

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

Федорова Елена Сергеевна

Исследование ультрахолодных атомов тулия в оптической решетке вблизи
магической длины волны

Специальность: 01.04.21 Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук
Колачевский Николай Николаевич

Москва, 2019 г.

Оглавление

Введение	4
1 Магнито-оптическая ловушка для атомов тулия и спектроскопия часового перехода	13
1.1 Лазерное охлаждение и захват атомов тулия	14
1.2 Спектроскопия часового перехода в атоме тулия	18
2 Режимы работы МОЛ на узком охлаждающем переходе	20
2.1 Механизмы лазерного охлаждения	21
2.1.1 Доплеровский механизм лазерного охлаждения	21
2.1.2 Суб-доплеровский механизм лазерного охлаждения	25
2.1.3 Критерии применимости квазиклассического подхода	29
2.2 Магнито-оптическая ловушка	30
2.3 Лазерное охлаждение на спектрально-узком охлаждающем переходе	33
2.3.1 Влияние силы тяжести на работу МОЛ	33
2.3.2 Ограниченная эффективность суб-доплеровского механизма охлаждения	34
2.4 Режимы работы МОЛ для атомов тулия	34
2.4.1 Чечевичный режим	37
2.4.2 Двухтемпературный режим	39
2.4.3 Доплеровский и суб-доплеровский режимы	46
2.5 Режимы работы МОЛ в экспериментах по лазерному охлаждению лантаноидов	47
2.6 Основные результаты Главы 2	50
3 Атомы тулия в оптической решетке на длине волны 814.5 нм	51
3.1 Оптическая решетка для атомов тулия	52

3.1.1	Оптические дипольные ловушки	52
3.1.2	Оптическая решетка на длине волны $\lambda = 814.5$ нм	55
3.1.3	Усиливающий резонатор	56
3.1.4	Параметрические резонансы	62
3.2	Спектроскопия часового перехода в оптической решетке	66
3.2.1	Влияние оптической решетки на вид спектра поглощения	66
3.2.2	Возбуждение часового перехода	69
3.2.3	Боковые колебательные частоты	71
3.2.4	Дефазировка осцилляций Раби	75
3.3	Основные результаты Главы 3	78
4	Оптическая накачка атомов тулия на центральный магнитный подуровень	80
4.1	Типы переходов для оптической накачки	83
4.2	Оптическая накачка с использованием перехода $J = 7/2 \rightarrow J' = 9/2$, $\lambda = 530.7$ нм	84
4.2.1	Численное моделирование оптической накачки	85
4.2.2	Экспериментальная реализация оптической накачки на переходе $J = 7/2 \rightarrow J' = 9/2$	89
4.3	Оптическая накачка с использованием перехода $J = 7/2 \rightarrow J' = 7/2$, $\lambda = 418.8$ нм	92
4.3.1	Численное моделирование оптической накачки	93
4.3.2	Экспериментальная реализация оптической накачки на переходе $J = 7/2 \rightarrow J' = 7/2$	94
4.4	Скорость деполяризации	97
4.4.1	Диполь-дипольное взаимодействие	98
4.4.2	Измерение скорости деполяризации	101
4.5	Основные результаты Главы 4	103
	Заключение	104

Введение

Диссертация посвящена изучению особенностей работы магнито-оптической ловушки (МОЛ) на спектрально-узком охлаждающем переходе и исследованию свойств атомов тулия в оптической решетке на длине волны вблизи 814.5 нм.

Актуальность проблемы

Развитие методов управления внешними и внутренними степенями свободы атомов и ионов, в том числе методов лазерного охлаждения [1, 2], оптической накачки [3], захвата в магнито-оптические [4] и дипольные ловушки [5], сделали возможным использование ультрахолодных атомов и ионов в широком ряде задач, таких как создание стандартов частоты [6], гравиметров [7], оптических гироскопов [8], магнитометров [9], квантовых вычислителей [10] и пр. [11, 12]. Одним из активно развивающихся направлений, связанных с использованием ультрахолодных атомов и ионов, является создание стандартов частоты в оптическом диапазоне. Наиболее заметные результаты были получены в оптических часах с использованием ультрахолодных атомов стронция [13], атомов иттербия [14], иона алюминия [15] и иона иттербия [16]. По своим характеристикам, а именно по относительной нестабильности и систематической погрешности частоты, перечисленные оптические часы уже на два порядка превосходят лучшие микроволновые стандарты.

Высокая точность измерения частоты, которая достигается с помощью оптических часов, позволяет использовать их в фундаментальных задачах, например, для измерения гравитационных сдвигов [17] и проверки Лоренц-инвариантности [18]. Исследование зависимости частоты часового перехода от времени позволяет наложить ограничения на дрейф фундаментальных констант [19], а создание распределенной сети оптических часов открывает возможности по поиску темной материи [20]. Для решения некоторых задач, на-

пример для измерения геопотенциала и построения точного геоида, стационарных оптических часов недостаточно, и возникает потребность в транспортируемых системах. В настоящий момент уже продемонстрирована работа транспортируемых часов на основе атомов стронция [21] и на основе одиночного иона кальция [22]. Также ведется разработка транспортируемых оптических часов на основе одиночных ионов алюминия, стронция и иттербия [23]. При создании транспортируемых часов одним из существенных источников неточности становится сдвиг, вызванный тепловым излучением окружающей среды, поскольку применение криогенных технологий в этом случае оказывается затруднено. В связи с этим в мире ведется поиск новых часовых переходов в атомах и ионах, которые обладали бы низкой чувствительностью к статическим электрическим полям.

Слабой чувствительностью к тепловому излучению обладают переходы, происходящие в рамках одной электронной оболочки, например переходы внутри $4f$ -оболочки в многозарядных ионах [24] и лантаноидах [25, 26]. Кроме того, в лантаноидах за счет особенностей строения атомных оболочек возникает экранировка внутриоболочечных переходов, которая широко используется для создания на основе ионов лантаноидов лазеров и усилителей [27], в экспериментах по разработке твердотельной квантовой памяти [28] и при создании различных маркеров и сенсоров [29]. Внутриоболочечный переход на длине волны 1.14 мкм в атоме тулия, лантаноида с единственной вакансией на внутренней $4f$ -оболочке, обладает низкой чувствительностью к статическим электрическим полям, малой естественной шириной (1.2 Гц) и является перспективным часовым переходом.

В ФИАНе ведется разработка репера частоты в оптическом диапазоне на основе атомов тулия, и по оценкам, достижимая относительная неточность такой системы может составлять 5×10^{-18} [26]. В 2010 году было впервые продемонстрировано лазерное охлаждение и захват атомов тулия в магнито-оптическую ловушку (МОЛ) [30]. В 2014 году было реализовано глубокое двух-

ступенчатое охлаждение атомов тулия в МОЛ и их загрузка в дипольную ловушку на длине волны 532 нм [31]. В 2015 году впервые продемонстрировано прямое лазерное возбуждение внутриоболочечного перехода на длине волны 1.14 мкм в атомах тулия [32]. Лазерному охлаждению атомов тулия посвящены диссертационные работы Сукачева Д.Д. [33] и Вишняковой Г.А. [34], спектроскопия часового перехода в атомах тулия описана в диссертационной работе Головизина А.А. [35].

Создание репера частоты требует контроля всех возможных источников уширений и сдвигов спектральной линии часового перехода. Одними из основных таких источников являются эффект Доплера первого порядка и эффект отдачи, которые в современных оптических часах подавляются за счет локализации атомов и ионов в пространстве на размерах меньше длины волны возбуждающего излучения (эффект Лэмба-Дике [36]). Необходимая степень локализации может быть достигнута с помощью захвата атомов в оптическую решетку [37], но при этом возникает необходимость контролировать вызванные излучением решетки сдвиги частоты часового перехода. Решением является использование для формирования оптической решетки излучения на так называемой магической длине волны (МДВ), то есть на такой длине волны, для которой сдвиги верхнего и нижнего уровней часового перехода совпадают [38].

Для часового перехода в атомах тулия положение магической длины волны оптической решетки было предсказано теоретически в диапазоне 806 – 815 нм [26]. Следующим необходимым шагом по созданию репера частоты на основе атомов тулия является ее экспериментальный поиск. Для этого требуется эффективный захват атомов в оптическую решетку с перестраиваемой длиной волны и глубиной, превышающей температуру атомов в несколько раз, а также исключение ряда уширений и сдвигов за счет возбуждения перехода между центральными магнитными подуровнями часового перехода. Решению перечисленных вопросов - подготовке ультрахолодного ансамбля атомов ту-

лия в оптической решетке для прецизионной спектроскопии вблизи магической длины волны - посвящена настоящая диссертационная работа.

Цели и задачи работы

Цель работы заключалась в загрузке с максимальной эффективностью ультрахолодных атомов тулия из магнито-оптической ловушки (МОЛ) в одномерную оптическую решетку на длине волны, близкой к магической, значение которой ожидается в районе 814 нм, и их подготовке в состоянии с заданной проекцией полного момента. В рамках работы решались следующие задачи:

1. Исследовать режимы работы МОЛ с целью оптимизации ее параметров для повышения доли атомов, захватываемых в одномерную оптическую решетку на длине волны близкой к магической. Реализовать суб-доплеровское охлаждение атомов тулия на узком охлаждающем переходе ($\lambda = 530.7$ нм, $\gamma = 350$ кГц).
2. Увеличить глубину удерживающего потенциала оптической решетки на длине волны, близкой к магической, и стабилизировать пространственный профиль потенциала с помощью резонатора.
3. Измерить динамическую поляризуемость основного состояния атомов тулия на длине волны 814.5 нм и охарактеризовать удерживающий потенциал оптической решетки.
4. Реализовать оптическую накачку атомов тулия на центральный ($m_F = 0$) магнитный подуровень основного состояния.

Научная новизна

1. Впервые наблюдался двухтемпературный режим работы МОЛ на спектрально узком охлаждающем переходе ($\lambda = 530.7$ нм, $\gamma = 350$ кГц), вызванный конкуренцией доплеровского и суб-доплеровского механизмов охлаждения. Ранее суб-доплеровский механизм охлаждения лантаноидов

- в МОЛ на спектрально узких охлаждающих переходах не наблюдался, несмотря на близкие g -факторы Ланде задействованных уровней.
2. Экспериментально подтверждена справедливость теоретического подхода к описанию лазерного охлаждения атомов в МОЛ, учитывающего магнитное поле и эффект отдачи [39]. В том числе продемонстрировано убывание температуры облака атомов в МОЛ с ростом интенсивности охлаждающего излучения.
 3. В МОЛ на спектрально узком охлаждающем переходе ($\lambda = 530.7$ нм, $\gamma = 350$ кГц) продемонстрирована естественная оптическая накачка атомов тулия на крайний магнитный подуровень. Она обусловлена преимущественным взаимодействием облака атомов с вертикальным охлаждающим пучком в режиме низкого насыщения, когда положение равновесия облака атомов смещается вниз под действием силы тяжести.
 4. С помощью линейно-поляризованного излучения, связывающего уровни с одинаковым значением полного момента, реализована оптическая накачка атомов тулия, удерживаемых в оптической решетке, на центральный магнитный подуровень.
 5. Исследована деполяризация состояния с нулевой проекцией полного момента для атомов тулия в одномерной оптической решетке в присутствии магнитного поля.
 6. По спектру частот параметрических резонансов атомов в оптической решетке определена динамическая поляризуемость основного состояния атомов тулия на длине волны 814.5 нм, равная 146 ± 44 а.е.

Практическая ценность

Загрузка атомов тулия в оптическую решетку на длине волны вблизи магической и подготовка их в состоянии с нулевой проекцией полного момента ($m_F = 0$) являются необходимыми шагами на пути к созданию оптического ре-

пера частоты на основе внутриоболочечного перехода с длиной волны 1.14 мкм в атомах тулия.

В рамках исследования режимов работы МОЛ на спектрально-узком охлаждающем переходе была экспериментально подтверждена справедливость теоретической модели описания динамики атомов в МОЛ, включающей эффекты отдачи и влияние магнитного поля [39].

Защищаемые положения

1. Для охлаждающего перехода в атоме тулия на длине волны 530.7 нм с естественной шириной 350 кГц при параметрах насыщения охлаждающего излучения $1.2 \times 10^{-2} < S < 0.6$ в МОЛ наблюдается двухтемпературный режим работы, обусловленный конкуренцией доплеровского и суб-доплеровского механизмов охлаждения.
2. В условиях эксперимента удалось увеличить глубину удерживающего потенциала для атомов тулия в пучностях одномерной оптической решетки с длиной волны $\lambda = 814.5$ нм до $U = 40$ мкК с помощью резонатора. В этих условиях доля атомов, перезахватываемых из МОЛ в оптическую решетку, составила 60%. Измерена поляризуемость основного состояния атома тулия на длине волны 814.5 нм, которая составила 146 ± 44 а.е..
3. При возбуждении перехода между состояниями атома тулия с одинаковым полным моментом $F = F' = 4$ линейно-поляризованным излучением на длине волны 530.7 нм реализована оптическая накачка на центральный магнитный подуровень основного состояния ($m_F = 0$), при этом относительная населенность этого подуровня составила $\eta = 80\%$.
4. Населенность центрального магнитного подуровня атомов тулия в одномерной оптической решетке убывает за 1.2 с на 20% при концентрации атомов 10^{11} см⁻³ в однородном магнитном поле $B = 0.45$ Гс.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его решающем участии.

