная ловушка, в которую удастся загрузить спин-поляризованные атомы на самом нижнем магнитном подуровне основного состояния [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований молодых российских ученых — докторов наук (МД-669.2011.8), РФФИ (грант 12-02-01266-а) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

## Литература

- [1] Sukachev D., Sokolov A., Chebakov K. et al., Magneto-optical trap for thulium atoms // *Phys. Rev. A.* — 2010. — 82. — P.011405-011408 (R).
- [2] Kolachevsky N., Akimov A., Tolstikhina I. et al., Blue laser cooling transitions in Tm I // *Appl. Phys. B.* — 2007. — 89. — P. 589-594.
- [3] Овсянников В.Д., частные обсуждения.
- [4] Takamoto M., Hong F.-L., Higashi R. and Katori H., An optical lattice clock // *Nature.* — 2005. — 435. — P. 321-324.
- [5] Giovanazzi S., Gorlitz A., Pfau T. Tuning the Dipolar Interaction in Quantum Gases // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — 89. — P. 130401-130404.
- [6] Lewenstein M., Sanpera A., Ahufinger V., Ultracold atomic gases in optical lattices: mimicking condensed matter physics and beyond // *Adv. in Phys.* — 2007. — 56. — P. 243- 379.
- [7] Lahaye T., Menotti C., Santos L. et al. The physics of dipolar bosonic quantum gases // *ReP. Prog. Phys.* — 2009. — 72. — P. 126401-126441
- [8] Griesmaier A., Werner J., et al. Bose-Einstein Condensation of Chromium // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — 94. — P. 160401-160404.
- [9] Lahaye T., Koch T., Frohlich B. et al. Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid // *Nature.* — 2010. — 448. — P. 672-675
- [10] Pu H., Zhang W., Meystre P. Ferromagnetism in a Lattice of Bose-Einstein Condensates // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — 87. — P. 140405-140408.
- [11] Campbell G.K., Mun J., Boyd M. et al., Imaging the Mott Insulator Shells by Using Atomic Clock Shifts // *Science.* — 2006. — 313. — P. 649-652.
- [12] Youn S. H., Lu M., Ray U., Lev B. L. Dysprosium magneto-optical traps // *Phys. Rev. A.* — 2010. — 82. — P. 043425-043436.
- [13] Сукачев Д. Д., Соколов А. В., Чебаков К. А. и др. Субдоплеровское охлаждение атомов тулия в магнито-оптической ловушке // *Письма в ЖЭТФ.* — 2010. — 92. — С. 772-776.
- [14] Berglund A. J., Lee S. A., McClelland J. J. Sub-Doppler laser cooling and magnetic trapping of erbium // *Phys. Rev. A.* — 2007. — 76. — P. 053418-053422.
- [15] Dalibard J., Cohen-Tannoudij C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — 6. — P. 2023-2045.
- [16] Walhout M., Dalibard J., Rolston S., Phillips W. D.  $\sigma^+ - \sigma^-$ . Optical molasses in a longitudinal magnetic field // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1992. — 9. — P. 1997-2007.
- [17] Walhout M., Sterr U., and Rolston S. L., Magnetic inhibition of polarization-gradient laser cooling in  $\sigma^+ - \sigma^-$  optical molasses // *Phys. Rev. A.* — 1996. — 54. — P. 2275-2279.
- [18] Raab E. L., Prentiss M., Cable A. et al., Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — 59. — P. 2631-2634.
- [19] Летохов В. С., Миногин В. Г., Павлик Б. Д. // *ЖЭТФ.* — 1977. — 72. — С. 1328.
- [20] Sukachev D., Chebakov K., Sokolov A., Akimov A., Kolachevsky N., Sorokin V. Laser cooling of thulium atoms // *Оптика и спектроскопия.* — 2011. — 111. — С. 669-674.
- [21] Chebakov K., Sokolov A., Akimov A., et al. Zeeman slowing of thulium atoms // *Opt. Lett.* — 2009. — 34. — P. 2955-2957.
- [22] Сукачев Д.Д., Соколов А.В., Чебаков К.А., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. Магнитная ловушка для атомов тулия // *Квант. Электроника.* — 2011. — 41. — С. 765-768.
- [23] Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
- [24] Hensler S., Werner J., Griesmaier A. et al. Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms // *Appl. Phys. B.* — 2003. — 77. — P. 765-772.
- [25] Connolly C. B., Au Y. S., Doret S. C. et al. Large spin relaxation rates in trapped submerged-shell atoms // *Phys. Rev. A.* — 2010. — 81. — P. 010702-010705.
- [26] Newman B. K., Brahm N., Au Y. S. et. al. Magnetic relaxation in dysprosium-dysprosium collisions // *Phys. Rev. A.* — 2011. — 83. — P. 012713-012717.