Апробация работы

Результаты работы докладывались автором на 5 международных и 1 российской научных конференциях:

1. «Towards Optical Lattice Clock Based on Inner-Shell Transition in Tm», E. Fedorova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, N. Kolachevsky, 13th European Conference on Atoms Molecules and Photons (ESAMP13), 8-12 апреля 2019 г., Флоренция, Италия
2. «Magic wavelength for 1.14 um clock transition in Thulium», E. Kalganova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Shevnin, V. Bushmakin, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, N. Kolachevsky, 4th Russian-German-French Laser Symposium, 23-27 апреля 2018 г., Казань, Россия
3. «Two-temperature momentum distribution of thulium atoms in an intermediate-line MOT», E. Kalganova, G. Vishnyakova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, O. Prudnikov, N. Kolachevsky, 651 WE-Heraeus-Seminar: Longrange interactions, 25-27 октября 2017 г., Бад Хоннеф, Германия
4. «Two-temperature momentum distribution of thulium atoms in a narrow-line MOT», E. Kalganova, G. Vishnyakova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, O. Prudnikov, N. Kolachevsky, IV International Conference on Quantum Technologies (ICQT), 12-16 июля 2017 г., Москва, Россия
5. «Laser cooling on the weak transition and optical trapping of thulium atoms», E. Kalganova, G. Vishnyakova, A. Golovisin, D. Tregubov, D. Sukachev,

S. Fedorov, K. Khabarova, A. Akimov, N. Kolachevsky, V. Sorokin, Third International Conference on Quantum Technologies (ICQT), 13-17 июля 2015 г., Москва, Россия

6. «Разработка оптических часов на основе ультрахолодных атомов тулия с низкой чувствительностью к тепловому излучению окружающей среды», Е.С. Федорова, Д.О. Трегубов, А.А. Головизин, Д.А. Мишин, Д.И. Проворченко, К.Ю. Хабарова, В.Н. Сорокин, Н.Н. Колачевский, Всероссийская конференция «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение» (КВНО-2019), 15-19 апреля 2019 г., Санкт-Петербург, Россия

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 статьях в журналах, индексируемых Web of Science и рекомендованных ВАК:

1. E. Kalganova, O. Prudnikov, G. Vishnyakova, A. Golovizin, D. Tregubov, D. Sukachev, K. Khabarova, V. Sorokin, N. Kolachevsky / Two-temperature momentum distribution in a thulium magneto-optical trap // Physical Review A. – 2017 – Vol. 96, № 3. – P. 033418 1-6
DOI: 10.1103/PhysRevA.96.033418
2. Е. С. Калганова, А. А. Головизин, Д. О. Шевнин, Д. О. Трегубов, К. Ю. Хабарова, В. Н. Сорокин, Н. Н. Колачевский / Захват атомов тулия в оптическую решетку усиливающего резонатора вблизи магической длины волны 814.5 нм // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48, № 5. – С. 415-418.
Перевод. E. S. Kalganova, A. A. Golovizin, D. O. Shevnin, D. O. Tregubov, K. Yu. Khabarova, V. N. Sorokin, N. N. Kolachevsky / Trapping of thulium atoms in an optical lattice of an amplifying resonator near a magic wavelength of 814.5 nm // Quantum Electronics. – Vol. 48, № 5. – P. 415-418.

DOI: 10.1070/QEL16656

3. 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 / Оптическая накачка ультрахолодных атомов тулия на нижний уровень часового перехода и исследование процесса их деполяризации // Квантовая Электроника. – 2019. – Т. 49., № 5., – С. 418-423.
Перевод. E. S. Fedorova, D. O. Tregubov, A. A. Golovizin, G. A. Vishnyakova, D. A. Mishin, D. I. Provorchenko, K. Yu. Khabarova, V. N. Sorokin, N. N. Kolachevsky / Optical pumping of ultracold thulium atoms to a lower level of the clock transition and study of their depolarisation // Quantum Electronics. – 2019. – Vol. 49., № 5. – P. 418-423.

DOI: 10.1070/QEL16998

1 Магнито-оптическая ловушка для атомов тулия и спектроскопия часового перехода

Тулий является лантаноидом с единственной вакансией на внутренней $4f$ -оболочке, его электронная конфигурация имеет вид $[\text{Xe}]4f^{13}6s^2$. В основном состоянии электронный орбитальный момент атома тулия равен $L = 3$, электронный спин $S = 1/2$, и полный электронный момент $J = 7/2$. Единственный стабильный изотоп тулия ^{169}Tm является бозоном и обладает спином ядра $I = 1/2$, в результате чего все его уровни энергии расщеплены на две сверхтонкие компоненты по величине полного момента $F = J \pm 1/2$.

Атом тулия представляет интерес для метрологических применений благодаря спектрально узкому магнито-дипольному переходу $|4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2\rangle \rightarrow |4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 5/2\rangle$ (естественная ширина $\gamma = 1.2$ Гц) на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм, который, по оценкам, обладает низкой чувствительностью к внешним статическим электрическим полям. Низкая чувствительность к статическим электрическим полям характерна для большинства внутриоболочечных переходов в лантаноидах за счет экранировки внешними заполненными $5s^2$, $5p^6$ и $6s^2$ оболочками. Кроме этого, рассматриваемый переход является переходом между компонентами тонкой структуры в атомах тулия и соответствует перевороту спина единственного неспаренного электрона, то есть основное и возбужденное состояния описываются одной электронной конфигурацией. Благодаря этому, оба уровня перехода на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм обладают практически одинаковой чувствительностью к внешним статическим электрическим полям, что подтверждается отсутствием столкновительного уширения линии в парах тулия с буферным газом гелия и ксенона [40] и отсутствием фононного уширения в

спектрах тулия в матрицах из твердых гелия [41], неона и аргона [42].

Таким образом, магнито-дипольный переход на длине волны 1.14 мкм в атоме тулия обладает низкой чувствительностью к столкновительным и статическим штарковским сдвигам, что вместе с малой естественной шириной делает его перспективным кандидатом на роль часового перехода. Наша группа в ФИАНе работает над созданием репера частоты в оптическом диапазоне на его основе. В Главе 1 приведен краткий обзор предшествующих работ группы и сформулированы задачи, решению которых посвящена данная работа.

1.1 Лазерное охлаждение и захват атомов тулия

Ключевым элементом разрабатываемого оптического репера частоты являются ультрахолодные атомы тулия. Для получения облака холодных атомов используется магнито-оптическая ловушка (МОЛ), работающая на двух охлаждающих переходах: широком переходе $|4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3H_5)5d_{3/2}6s^2, J' = 9/2, F' = 5\rangle$ ($\gamma = 10$ МГц, $\lambda = 410.6$ нм) и узком переходе $|4f^{13}(^2F^o)6s^2, J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |4f^{12}(^3H_6)5d_{5/2}6s^2, J' = 9/2, F' = 5\rangle$ ($\gamma = 350$ кГц, $\lambda = 530.7$ нм). Схема используемых в эксперименте энергетических уровней в атоме тулия приведена на Рис. 1.1, схема экспериментальной установки приведена на Рис. 1.2. Реализации лазерного охлаждения на широком охлаждающем переходе посвящена диссертационная работа Сукачева Д.Д. [33], а реализации лазерного охлаждения на узком охлаждающем переходе - диссертационная работа Вишняковой Г.А. [34]. Ниже приведено краткое описание работы магнито-оптической ловушки для атомов тулия.

В работе используется классическая конфигурация МОЛ [43] с тремя взаимно-ортогональными парами охлаждающих пучков. Градиентное магнитное поле формируется парой катушек в анти-гельмгольцевской конфигурации, величина градиента магнитного поля в вертикальном направлении составляет $b = 7$ Гс/см. Для компенсации внешних магнитных полей используются

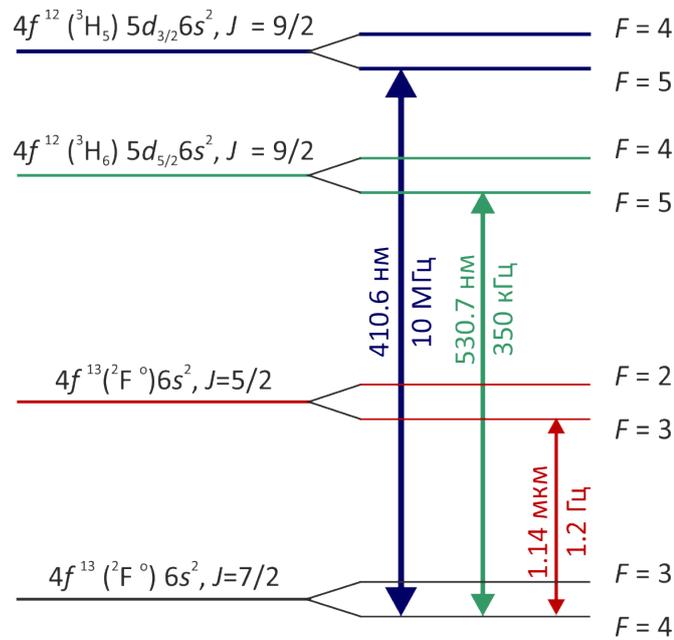


Рисунок 1.1 — Схема энергетических уровней атома тулия, используемых в эксперименте. Переход $\lambda = 410.6$ нм используется для лазерного охлаждения в первичной МОЛ, зеемановского замедлителя и детектирования облака атомов. Переход $\lambda = 530.7$ нм используется для глубокого лазерного охлаждения во вторичной МОЛ. Переход $\lambda = 1.14$ мкм является часовым.

три пары катушек в гельмгольцевских конфигурациях. В качестве источников охлаждающего излучения используются полупроводниковые лазерные системы. Для получения излучения на длине волны 410.6 нм используется лазер Sacher Lasertechnik TEC 500 с рупорным усилителем с длиной волны генерации 821 нм и изготовленный в лаборатории внутрирезонаторный удвоитель частоты на основе ВВО-кристалла [44]. Источником излучения на длине волны 530.7 нм служит лазер TOptica TA-SHG pro с встроенным удвоителем частоты. Характерные значения мощности охлаждающего излучения составляют 60 мВт на длине волны 410.6 нм и 50 мВт на длине волны 530.7 нм. Стабилизация частоты охлаждающего излучения обоих лазеров осуществляется с помощью внешних высокочастотных ULE-резонаторов методом Паунда-Древера-Холла [45].

Загрузка атомов в МОЛ осуществляется из атомного пучка. Для его получения небольшое количество металлического тулия (~ 1 г) нагревается в

сапфировой печи до 800°C . Средняя скорость атомов в пучке составляет $v \approx 400$ м/с, для замедления части атомов до скоростей ниже скорости захвата ($v_{\text{cap}} = 30$ м/с) используется зеемановский замедлитель, работающий на широком охлаждающем переходе $\lambda = 410.6$ нм [46].

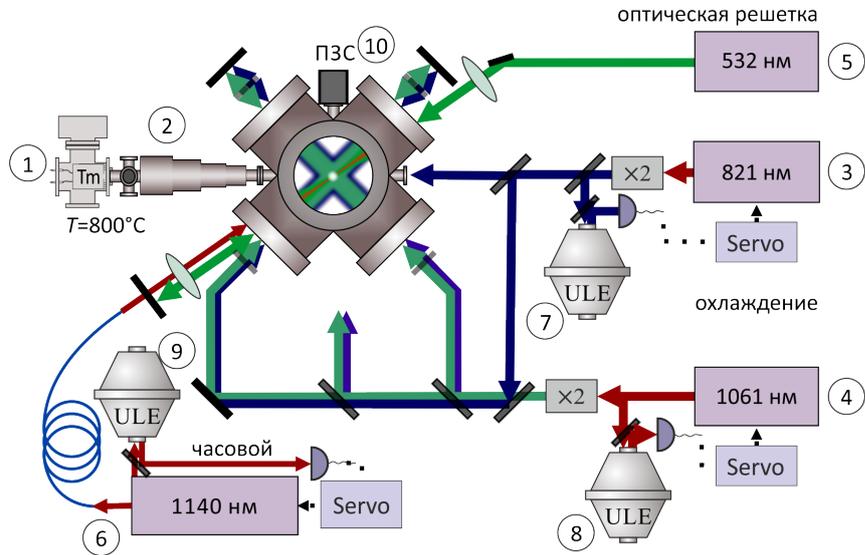


Рисунок 1.2 — Схема экспериментальной установки. Атомный пучок для загрузки ловушки формируется с помощью печи (1). Атомы предварительно замедляются в зеемановском замедлителе (2), а затем захватываются в МОЛ (вертикальные пучки МОЛ на рисунке не показаны). В качестве источников охлаждающего излучения используются два полупроводниковых лазера с удвоителями частоты: (3) - Sacher Lasertechnik TEC 500 для получения излучения на длине волны $\lambda = 410.6$ нм (первичная МОЛ, зеемановский замедлитель, детектирование) и (4) TOptica TA-SHG pro для получения излучения на длине волны $\lambda = 530.7$ нм (вторичная МОЛ). Оптическая решетка формируется излучением лазера Verdi V8 (5) на длине волны $\lambda = 532$ нм. Для возбуждения часового перехода используется излучение полупроводникового лазера TOptica DLpro на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм (6). Два используемые для охлаждения лазера и часовой лазер стабилизированы по частоте относительно внешних высокочастотных резонаторов (7, 8, 9). Изображение облака регистрируется с помощью ПЗС-камеры (10).

Цикл охлаждения в МОЛ состоит из двух этапов. На первом этапе, который длится около 1 секунды, происходит одновременное охлаждение и на широком, и на узком охлаждающих переходах, в конце первого этапа в МОЛ находится около 10^6 атомов с температурой $T = 100$ мкК. Доплеровский предел

температуры при охлаждении на широком охлаждающем переходе составляет $T_D = 240$ мкК, однако благодаря близким значениям g -факторов Ланде верхнего и нижнего уровней этого перехода в МОЛ реализуется суб-доплеровский механизм охлаждения. Подробно первичная МОЛ и лазерное охлаждение атомов тулия на широком переходе с длиной волны $\lambda = 410.6$ нм описаны в диссертационной работе Сукачева Д.Д. [33]. На втором этапе охлаждающее излучение на длине волны 410.6 нм выключается, и происходит доохлаждение атомов на узком охлаждающем переходе с длиной волны $\lambda = 530.7$ нм. Такой подход позволяет захватывать большое количество атомов, определяемое параметрами первичной МОЛ (здесь и далее - работающей на широком охлаждающем переходе $\gamma = 10$ МГц, $\lambda = 410.6$ нм), при этом температура облака определяется параметрами вторичной МОЛ (здесь и далее - работающей на узком охлаждающем переходе $\gamma = 350$ кГц, $\lambda = 530.7$ нм). Вторичная МОЛ для атомов тулия описана в диссертационной работе Вишняковой Г.А. [34]. Для узкого охлаждающего перехода $\lambda = 530.7$ нм g -факторы Ланде уровней также совпадают. Суб-доплеровский механизм охлаждения атомов тулия на переходе $\lambda = 530.7$ нм и режимы работы вторичной МОЛ рассмотрены в Главе 2.

Охлажденные в МОЛ атомы тулия, в зависимости от задачи, могут быть перегружены в дипольную ловушку или оптическую решетку. В первых экспериментах по спектроскопии часового перехода использовалась оптическая решетка на длине волны $\lambda = 532$ нм. Излучение оптической решетки присутствует в области МОЛ в течении всего цикла охлаждения. После завершения цикла охлаждения световые и магнитные поля МОЛ выключаются, и атомы, обладающие энергией меньше глубины удерживающего потенциала оптической решетки, остаются захваченными. Для получения изображения облако атомов подсвечивается близким к резонансному излучением на длине волны $\lambda = 410.6$ нм. При этом, чтобы избежать изменения размера облака атомов за время детектирования, подсвечивающий пучок совмещался со своим об-

ратным отражением, формируя одномерную оптическую пачку. Сигнал люминесценции атомов регистрируется ПЗС-камерой. Для повышения точности юстировок используются две ПЗС-камеры, одна из них расположена в горизонтальной плоскости, проходящей через центр МОЛ, а вторая направлена на облако сверху (на Рис. 1.2 не показана).

1.2 Спектроскопия часового перехода в атоме тулия

Прямое лазерное возбуждение часового перехода было осуществлено в МОЛ и в оптической решетке на длине волны 532 нм. Спектроскопии часового перехода посвящена диссертационная работа Головизина А.А. [35].

В качестве часового лазера, то есть источника излучения для возбуждения часового перехода, использовался лазер TOptica DLpro, стабилизированный по частоте относительно внешнего высокочастотного ULE-резонатора [45]. При возбуждении часового перехода в МОЛ спектральная ширина линий составляла несколько мегагерц, что связано в основном с доплеровским уширением и уширением за счет зеемановских сдвигов магнитных подуровней магнитным полем МОЛ. В оптической решетке основным источником уширения является излучение, формирующее удерживающий потенциал. Верхний и нижний уровни часового перехода в общем случае обладают разной чувствительностью к переменному электрическому полю на длине волны решетки, в результате чего они испытывают разный по величине штарковский сдвиг, и центральная частота часового перехода смещается. Кроме того, так как интенсивность излучения оптической решетки имеет пространственное распределение (стоячая световая волна в продольном направлении и гауссово в поперечном направлении), сдвиг частоты часового перехода оказывается разным в разных точках пространства, что приводит к уширению. В оптической решетке на длине вол-

ны $\lambda = 532$ нм наблюдались уширение и сдвиг линии часового перехода в атомах тулия на уровне 1 МГц. Исключить уширение и сдвиг линии излучением оптической решетки можно, используя оптическую решетку на так называемой магической длине волны (МДВ), то есть такой длине волны, для которой поляризуемости уровней часового перехода совпадают.

Положение магической длины волны для часового перехода 1.14 мкм в атоме тулия было предсказано теоретически в районе 806 – 815 нм [26]. Формирование оптической решетки с длиной волны в этом диапазоне и загрузка в нее атомов тулия подробно рассмотрены в Главе 3. Еще один существенный источник уширения спектральных линий связан с разной чувствительностью магнитных подуровней уровней часового перехода к внешним полям, в том числе к излучению оптической решетки и к остаточному магнитному полю. Чтобы исключить этот механизм уширения, в качестве часового используется переход между определенными магнитными подуровнями верхнего и нижнего часовых уровней. Наименее чувствительным к сдвигам и уширениям оказывается переход между центральными магнитными подуровнями $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$, поэтому в атоме тулия в качестве часового используется компонента перехода на длине волны 1.14 мкм $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J' = 5/2, F' = 3, m'_F = 0\rangle$. В МОЛ, как правило, населенность центрального магнитного подуровня основного состояния атома тулия не превышает $1/9$. Чтобы увеличить соотношение сигнала к шуму при спектроскопии часового перехода, необходимо готовить атомы в состоянии $|m_F = 0\rangle$. Оптическая накачка атомов тулия на центральный магнитный подуровень основного состояния описана в Главе 4.

2 Режимы работы МОЛ на узком охлаждающем переходе

Интерес к лазерному охлаждению лантаноидов непрерывно растет. На сегодняшний день продемонстрировано лазерное охлаждение эрбия [47], диспрозия [48], тулия [30], гольмия [49] и европия [50]. Лазерное охлаждение различных лантаноидов имеет общие черты. Например, в большинстве работ используются два охлаждающих перехода: спектрально-широкий переход, лежащий в синей области спектра, с естественной шириной порядка 10-20 МГц для зеемановского замедлителя и первичного охлаждения [47, 51, 30] и более узкий переход с естественной шириной 2-350 кГц для вторичного охлаждения, позволяющего получить более низкие температуры [52, 53]. В некоторых работах этап первичного охлаждения опускается и атомы захватываются из зеемановского замедлителя, работающего на широком переходе, непосредственно в МОЛ, работающую на узком переходе [54, 55].

Стоит отметить, что для большинства охлаждающих переходов, используемых в экспериментах по лазерному охлаждению лантаноидов, g -факторы верхнего и нижнего уровней отличаются менее чем на 5% (Таблица 2.1). Таким образом, для них возможно суб-доплеровское охлаждение непосредственно в МОЛ, что и было продемонстрировано в случае лазерного охлаждения на спектрально-широких переходах в тулии [56], эрбии [57], диспрозии [58] и гольмии [49]. Однако суб-доплеровского охлаждения лантаноидов на спектрально-узких переходах до сих пор не наблюдалось.

В Главе 2 коротко описаны механизмы доплеровского и суб-доплеровского охлаждения и формирования магнито-оптической ловушки, принципы квазиклассического подхода к описанию лазерного охлаждения и условия его применимости, а также рассмотрены особенности лазерного охлаждения на узком охлаждающем переходе на примере атомов тулия. В частности, описывается

влияние силы тяжести на работу МОЛ и обсуждается возможность работы суб-доплеровского механизма охлаждения.

Естественная ширина линии вторичного охлаждающего перехода в атомах тулия позволяет наблюдать три различных режима работы МОЛ в зависимости от значения параметра насыщения охлаждающего излучения. В Главе 2 подробно описаны эти режимы и определены соответствующие граничные значения параметра насыщения.

2.1 Механизмы лазерного охлаждения

2.1.1 Доплеровский механизм лазерного охлаждения

Доплеровское охлаждение является мощным инструментом для получения ультрахолодных атомов и ионов [63]. Принцип работы доплеровского механизма лазерного охлаждения можно проиллюстрировать, рассмотрев взаимодействие двухуровневого атома (резонансная частота ω_0), движущегося со скоростью \vec{v} , с полем двух распространяющихся навстречу друг другу плоских волн излучения с частотой ω (одномерная оптическая патока).

Вероятность поглощения атомом фотона зависит от отстройки частоты излучения от резонансной частоты перехода $\Delta = \omega - \omega_0$. Для покоящегося атома ($|\vec{v}| = 0$) в связанной с ним системе отсчета обе волны имеют одинаковую частоту, и вероятности поглощения фотонов из обеих волн совпадают. Если атом движется ($|\vec{v}| \neq 0$), частота излучения в системе отсчета атома за счет эффекта Доплера изменяется на величину $\Delta\omega = -\vec{v} \cdot \vec{k}$, где \vec{k} – волновой вектор, задающий направление распространения излучения, $|\vec{k}| = \omega/c$, c – скорость света. Таким образом, изменение частоты зависит от того, распространяются ли излучение и атом в одном и том же или в противоположных направлениях. Если частота излучения отстроена от резонанса в меньшую сторону ($\Delta < 0$, красная отстройка), то ближе к резонансу в системе отсчета атома будет частота

Таблица 2.1 — Характеристики переходов, использующихся для лазерного охлаждения лантаноидов: длина волны λ , естественная ширина γ , g -факторы Ланде нижнего (g_g) и верхнего (g_e) уровней перехода. Для большинства охлаждающих переходов отличия g_F -факторов Ланде верхнего и нижнего уровней не превышает 5%. В таблице приведены значения g_F -факторов для состояний с определенным значением полного момента F , вычисленные из значений g_J -факторов из базы данных NIST [59]. Значение g_J -фактора возбужденного уровня гольмия (*) было взято из работы [60]

Атом	λ	γ	g_g	g_e	Ref.
^{169}Tm	410.6 нм	10 МГц	1.00	1.01	[30, 61]
	530.7 нм	350 кГц	1.00	1.02	
^{164}Er , ^{166}Er , ^{168}Er , ^{170}Er (бозонные изотопы)	401 нм	36 МГц	1.16	1.16	[62, 47]
	583 нм	190 кГц	1.16	1.20	
	841 нм	8 кГц	1.16	1.15	
^{167}Er (фермионный изотоп)	401 нм	36 МГц	0.73	0.77	
	583 нм	190 кГц	0.73	0.80	
	841 нм	8 кГц	0.73	0.77	
^{160}Dy , ^{162}Dy , ^{164}Dy (бозонные изотопы)	421 нм	32 МГц	1.24	1.22	[54, 51]
	626 нм	136 кГц	1.24	1.29	
	741 нм	2 кГц	1.24	1.23	
^{161}Dy , ^{163}Dy (фермионные изотопы)	421 нм	32 МГц	0.95	0.95	
	626 нм	136 кГц	0.95	1.00	
	741 нм	2 кГц	0.95	0.96	
^{165}Ho	410.5 нм	32 МГц	2.03	2.50*	[49]

та распространяющегося ему навстречу излучения, и вероятность поглощения встречных фотонов будет превышать вероятность поглощения фотонов, распространяющихся в том же, что и атом, направлении. В результате за счет преимущественного поглощения встречных фотонов импульс атома уменьшается. Следующее за поглощением спонтанное излучение, сопровождающееся приобретением атомом импульса отдачи, происходит изотропно. Оно не влияет на среднюю скорость атома, но определяет дисперсию распределения по скоростям.

В случае достаточно медленных атомов и спектрально-широких охлаждающих переходов можно усреднить по времени изменение импульса в процессах поглощения и испускания фотонов и перейти к описанию действия излучения на поступательное движения атома в терминах классической силы светового давления. Такой подход к описанию процесса охлаждения, в котором внешние степени свободы атома рассматриваются в рамках классической механики, а эволюция внутренних степеней свободы атома описывается квантово-механическими уравнениями Блоха на матрицу плотности, называется квазиклассическим [64]. Подробно условия его применимости обсуждаются в п. 2.1.3. В рамках квазиклассического подхода можно считать, что на покоящийся атом в поле плоской световой волны действует сила светового давления, равная произведению импульса одного фотона на среднюю скорость рассеяния фотонов:

$$\vec{F} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta/\Gamma)^2} \quad (2.1)$$

Здесь $S_0 = I/I_{sat}$ – резонансный параметр насыщения, описывающий интенсивность охлаждающего излучения в единицах интенсивности насыщения перехода $I_{sat} = 2\pi^2 c \hbar \Gamma / 3\lambda^3$. Чтобы получить выражение для силы, действующей на движущийся атом, в (2.1) необходимо заменить отстройку излучения на эффективную, учитывающую эффект Доплера $\Delta_{eff} = \Delta - \vec{v} \cdot \vec{k}$. В резуль-

тате суммарная сила, действующая на атом в поле двух распространяющихся в противоположном направлении световых пучков, принимает вид:

$$\vec{F}(\vec{v}) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left(\frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta - \vec{k}\vec{v})^2/\Gamma^2} - \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta + \vec{k}\vec{v})^2/\Gamma^2} \right) \approx \alpha \vec{v} \quad (2.2)$$

$$\alpha = \frac{8\hbar k^2 \Delta}{\Gamma(1 + S_0 + 4(\Delta/\Gamma)^2)}$$

При отрицательной красной отстройке частоты излучения от резонанса полученная сила светового давления вблизи нуля ($v \approx 0$) имеет вид силы вязкого трения, благодаря чему охлаждение с помощью двух встречных пучков носит название оптической патоки. Своего максимума сила достигает тогда, когда оказывается максимальной разность вероятностей поглощения атомом фотона из встречного и сонаправленного пучков. При фиксированной отстройке Δ это условие соответствует скорости $v = v_D = \Delta/k$ [63, Глава 3]. Вид зависимости доплеровской силы светового давления от скорости атома приведен на Рис. 2.1 (врезка). Величину скорости v_D будем называть шириной доплеровского резонанса охлаждения в пространстве скоростей, а соответствующий импульс $p_D = m\Delta/k$, где m – масса атома, будем называть шириной доплеровского резонанса охлаждения в импульсном пространстве.

Минимальная температура, которая может быть достигнута с помощью доплеровского механизма охлаждения, определяется из баланса процессов охлаждения за счет поглощения встречных фотонов и нагрева за счет приобретения импульса отдачи в каждом акте спонтанного распада. Зависимость минимальной температуры от интенсивности и отстройки охлаждающего излучения имеет вид [65]:

$$T(S_0, \Delta) = \frac{\hbar \Gamma}{4} \frac{1 + 2S_0(2\Delta/\Gamma)^2}{2\Delta/\Gamma} \quad (2.3)$$

Здесь $\Gamma = 2\pi \times \gamma$ – естественная ширина охлаждающего перехода в единицах рад/с, γ – естественная ширина охлаждающего перехода в герцах. Выражение (2.3) при отстройке $\Delta = -\Gamma/2$ достигает минимума, называемого

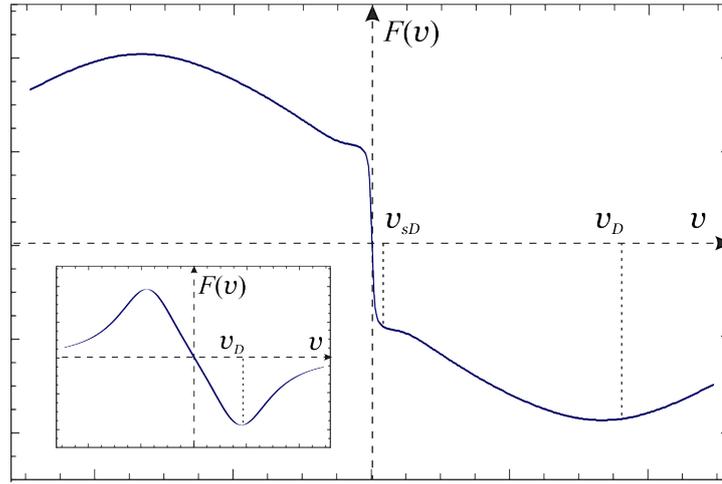


Рисунок 2.1 — Доплеровская (широкий контур) и суб-доплеровская (узкий резонанс вблизи начала координат) силы светового давления в зависимости от скорости атома. Характерные масштабы действия силы: $v_D = \Gamma/k$ (ширина доплеровского резонанса охлаждения), $v_{sD} = S\Gamma/k$ (ширина суб-доплеровского резонанса охлаждения). На врезке отдельно изображен вид доплеровской силы светового давления.

доплеровским пределом и равного $T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$, где k_B — постоянная Больцмана. Для широкого охлаждающего перехода в атоме тулия ($\lambda = 410.6$ нм, $\Gamma = 2\pi \times 10.2$ МГц, $I_{sat} = 19.2$ мВт/см²) доплеровский предел равен $T_D = 240$ мкК, для узкого охлаждающего перехода ($\lambda = 530.7$ нм, $\Gamma = 2\pi \times 350$ кГц, $I_{sat} = 0.31$ мВт/см²) $T_D = 9$ мкК.

2.1.2 Суб-доплеровский механизм лазерного охлаждения

Температура ниже доплеровского предела может быть получена, например, с помощью, градиентно-поляризационных механизмов лазерного охлаждения, по этой причине такие механизмы охлаждения также называют суб-доплеровскими. Для описания принципа их работы не достаточно рассмотрения двухуровневой системы, необходимо также учитывать структуру магнитных подуровней уровней охлаждающего перехода в атоме.

Можно выделить два основных механизма градиентно-поляризационного

охлаждения: 1) во встречных пучках света с противоположными циркулярными поляризациями ($\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурация) и 2) во встречных пучках света с ортогональными линейными поляризациями ($\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигурация). Несмотря на то, что эти механизмы имеют различную природу, у них много общего, и рассматриваются они как правило в паре.

В частности, в обоих случаях охлаждение происходит за счет преимущественного поглощения фотонов, обладающих определенной поляризацией, приводящего к перераспределению населенностей магнитных подуровней основного состояния. В экспериментах по трехмерному лазерному охлаждению часто используется суб-доплеровское охлаждение с $\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурацией поляризаций охлаждающего излучения, так как она используется также для формирования МОЛ. Рассмотрим принцип работы этого механизма охлаждения подробнее. Суб-доплеровское охлаждение в ортогональных линейных поляризациях, которое также называется сизифовым охлаждением, подробно описано в работе [66].

Два встречных пучка с $\sigma^+ - \sigma^-$ циркулярными поляризациями образуют стоячую световую волну с линейной поляризацией, направление которой меняется в пространстве при смещении вдоль оси пучков (Рис. 2.2а). В базисе, определяемом направлением этой линейной поляризации, распределение населенностей магнитных подуровней основного состояния за счет взаимодействия со светом переходит к известному стационарному решению (Рис. 2.2б). Если атом обладает ненулевой проекцией скорости на ось пучков, то по мере его движения направление линейной поляризации взаимодействующего с ним излучения меняется. В повернутом базисе, определяемом изменившимся направлением линейной поляризации, распределение населенностей магнитных подуровней отличается от стационарного (Рис. 2.2в). Переход к стационарному распределению происходит за счет преимущественного поглощения фотонов необходимой циркулярной поляризации. В случае, если такой поляризацией обладает излучение, распространяющееся во встречном направлении, за счет его погло-

щения происходит уменьшение импульса атома и охлаждение.

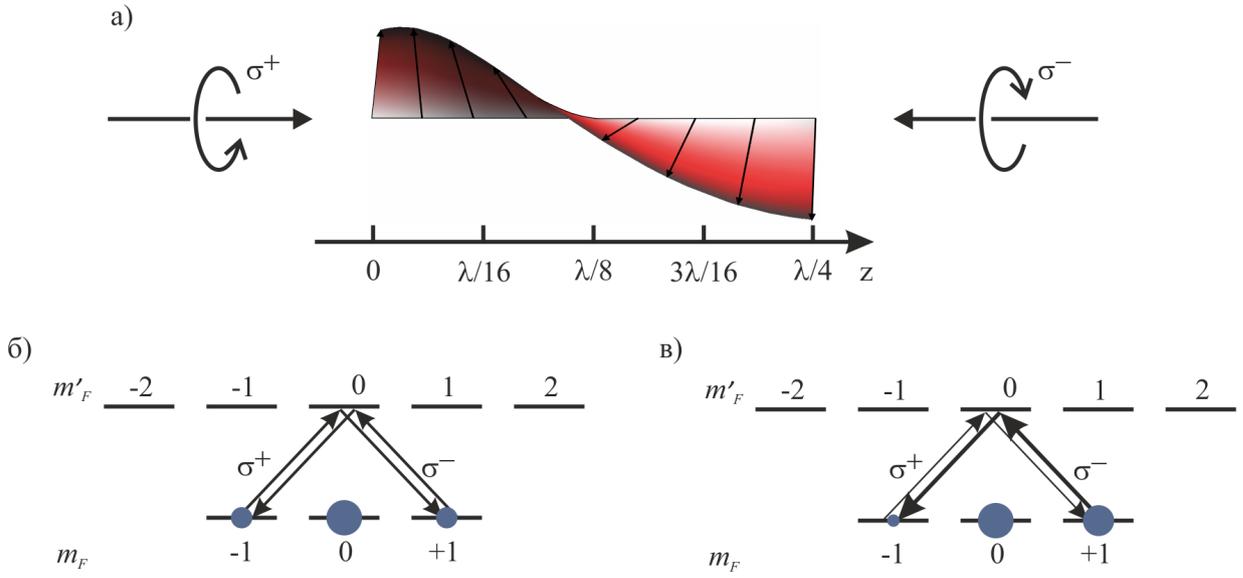


Рисунок 2.2 — Принцип работы суб-доплеровского механизма охлаждения для $\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурации поляризаций охлаждающего излучения. а) Суммарное световое поле обладает линейной поляризацией, направление которой поворачивается, образуя спираль с периодом $\lambda/2$. б) Населенности магнитных подуровней покоящегося атома за счет взаимодействия с излучением приходят к стационарным значениям. в) При повороте направления поляризации суммарного светового поля населенности магнитных подуровней атома отличаются от стационарных и стремятся перейти к стационарному распределению за счет преимущественного поглощения фотонов из встречного пучка.

Суб-доплеровский механизм охлаждения эффективен только для достаточно медленных атомов. Действительно, он основан на перераспределении населенностей магнитных подуровней основного состояния, характерное время этого процесса равно $\tau' = 1/S\Gamma$ [66], где $S = S_0 / (1 + 4\Delta^2/\Gamma^2)$ – нерезонансный параметр насыщения. Для эффективной работы охлаждения необходимо, чтобы в каждой точке пространства распределение населенности успевало приблизиться к стационарному. В случае $\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурации поляризации это означает, что за время τ' направление линейной поляризации излучения, с которым взаимодействует атом, не должно существенно измениться. Это условие выполняется для атомов со скоростями v , такими, что $v\tau' \ll \lambda$. Соответ-

ственно, рассматриваемый механизм суб-доплеровского охлаждения работает эффективно только для атомов со скоростями меньше критического значения $v \ll v_{sD} = \frac{S\Gamma}{k}$. Величину скорости v_{sD} далее будем называть шириной суб-доплеровского резонанса охлаждения в пространстве скоростей, а соответствующий импульс $p_{sD} = mS\Gamma/k$ – шириной суб-доплеровского резонанса охлаждения в импульсном пространстве.

Для описания суб-доплеровского охлаждения также может быть применен квазиклассический подход, дающий после усреднения по большому количеству актов поглощения и испускания выражение для силы светового давления. Вид суммарной действующей на атом в оптической пачке силы светового давления, состоящей из доплеровской и суб-доплеровской компонент, приведен на рисунке 2.1. Суб-доплеровская сила проявляется в виде узкой особенности вблизи нулевых скоростей атомов.

Достижимая с помощью суб-доплеровского охлаждения температура для $\sigma^+ - \sigma^-$ и $\text{lin} \perp \text{lin}$ конфигураций поляризаций световых полей имеет одинаковую зависимость от отстройки (в пределе $\Delta \gg \Gamma$) и интенсивности охлаждающего излучения [66]:

$$T_{sD} \propto \frac{S_0}{\Delta} \quad (2.4)$$

Суб-доплеровский механизм охлаждения позволяет достигать температур ниже доплеровского предела и ограниченных пределом отдачи $T_{rec} = E_{rec}/k_B = \hbar^2 k^2 / 2mk_B$. Возникновение предела отдачи связано с тем, что атом при поглощении и спонтанном излучении фотона приобретает кинетическую энергию $E_{rec} = \hbar^2 k^2 / 2m$, так называемую энергию отдачи. Для широкого и узкого охлаждающих переходов в атоме тулия предел отдачи равен 0.3 мкК и 0.2 мкК соответственно. Преодолеть предел отдачи можно с помощью таких методов лазерного охлаждения как охлаждение за счет селективного по скоростям когерентного пленения населенностей [67, 68], охлаждения с помощью возбуждения комбинационных переходов [69, 70], а также с помощью испари-

тельного охлаждения [71].

2.1.3 Критерии применимости квазиклассического подхода

Квазиклассический подход к описанию лазерного охлаждения, как упоминалось выше, применим для достаточно медленных атомов и достаточно широких охлаждающих переходов, то есть тогда, когда единичный процесс поглощения или испускания фотона не существенно меняет скорость атома, и можно провести усреднение изменения импульса по большому количеству актов поглощения и испускания.

Более строго, условия применимости квазиклассического подхода для описания доплеровского и суб-доплеровского охлаждения можно сформулировать следующим образом [64]:

$$1) \frac{\hbar k}{\Delta p} \ll 1 \tag{2.5}$$

$$2) k\bar{v}\tau \ll 1, \tau = \max \left\{ \frac{1}{S\Gamma}, \frac{1}{\Gamma} \right\}$$

Здесь Δp – дисперсия распределения по импульсам в атомном ансамбле, \bar{v} – среднеквадратичная скорость атомов.

Первое условие соответствует тому, что изменение распределения по импульсам за счет единичного акта поглощения или испускания фотона пренебрежимо мало. Второе условие соответствует приближению медленных атомов, то есть тому, что на временах, за которые происходит релаксация внутренних степеней свободы, атом перемещается в пространстве на масштабах меньше длины волны. Иными словами предполагается, что распределение населенностей уровней атома в каждый момент времени близко к стационарному. Данные условия накладывают верхнее и нижнее ограничения на скорость атома и

выполняются одновременно только при условии:

$$E_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \ll \min \{ \hbar S \Gamma, \hbar \Gamma \} \quad (2.6)$$

Последнее неравенство эквивалентно неравенству $\hbar k \ll \frac{2m}{\hbar} \times \min \{ S \Gamma, \Gamma \}$, то есть тому, что приобретаемый атомом за счет эффекта отдачи импульс мал по сравнению с шириной резонансов доплеровского и суб-доплеровского охлаждения в импульсном пространстве. В случае, когда условие (2.6) не выполняется, изменение импульса атома за счет эффекта отдачи существенно меняет вероятность следующего процесса поглощения, и усреднение изменения импульса по большому количеству актов рассеяния невозможно. В результате этого квазиклассическая теория оказывается не применима, и для описания охлаждения нужно использовать квантовый подход, учитывающий эффект отдачи.

Вторичный охлаждающий переход в атоме тулия обладает естественной шириной $\Gamma = 2\pi \times 350$ кГц, частота отдачи для этого перехода равна $\nu_{rec} = E_{rec}/\hbar = 4.2$ кГц, то есть выполнено условие $E_{rec} \ll \hbar \Gamma$ и для описания доплеровского механизма охлаждения применим квазиклассический подход. Условие $E_{rec} \ll \hbar S \Gamma$ выполняется только для больших параметров насыщения $S \gg \frac{\hbar k^2}{2m\Gamma}$.

2.2 Магнито-оптическая ловушка

Методы лазерного охлаждения позволяют понизить скорости атомов, для одновременной локализации атомов в пространстве как правило используются магнито-оптические ловушки. Кратко рассмотрим принцип их работы.

Удерживающий потенциал магнито-оптической ловушки формируется благодаря возвращающей силе светового давления, которая избирательно действует на атомы в зависимости от их положения в пространстве. По аналогии с доплеровским механизмом охлаждения, когда атом с большей вероят-

ностью поглощает фотоны, движущиеся навстречу, для формирования МОЛ создаются условия, когда атом с большей вероятностью поглощает фотоны, придающие ему импульс в направлении к центру ловушки. Чтобы создать зависящую от координаты силу светового давления, используется комбинация квадрупольного магнитного поля, которое обеспечивает нулевое значение поля в центре ловушки и линейный градиент по всем пространственным направлениям, и циркулярно-поляризованного излучения.

Рассмотрим для простоты одномерный случай, аналогичный рассмотренному ранее при описании доплеровского механизма охлаждения (Рис. 2.3): атом, взаимодействующий с двумя плоскими волнами с $\sigma^+ - \sigma^-$ конфигурацией поляризации, в присутствии внешнего магнитного поля, линейно зависящего от координаты. Для работы МОЛ необходимо, чтобы полные моменты основного состояния F и возбужденного состояния F' удовлетворяли условию $F' = F + 1$. Магнитное поле снимает вырождение по проекции полного момента m_F . Пусть градиент магнитного поля равен b , тогда сдвиг магнитных подуровней в зависимости от координаты z равен $\Delta E = \mu_B m_F g b z$, где μ_B – магнетон Бора, g – g -фактор Ланде рассматриваемого уровня. Излучение с σ^+ (σ^-) поляризацией возбуждает переходы с изменением магнитного квантового числа на $\Delta m_F = +1(-1)$, то есть в присутствии градиентного магнитного поля частота излучения с σ^+ (σ^-) поляризацией отстроена от резонанса, соответствующего возбуждению перехода с подуровня m_F основного состояния, на величину $\Delta_{eff}(z) = \Delta + \mu_B m_F \Delta g b z / \hbar \pm \mu_B g_e b z \hbar$, где $\Delta g = g_e - g_g$ разность g -факторов возбужденного (g_e) и основного (g_g) уровней. Далее для удобства будем считать $g_e = g_g$.

Таким образом, можно выбрать знак градиента магнитного поля b таким, чтобы в зависимости от положения атома относительно начала координат ($z < 0$ или $z > 0$) ближе к резонансу оказывалось излучение той или иной поляризации. Согласованным выбором направления круговых поляризаций и знака градиента можно добиться того, чтобы с большей вероятностью погло-

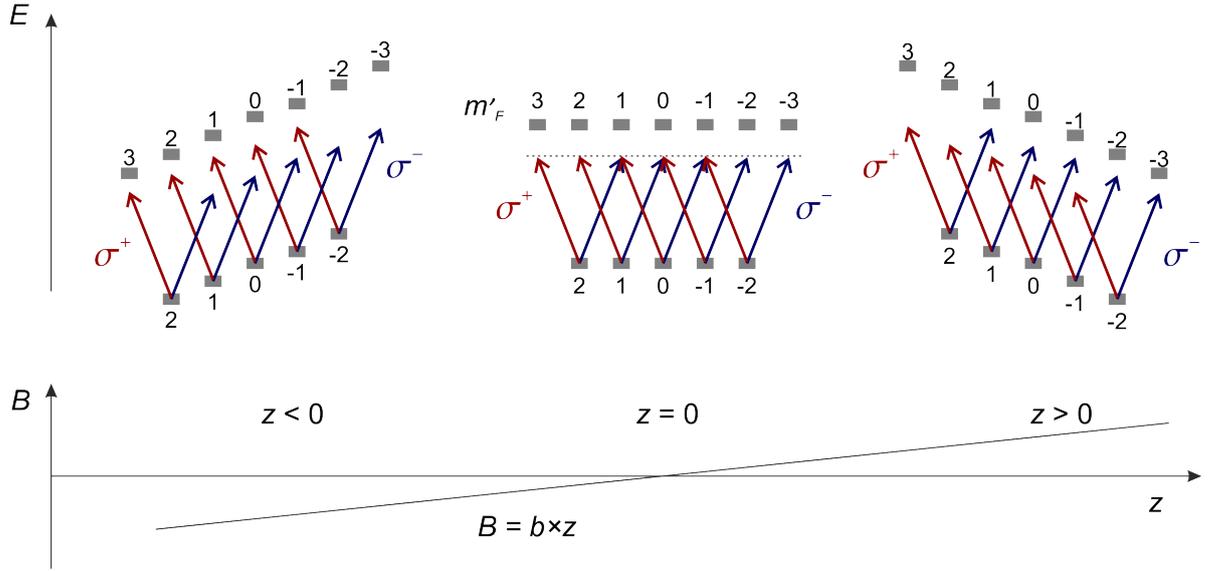


Рисунок 2.3 — Принцип работы магнито-оптической ловушки. Пространственная зависимость сдвигов энергии магнитных подуровней атома в линейно зависящем от координаты магнитном поле. Для смещенного из центра ловушки атома ближе к резонансу оказывается частота излучения, распространяющегося по направлению к центру ловушки.

щались фотоны, импульс которых направлен к началу координат. Использование для формирования МОЛ излучения с красной отстройкой позволяет одновременно охлаждать и удерживать атомы.

Выражение для возвращающей силы, действующей на атомы в МОЛ можно получить по аналогии с выводом доплеровской силы светового давления. В этом случае отстройку Δ в выражении (2.1) нужно заменить на эффективную отстройку, зависящую от координаты $\Delta_{eff} = \Delta - \mu_B g_e b z / \hbar$:

$$\vec{F}(z) = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \left[\frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta - \mu_B g_e b z / \hbar)^2 / \Gamma^2} - \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\Delta + \mu_B g_e b z / \hbar)^2 / \Gamma^2} \right] \quad (2.7)$$

Вблизи начала координат возвращающая сила линейна по координате:

$$\vec{F}(z) = \beta z \quad (2.8)$$

$$\beta = \frac{8 g_e \mu_B b k S_0 (\Delta / \Gamma)}{1 + S_0 + 4(\Delta / \Gamma)^2}$$

2.3 Лазерное охлаждение на спектрально-узком охлаждающем переходе

2.3.1 Влияние силы тяжести на работу МОЛ

При лазерном охлаждении на спектрально-узком охлаждающем переходе необходимо принимать во внимание действие силы тяжести. Проиллюстрировать ее влияние можно рассмотрев возвращающую силу светового давления, действующую на атом в МОЛ, описываемую выражением (2.1). Величина возвращающей силы зависит от интенсивности и отстройки охлаждающего излучения. При больших отстройках и малых интенсивностях, то есть в режиме низкого насыщения, скорость рассеяния атомом фотонов мала, и действующая на атомы в МОЛ сила светового давления оказывается меньше силы тяжести mg , то есть больше не может удерживать атомы в центре ловушки. В результате облако атомов смещается вниз в область ненулевого магнитного поля, где за счет эффекта Зеемана эффективная отстройка уменьшается и возрастает сила светового давления. Из условия равенства действующих на атом сил

$$mg = \frac{\hbar k}{2} \frac{\Gamma S_0}{1 + S_0 + 4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.9)$$

можно выразить параметр насыщения, при котором сравниваются сила тяжести и сила светового давления:

$$S_{b1} = \frac{1}{1 - \frac{\hbar k \Gamma}{2mg}} \quad (2.10)$$

Для вторичного охлаждающего перехода в атоме тулия $S_{b1} = 2 \times 10^{-3}$.

Охлаждение атомов тулия на спектрально-узком переходе в режиме низкого насыщения подробно описано в диссертации Вишняковой Г.А. [34].

2.3.2 Ограниченная эффективность суб-доплеровского механизма охлаждения

Суб-доплеровский механизм охлаждения, как обсуждалось в п. 2.1.2, эффективен только для атомов со скоростями $v < v_{sD} = S\Gamma/k$. Для спектрально-узкого охлаждающего перехода при некоторых значениях параметра насыщения S ширина резонанса суб-доплеровского охлаждения может оказаться меньше импульса отдачи $\hbar k$. В таком случае, каждый процесс поглощения и испускания фотона выводит атом из резонанса охлаждения, и в результате суб-доплеровский механизм охлаждения не реализуется. Из условия равенства ширины суб-доплеровского резонанса охлаждения и импульса отдачи можно выразить граничное значение параметра насыщения $S_{b2} = \frac{\hbar k^2}{2m\Gamma}$, определяющее, будет ли наблюдаться суб-доплеровский механизм охлаждения. Для вторичного охлаждающего перехода в атоме тулия $S_{b2} = 1.2 \times 10^{-2}$.

2.4 Режимы работы МОЛ для атомов тулия

Естественная ширина вторичного охлаждающего перехода в атоме тулия $\Gamma = 2\pi \times 350$ кГц позволяет наблюдать в рамках одного эксперимента различные режимы работы МОЛ, отличающиеся величиной параметра насыщения, а именно:

1) Режим низкого насыщения $S < S_{b1}$. В этом режиме на работу МОЛ существенно влияет сила тяжести, смещающая равновесное положение облака в область ненулевого магнитного поля. Область пространства, в которой сила светового давления уравнивает силу тяжести, представляет собой поверхность с фиксированным значением магнитного поля, то есть эллипсоид, в результате чего облако принимает характерную чечевичную форму (Рис. 2.4а). По этой причине режим низкого насыщения далее будем

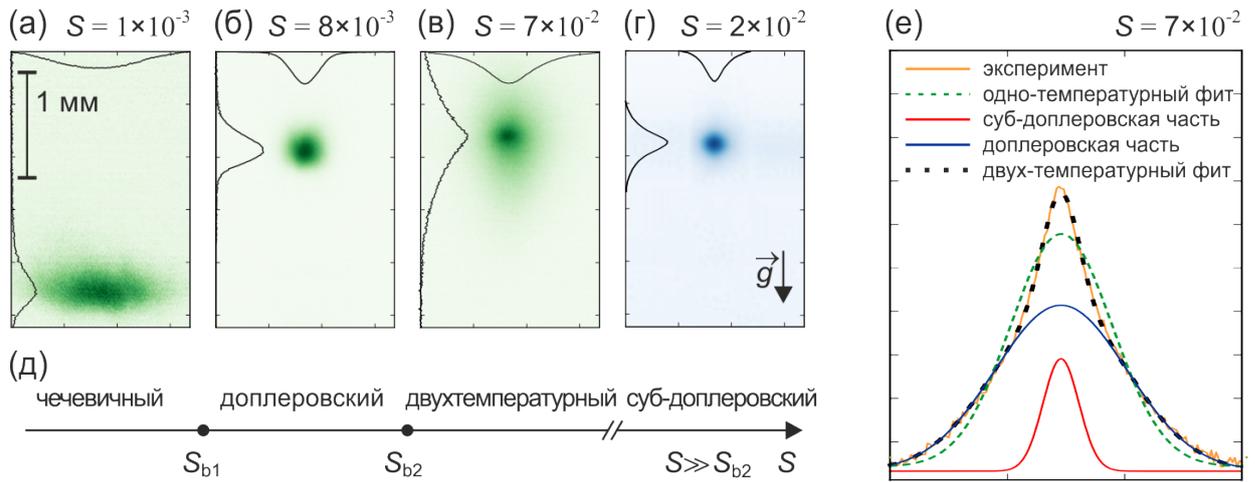


Рисунок 2.4 — а)-в) Характерный пространственный профиль плотности облака атомов тулия для различных режимов работы МОЛ, работающей на узком охлаждающем переходе: а) чечевичный режим $S < S_{b1}$, б) доплеровский режим $S_{b1} < S < S_{b2}$, в) двухтемпературный режим $S > S_{b2}$. г) Характерный пространственный профиль плотности облака атомов тулия в МОЛ, работающей на широком охлаждающем переходе в режиме суб-доплеровского охлаждения. д) Режимы работы МОЛ в зависимости от параметра насыщения S . Для атомов тулия граничные значения параметра насыщения $S_{b1} = 2 \times 10^{-3}$, $S_{b2} = 10^{-2}$ для МОЛ, работающей на узком охлаждающем переходе (а-в); $S_{b1} = 5 \times 10^{-5}$, $S_{b2} = 7 \times 10^{-4}$ для МОЛ, работающей на широком охлаждающем переходе (г). е) Результаты фита пространственного профиля (в) (оранжевая кривая) однотомературным (зеленый пунктир) и двухтемпературным (черный пунктир) распределениями. Двухтемпературное распределение представляет собой сумму однотомературных фитов доплеровской (синяя кривая) и суб-доплеровской (красная кривая) фракций.

называть чечевичным режимом. Ширина суб-доплеровского резонанса охлаждения в режиме низкого насыщения существенно меньше импульса отдачи, в результате чего в нем реализуется только доплеровский механизм охлаждения.

2) Режим промежуточных интенсивностей $S_{b1} < S < S_{b2}$. В этом случае сила светового давления превышает силу тяжести, и гравитация практически не влияет на работу МОЛ. Ширина суб-доплеровского резонанса охлаждения остается меньше импульса отдачи, в результате чего, как и в режиме низкого насыщения, реализуется только доплеровский механизм охлаждения. Форма

облака атомов в режиме промежуточных интенсивностей описывается гауссовым распределением (Рис. 2.4б). Далее этот режим работы МОЛ будем называть доплеровским.

3) Режим высокого насыщения $S > S_{b2}$. При достижении параметром насыщения критического значения ширина суб-доплеровского резонанса охлаждения сравнивается с величиной импульса отдачи, в результате чего начинает проявляться градиентно-поляризационный механизм охлаждения. До тех пор, пока параметр насыщения сопоставим с граничным значением, суб-доплеровское охлаждение действует с ограниченной эффективностью, что приводит к отклонению распределения по импульсам от максвелловского и пространственного распределения плотности от гауссова. Далее такой режим работы МОЛ будем называть двухтемпературным. Сила светового давления в режиме высокого насыщения существенно превышает силу тяжести и влиянием гравитации на работу МОЛ можно пренебречь.

Все три описанные выше режима работы МОЛ для атомов тулия наблюдались нами экспериментально. Основным визуальным признаком, позволяющим определить режим работы, являлся пространственный профиль плотности облака.

Дальнейшее увеличение параметра насыщения ведет к переходу в суб-доплеровский режим, когда суб-доплеровский механизм охлаждения работает эффективно, и распределение атомов по скоростям становится максвелловским. В эксперименте по вторичному охлаждению атомов тулия достигнут не был, однако наблюдался в случае первичного охлаждения атомов тулия на широком переходе (Рис. 2.4г).

2.4.1 Чечевичный режим

При малых значениях параметра насыщения $S < S_{b1} = 0.002$ во вторичной МОЛ для атомов тулия наблюдался чечевичный режим (Рис. 2.4а). Как обсуждалось выше, в этом режиме равновесное положение облака смещается вниз в область ненулевого магнитного поля, где за счет эффекта Зеемана уменьшается эффективная отстройка и увеличивается сила светового давления. В итоге эффективная отстройка охлаждающего излучения, которую чувствуют атомы, не зависит от частоты охлаждающего излучения и равна [72]:

$$\Delta_{eff} = \Delta - \frac{\mu_B b z_0}{\hbar} = \frac{\Gamma \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{2mg} S - S' - 1}}{2} \quad (2.11)$$

Здесь S – параметр насыщения для одного вертикального пучка, S' – параметр насыщения, описывающий взаимодействие с остальными пятью пучками МОЛ, z_0 – вертикальная координата, соответствующая положению равновесия облака. Таким образом, в чечевичном режиме изменение частоты охлаждающего излучения не меняет температуру атомов, а лишь смещает положение равновесия облака в область с другим значением магнитного поля.

В эксперименте температура атомов измерялась с помощью баллистического разлета [33]. Метод заключается в измерении зависимости размера облака от времени после выключения удерживающих полей МОЛ. В предположении, что распределение по скоростям является максвелловским, радиус r облака по уровню $1/e$ спустя время τ баллистического разлета описывается выражением:

$$r(\tau) = \sqrt{r_0 + \frac{2k_B T}{m} \tau^2} \quad (2.12)$$

Здесь r_0 – радиус в начальный момент времени, T – температура.

На Рис. 2.5а приведены зависимости равновесного положения и температуры облака от параметра насыщения. Зеленая вертикальная линия соответствует граничному значению параметра насыщения $S = S_{b1}$. Из рисунка видно, что при $S < S_{b1}$ при увеличении отстройки наблюдается смещение облака атомов,

и температура атомов остается постоянной.

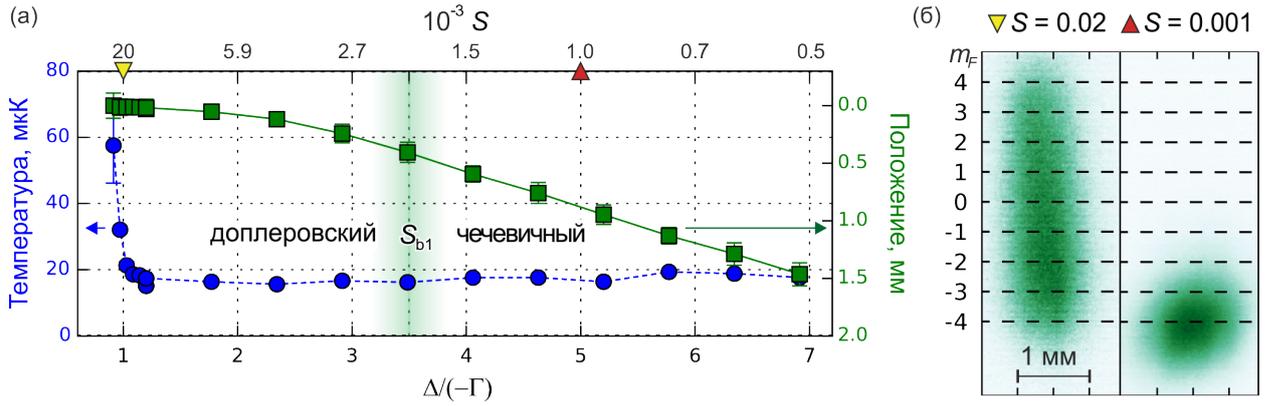


Рисунок 2.5 — а) Температура (синие круги) и положение (зеленые квадраты) облака атомов в зависимости от отстройки охлаждающего излучения. Резонансный параметр насыщения в эксперименте $S_0 = 0.1$, соответствующие значения зависящего от отстройки параметра насыщения S даны в верхней части графика. При отстройках $\Delta < -3.5\Gamma$ наблюдается доплеровский режим, а при отстройках $\Delta > -3.5\Gamma$ - чечевичный. Вертикальная зеленая граница соответствует параметру насыщения $S = S_{b1} = 0.002$. б) Облако атомов в эксперименте Штерна-Герлаха спустя 6 мс после начала разлета. Градиент магнитного поля $b = 40$ Гс/см. В двухтемпературном режиме (левая панель, $S = 0.02$) все магнитные подуровни заселены, в то время как в чечевичном режиме (правая панель, $S = 0.001$) наблюдается выраженная оптическая накачка на крайний магнитный подуровень $m_F = -4$. Соответствующие параметры насыщения отмечены желтым и красным маркерами на графике (а).

Стоит отметить, что в чечевичном режиме пучки охлаждающего излучения МОЛ перестают быть эквивалентными, так как атомы в ловушке преимущественно взаимодействуют с одним из них, направленным вертикально вверх против силы тяжести. Формирующее МОЛ излучение обладает циркулярной поляризацией, и за счет такого выделенного взаимодействия происходит оптическая накачка атомов на крайний магнитный подуровень в базисе, задаваемом направлением распространения накачивающего охлаждающего пучка.

Для вторичной МОЛ для атомов тулия в чечевичном режиме была продемонстрирована такая естественная оптическая накачка. Проверка поляризации атомов была осуществлена с помощью эксперимента Штерна-Герлаха. Для этого облако атомов охлаждалось в МОЛ, затем охлаждающие и маг-

нитные поля МОЛ выключались, и включалось градиентное магнитное поле величиной 40 Гс/см (при этом точка пространства с нулевым магнитным полем находилась за пределами области детектирования). В присутствии градиентного магнитного поля атомы в состояниях с разной проекцией полного момента испытывают разное ускорение $a = m_F \mu_B b / m$ и пространственно разделяются. На Рис. 2.5б приведены изображения облака, сделанные спустя $\tau = 6$ мс после начала разлета, для двух значений параметра насыщения, соответствующих чечевичному и двухтемпературному режимам. Температура атомов в эксперименте была не достаточно низкая, чтобы разрешить отдельные магнитные подуровни, тем не менее из рисунка видно, что в чечевичном режиме преимущественно населен магнитный подуровень $m_F = -4$ (ось квантования направлена вертикально). Оптическая накачка в чечевичном режиме работы МОЛ ранее наблюдалась в экспериментах по лазерному охлаждению эрбия [53], диспрозия [73] и стронция [74].

2.4.2 Двухтемпературный режим

При высоких значениях параметра насыщения во вторичной МОЛ для атомов тулия наблюдался двухтемпературный режим. Как обсуждалось выше, при $S > S_{b2}$ атомы начинают испытывать суб-доплеровский механизм охлаждения, однако квазиклассическое его описание не применимо. Для аккуратного рассмотрения процесса охлаждения необходимо квантовомеханическое описание не только внутренних степеней свободы, но и импульса, изменяющегося за счет эффекта отдачи. Чтобы оценить влияние суб-доплеровского механизма охлаждения на работу МОЛ для атомов тулия в режиме высокого насыщения, Прудниковым О.Н. (д.ф.-м.н., ИЛФ СО РАН) было осуществлено численное моделирование стационарного распределения атомов по импульсам [75], полученные результаты приведены на Рис. 2.6. Из рисунка видно, что распределение в импульсном пространстве существенно отличается от максвел-

ловского и хорошо описывается суммой двух максвелловских распределений. Ансамбль атомов в таком режиме состоит из двух подансамблей с существенно отличающимися температурами, с чем связано выбранное название режима.

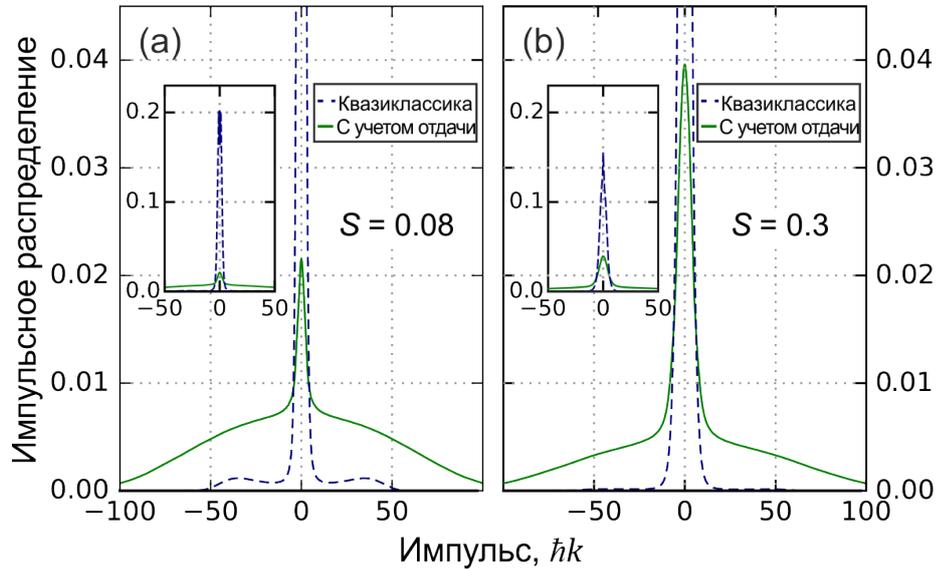


Рисунок 2.6 — Стационарное распределение в импульсном пространстве атомов тулия в одномерной оптической палочке, сформированной $\sigma^+ - \sigma^-$ излучением, синяя пунктирная кривая - результат вычислений в рамках квазиклассического подхода, зеленая сплошная кривая - результат квантовомеханических вычислений с учетом эффекта отдачи. Параметры охлаждающего излучения: а) $S = 0.08$ ($S_0 = 15.6$, $\Delta = -7\Gamma$); б) $S = 0.3$ ($S_0 = 62.5$, $\Delta = -7\Gamma$). Доля атомов в суб-доплеровской фракции при вычислениях в рамках квазиклассического подхода не превышает 5%. Расчеты выполнены Прудниковым О.Н. (д.ф.-м.н., ИЛФ СО РАН).

Качественно, двухтемпературное распределение атомов в ансамбле по скоростям может быть объяснено следующим образом. Когда ширина суб-доплеровского резонанса в импульсном пространстве превышает импульс отдачи всего в несколько раз, доминирующим механизмом охлаждения остается доплеровский с некоторым соответствующим стационарным распределением по импульсам. Медленные атомы со скоростями из центральной части этого распределения помимо доплеровского охлаждения испытывают также и суб-доплеровский механизм охлаждения, благодаря чему температура этой части атомов понижается. Если бы в системе отсутствовал нагрев за счет

эффекта отдачи, в результате такого процесса весь ансамбль приобрел бы суб-доплеровскую температуру. Однако из-за эффекта отдачи атомы быстро покидают диапазон скоростей, для которых работает суб-доплеровское охлаждение, и в итоге в системе устанавливается равновесное состояние, где суб-доплеровской температурой обладает лишь некоторая небольшая часть ансамбля.

Для сравнения на Рис. 2.6 также приведены результаты вычислений распределения по импульсам в квазиклассическом приближении. Можно заметить, что квазиклассический подход также предсказывает двухтемпературное распределение, однако в отличие от учитывающего импульс отдачи квантового подхода, он предсказывает нахождение подавляющего большинства атомов в суб-доплеровской фракции.

Двухтемпературное распределение в импульсном пространстве проявляется в координатном пространстве в профиле плотности атомов, который в приближении гармонического потенциала МОЛ (с частотой ω) описывается суммой двух гауссовых распределений:

$$n(z) = n_0(1 - \eta_{sD}) \exp\left(-\frac{m\omega^2 z^2}{2kT_D}\right) + n_0\eta_{sD} \exp\left(-\frac{m\omega^2 z^2}{2kT_{sD}}\right) \quad (2.13)$$

Здесь η_{sD} – доля атомов в суб-доплеровской фракции, T_{sD} – температура суб-доплеровской фракции, T_D – температура доплеровской фракции, n_0 – концентрация атомов в центре облака. Двойная структура пространственного профиля облака атомов тулия в МОЛ наблюдалась экспериментально (Рис. 2.4в). На рисунке центральная часть облака соответствует холодной суб-доплеровской фракции с температурой T_{sD} , а широкий пьедестал – горячей доплеровской с температурой T_D .

В случае двухтемпературного распределения для определения температур подансамблей и соотношения количества атомов в них использовался модифицированный метод баллистического разлета. Соответствующая серия измерений, как и в случае классического метода баллистического разлета, состояла

из получения изображений облака атомов через различные интервалы времени τ после выключения полей МОЛ. Для каждого значения τ пространственный профиль плотности атомов аппроксимировался суммой двух гауссовых распределений:

$$n(x) = \frac{\eta_{sD}N}{\pi\sqrt{r_{sD}}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{r_{sD}^2}\right) + \frac{(1-\eta_{sD})N}{\pi\sqrt{r_D}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{r_D^2}\right) + n_{bg}, \quad (2.14)$$

где N – полное количество атомов, η_{sD} – доля атомов в суб-доплеровском подансамбле, r_{sD} – радиус суб-доплеровского подансамбля, r_D – радиус доплеровского подансамбля, n_{bg} – фон. N , r_{sD} , r_D и n_{bg} являлись параметрами фита при каждом τ , а η_{sD} определялся из фита изображения при $\tau = 0$ мс и далее оставался фиксированным.

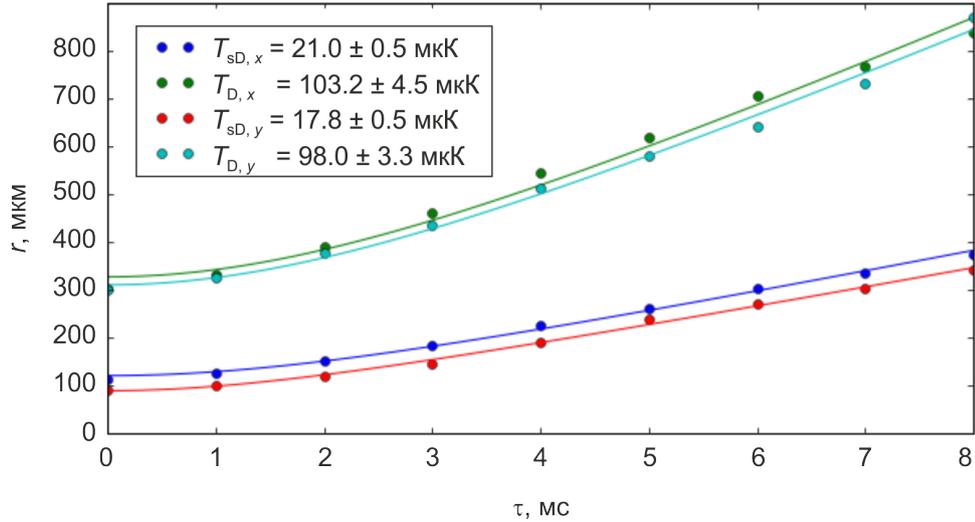


Рисунок 2.7 — Измерение температуры доплеровской и суб-доплеровской фракций от времени методом баллистического разлета. Пространственный профиль плотности облака аппроксимировался суммой двух гауссовых распределений. Доля атомов в холодной фракции определялась из результатов для момента времени $\tau = 0$ мс, и фиксировалась для последующих точек. Каждая точка является результатом усреднения по 8 кадрам. На графике приведена характерная зависимость размеров доплеровской и суб-доплеровской фракций от времени разлета.

Результат измерения температуры доплеровского и суб-доплеровского подансамблей и относительной доли атомов в них в зависимости от интенсивно-

сти и отстройки охлаждающего излучения приведены на Рис. 2.8. Из рисунка видно, что температура фракций и доля атомов определяются величиной параметра насыщения S и их поведение идентично при варьировании параметра насыщения изменением отстройки и изменением интенсивности.

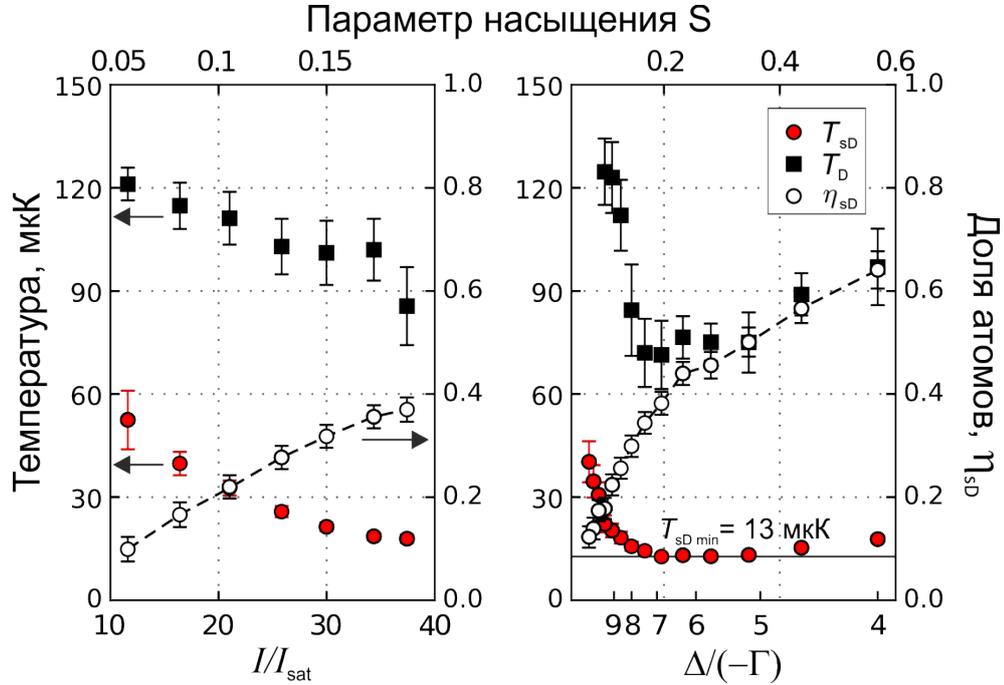


Рисунок 2.8 — Температура доплеровского (черные квадраты) и суб-доплеровского (красные круги) подансамблей в зависимости от интенсивности (в единицах интенсивности насыщения I_{sat}) и отстройки (в единицах естественной ширины Γ) охлаждающего излучения. Белые круги соответствуют доле атомов в суб-доплеровском подансамбле. На левой панели варьировалась интенсивность ($S_0 \propto I$), отстройка оставалась фиксированной $\Delta = -7\Gamma$. На правой панели варьировалась отстройка при фиксированной интенсивности $I = 11.8 \text{ мВт.см}^2$ ($S_0 = 37$). Градиент магнитного поля МОЛ $b = 7 \text{ Гс/см}$.

Из рисунка также видна необычная зависимость температуры суб-доплеровской фракции от интенсивности охлаждающего излучения. Дело в том, что рост параметра насыщения охлаждающего излучения приводит к увеличению скорости рассеяния фотонов и, соответственно, скорости нагрева. Поэтому, как правило, увеличение интенсивности охлаждающего излучения приводит к росту температуры облака (формулы (2.3) и (2.4)). Наблюдаемая в эксперименте обратная зависимость может быть объяснена влиянием магнитного поля МОЛ на процесс охлаждения. Суб-доплеровское охлаждение в

присутствии магнитного поля работает в том случае, когда зеемановское расщепление магнитных подуровней основного состояния достаточно мало и не препятствует переносу населенностей между магнитными подуровнями основного состояния [76]:

$$\Delta E/\hbar = \mu_B g_F B/\hbar \ll S\Gamma \quad (2.15)$$

В рассматриваемом эксперименте параметр насыщения составляет примерно $S \approx 0.1$, а величина градиента магнитного поля $b = 7$ Гс/см. При указанных значениях параметров магнитным полем можно пренебречь лишь в небольшой области пространства радиусом $r_{sD} = 10$ мкм в центре МОЛ. Типичный размер облака атомов составляет $r = 100$ мкм, то есть в большей части пространства магнитное поле существенно влияет на процесс охлаждения, уменьшая эффективность градиентно-поляризационного механизма. Увеличение интенсивности охлаждающего излучения приводит к тому, что условие (2.15) начинает выполняться в большей области пространства. В результате эффективность суб-доплеровского охлаждения в МОЛ растет, и температура атомов опускается до значений, соответствующих охлаждению в оптической палочке (без магнитного поля).

На рисунке 2.9 приведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных Прудниковым О.Н. (д.ф.-м.н., ИЛФ СО РАН) (i) в квазиклассическом приближении для оптической палочки, (ii) используя квантово-механический подход к описанию охлаждения в оптической палочке и (iii) используя квантово-механический подход к описанию охлаждения в МОЛ, то есть с учетом влияния магнитного поля. Из рисунка видно, что включение в модель магнитного поля позволяет более точно описать экспериментальные данные. Что касается доли атомов в суб-доплеровской фракции, то, как было упомянуто выше, квазиклассический подход дает существенно завышенный результат. Предсказания квантово-механических расчетов более достоверно описывают экспериментальные значения доли атомов в холодной

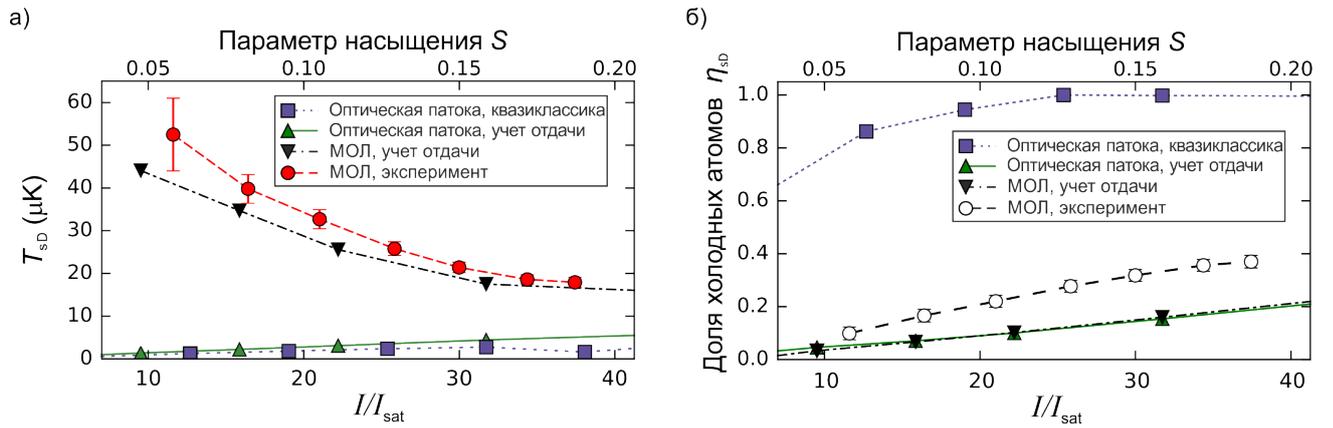


Рисунок 2.9 — Температура суб-доплеровской фракции (а) и доля атомов в ней (б) в зависимости от интенсивности (в единицах интенсивности насыщения I_{sat}) охлаждающего излучения. Синие квадраты демонстрируют предсказания квазиклассической теории, зеленые треугольники - квантовомеханического подхода без учета влияния магнитного поля на процесс охлаждения, черные треугольники - квантовомеханического подхода с учетом магнитного поля. Расчеты выполнены Прудниковым О.Н. (д.ф.-м.н., ИЛФ СО РАН). Экспериментальные точки (красные круги для температуры и белые круги для доли атомов) соответствуют Рис. 2.8 Отстройка охлаждающего излучения $\Delta = -7\Gamma$, градиент магнитного поля $b = 7 \text{ Гс/см}$.

фракции и их результаты не меняются при добавлении в модель магнитного поля.

Учет магнитного поля и эффектов отдачи позволяет с хорошей точностью описать поведение температуры суб-доплеровского подансамбля. Однако при описании температуры доплеровской фракции наблюдаются существенные расхождения между теорией и экспериментом. Вычисления предсказывают температуру атомов в доплеровской фракции порядка 1 мК, в то время как в эксперименте наблюдается температура порядка 100 мК. Вероятно, расхождение связано с тем, что наиболее горячие атомы покидают область захвата МОЛ, что приводит к эффективному увеличению доли суб-доплеровской фракции и занижению температуры доплеровского подансамбля.

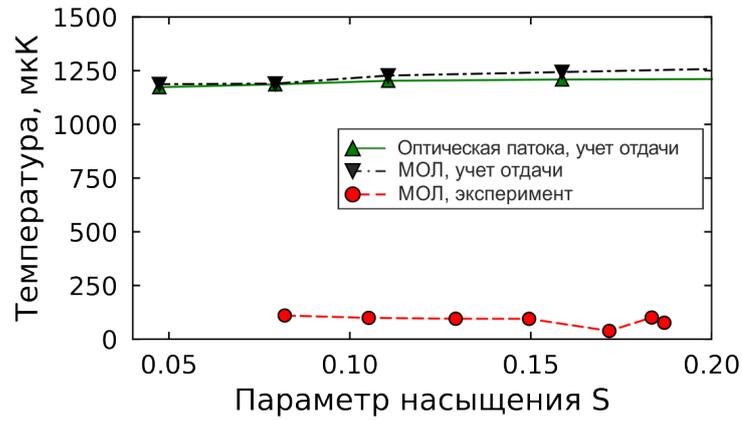


Рисунок 2.10 — Температура доплеровской фракции в зависимости от параметра насыщения S . Зеленые треугольники демонстрируют предсказания квантовомеханического подхода без учета магнитного поля, черные треугольники - квантовомеханического подхода с учетом магнитного поля, синие квадраты - экспериментальные точки. Отстройка охлаждающего излучения $\Delta = -7\Gamma$, градиент магнитного поля $b = 7$ Гс/см. Расчеты выполнены Прудниковым О.Н. (д.ф.-м.н., ИЛФ СО РАН).

2.4.3 Доплеровский и суб-доплеровский режимы

В промежуточном доплеровском режиме $S_{b1} < S < S_{b2}$ работы МОЛ влиянием силы тяжести и суб-доплеровского механизма охлаждения на работу МОЛ можно пренебречь. В таком режиме облако атомов имеет симметричную форму, описывающуюся гауссовым распределением (Рис. 2.4б), а распределение в импульсном пространстве является максвелловским с определяющейся доплеровским охлаждением температурой. Суб-доплеровский режим $S \gg S_{b2}$ также характеризуется гауссовым распределением пространственного профиля плотности атомов (рис. 2.4г) и максвелловским распределением в импульсном пространстве с температурой, определяющейся суб-доплеровским механизмом охлаждения. Суб-доплеровский режим реализуется в первичной МОЛ для атомов тулия, но для вторичного охлаждающего перехода в атоме тулия при экспериментально доступном диапазоне интенсивностей охлаждающего излучения не был достигнут.

2.5 Режимы работы МОЛ в экспериментах по лазерному охлаждению лантаноидов

Двухтемпературный режим работы МОЛ был ранее предсказан теоретически Прудниковым О.Н. (д.ф.-м.н., ИЛФ СО РАН) для лазерного охлаждения магния [39], и в нашей работе для атомов тулия впервые наблюдался экспериментально. Так как для большинства используемых для глубокого охлаждения узких переходов в лантаноидах выполнено условие равенства g -факторов (Таблица 2.1), для них также следует ожидать суб-доплеровский механизм охлаждения в МОЛ при достаточно высокой интенсивности охлаждающего излучения и связанное с ним двухтемпературное распределение в импульсном пространстве.

Рассмотрим подробнее экспериментальные работы, в которых мог бы наблюдаться двухтемпературный режим работы МОЛ. В Таблице 2.2 приведены параметры работы МОЛ в опубликованных работах по лазерному охлаждению лантаноидов (тулия, эрбия, диспрозия, гольмия) и кальция, и значения граничных параметров насыщения S_{b1} и S_{b2} для использовавшихся охлаждающих переходов. Из таблицы видно, что при использовании широкого охлаждающего перехода во всех случаях выполнено условие $S_{exp} \gg S_{b2}$ и реализуется суб-доплеровский режим. Для узких охлаждающих переходов в эрбии и диспрозии ($\gamma = 190$ кГц и $\gamma = 136$ кГц) границы двухтемпературного режима имеют значения, близкие к соответствующему значению для вторичного охлаждающего перехода в атомах тулия. Однако в опубликованных работах параметр насыщения лишь несущественно превышает граничное значение, что объясняет, почему в этих экспериментах не наблюдался двухтемпературный режим.

Для эксперимента по лазерному охлаждению кальция на узком охлаждающем переходе, напротив, параметр насыщения существенно превышал граничное значение, благодаря чему был реализован суб-доплеровский режим. Это

первый эксперимент, в котором было получено суб-доплеровское охлаждение на узком охлаждающем переходе. Авторы работы [77] наблюдали распределение по импульсам, отличающееся от максвелловского, что по всей видимости связано с ограниченным временем охлаждения, из-за которого в системе не успевает установиться стационарное распределение по импульсам. В работах по лазерному охлаждению с использованием еще более узких переходов в эрбии и диспрозии ($\gamma = 8$ кГц и $\gamma = 2$ кГц соответственно) приведенные расчетные значения параметра насыщения не могут характеризовать режим работы МОЛ. В этих работах номинально использовались синие отстройки охлаждающего излучения, в то время как эффективная отстройка имела отрицательный знак и была неизвестна. Стоит отметить, что в работе по лазерному охлаждению диспрозия с использованием широкого охлаждающего перехода [51] наблюдалось двухтемпературное распределение, возникающее из-за влияния магнитного поля МОЛ на работу суб-доплеровского охлаждения.

Таблица 2.2 — Характеристики охлаждающих переходов (длина волны λ и естественная ширина γ), используемых в экспериментах по лазерному охлаждению лантаноидов и аналогичные характеристики для кальция - первого элемента, для которого было продемонстрировано суб-доплеровское лазерное охлаждение на спектрально-узком переходе. S_{b1} , S_{b2} — значения параметра насыщения, соответствующие границам между чечевичным, симметричным и двухтемпературным режимом, S_{exp} — значения параметра насыщения в эксперименте.

Атом	λ	γ	S_{b1}	S_{b2}	S_{exp}	Ref.
Tm	410.6 нм	10 МГц	5×10^{-5}	7×10^{-4}	0.005 - 0.7	[56]
	530.7 нм	350 кГц	0.002	0.012	0.0005-0.6	[75]
Er	401 нм	36 МГц	9×10^{-6}	2×10^{-4}	0.05-0.3	[47]
	583 нм	190 кГц	0.002	0.03	0.0012 - 0.08	[55]
	841 нм	8 кГц	0.09	0.3	0.2 *	[53]
Dy	421 нм	32 МГц	1.6×10^{-5}	2×10^{-4}	1.8	[54]
					0.03	[51]
	626 нм	136 кГц	0.006	0.02	0.005 - 0.007	[54]
	741 нм	2 кГц	0.9	1.1	2×10^{-4} *	[52]
Ho	410.5 нм	32 МГц	1.6×10^{-5}	2×10^{-4}	0.065-0.22	[49]
Ca	1987 нм	57 кГц	0.011	0.02	110.5	[77]

* Вычисленный параметр насыщения некорректно характеризует режим работы МОЛ. Эффективная отстройка в эксперименте определялась положением атомов в магнитном поле МОЛ, и соответствующий эффективный параметр насыщения неизвестен.

2.6 Основные результаты Главы 2

1. Экспериментально наблюдались три различных режима работы вторичной МОЛ для атомов тулия (чечевичный, доплеровский и двухтемпературный), связанные с особенностями лазерного охлаждения на спектрально-узком охлаждающем переходе. Режимы работы МОЛ описаны теоретически и определены граничные значения параметра насыщения S , при которых происходит переход между ними. Граничные значения для вторичного охлаждающего перехода в атомах тулия равны $S_{b1} = 0.002$ и $S_{b2} = 0.01$ и совпадают с наблюдаемыми в эксперименте.
2. В чечевичном режиме работы МОЛ продемонстрирована естественная накачка атомов тулия на крайний магнитный подуровень охлаждающим излучением МОЛ. Показаны характерные для такого режима зависимости равновесного положения облака и температуры атомов от отстройки охлаждающего излучения.
3. В двухтемпературном режиме работы МОЛ наблюдалась работа суб-доплеровского механизма охлаждения. Ограниченная эффективность суб-доплеровского охлаждения, связанная с тем, что ширина суб-доплеровского резонанса охлаждения оказывается сопоставима по величине с импульсом отдачи, приводит к возникновению конкуренции с доплеровским механизмом охлаждения и двухтемпературному распределению в ансамбле атомов тулия. Двухтемпературное распределение проявляется в двухкомпонентном пространственном профиле плотности атомов.
4. В двухтемпературном режиме работы МОЛ исследована зависимость температуры доплеровской и суб-доплеровской компонент облака атомов в МОЛ и доли атомов в них от интенсивности и отстройки охлаждающего излучения.

3 Атомы тулия в оптической решетке на длине волны 814.5 нм

Появление и развитие методов лазерного охлаждения позволили увеличить на порядок точности реперов частоты, в том числе фонтанного типа [78], благодаря уменьшению уширения спектральных линий за счет эффекта Доплера. Заметно подавленное, доплеровское уширение, тем не менее, остается одним из доминирующих в реперах частоты на основе свободных нейтральных атомов. Например, для облака атомов тулия с температурой $T = 9$ мкК доплеровское уширение часового перехода на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм равно $\Delta\nu = \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} \frac{1}{\lambda} = 43.5$ кГц. Для подавления эффекта Доплера первого порядка могут быть использованы различные методы, такие как спектроскопия насыщенного поглощения, двухфотонная спектроскопия [79], Рамси и Рамси-Борде спектроскопия с помощью света, направленного перпендикулярно движению атомов [80].

Полностью исключить эффект Доплера первого порядка можно с помощью локализации атомов в пространстве на размерах меньше длины волны возбуждающего излучения (эффект Лэмба-Дике [36]). Такая локализация может быть достигнута с помощью оптических дипольных ловушек, удерживающий потенциал которых возникает за счет действующей на атомы со стороны света дипольной силы. Недостатком этого подхода является то, что излучение оптической дипольной ловушки смещает все уровни энергии атома, приводя к сдвигу частоты часового перехода. Решение заключается в использовании так называемой магической длины волны (МДВ) формирующего оптическую решетку излучения, для которой сдвиги верхнего и нижнего уровней часового перехода совпадают [38]. Приблизительно положение магической длины волны для часового перехода может быть определено теоретически, при этом точность расчетов составляет несколько нанометров [81]. Теоретический расчет поло-

жения магической длины волны для часового перехода в атоме тулия описан в диссертационной работе Головизина А.А. [35], по результатам анализа она расположена в области 806 – 815 нм. Далее необходим экспериментальный поиск МДВ, который заключается в измерении зависимости частоты часового перехода от интенсивности излучения в пучностях решетки для разных длин волн [37, 82].

В Главе 3 рассматривается оптическая решетка для атомов тулия на длине волны 814.5 нм, близкой к магической. В главе рассмотрены принцип работы оптических дипольных ловушек и проявляющийся в них эффект Лэмба-Дике. Описан резонатор оптической решетки, позволяющий увеличить глубину удерживающего потенциала, что необходимо для экспериментального поиска МДВ. Методом возбуждения параметрических резонансов определена поляризуемость основного состояния атома тулия на длине волны 814.5 нм, а также проведена спектроскопия часового перехода в режиме спектрально-разрешимых боковых колебательных частот.

3.1 Оптическая решетка для атомов тулия

3.1.1 Оптические дипольные ловушки

В атоме, помещенном во внешнее электрическое поле, возникает сдвиг уровней энергии (эффект Штарка). В случае переменного электрического поля оптического излучения $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t$, сдвиг энергии ΔE_i уровня $|i\rangle$ дается выражением [83, §28]:

$$\Delta E_i(\omega) = \frac{1}{2\hbar} \sum_{f, f \neq i} \frac{\omega_{if} |d_{if}|^2}{\omega_{if}^2 - \omega^2} \mathcal{E}_0^2 \quad (3.1)$$

Здесь суммирование производится по всем уровням $|f\rangle$, связанным с уровнем $|i\rangle$ электро-дипольными переходами, ω_{if} – частоты, соответствующие переходам с уровня $|i\rangle$ на уровни $|f\rangle$, d_{if} – соответствующие матричные элементы

дипольных моментов.

Сдвиг уровней энергии зависит от частоты излучения ω и ее положения относительно частот атомных переходов ω_{if} , а также пропорционален квадрату амплитуды поля, то есть интенсивности излучения I , коэффициент пропорциональности $\alpha_i(\omega)$ называется поляризуемостью уровня:

$$\Delta E_i(\omega) = -\alpha(\omega) \frac{2\pi a_0^3}{c} I \quad (3.2)$$

Здесь a_0 – борковский радиус, c – скорость света, поляризуемость $\alpha(\omega)$ взята в атомных единицах. В случае, когда интенсивность света меняется в пространстве $I = I(\vec{r})$, например при рассмотрении гауссова пучка, сдвиги уровней энергии в атоме также зависят от его координаты. Зависимость энергии состояния атома от координаты можно рассматривать как внешний потенциал. Так, свет с частотой, на которой поляризуемость основного состояния положительна $\alpha_g(\omega) = \alpha_g > 0$, имеющий гауссово распределение интенсивности в плоскости xy , формирует в этой плоскости в радиальном направлении удерживающий потенциал гауссовой формы. Если при этом излучение будет сфокусировано, то вдоль направления распространения излучения z также появится удерживающий потенциал с характерным размером локализации атомов порядка рэлеевской длины, которая, как правило, существенно превышает радиус пучка в перетяжке. Такой метод удержания атомов называется дипольной ловушкой (Рис. 3.1а), ее потенциал описывается выражением:

$$U(r, z) = -\frac{2\pi\alpha a_0^3}{c} I(r, z) = -\frac{4\alpha a_0^3 P}{cw^2(z)} e^{-2r^2/w^2(z)} \quad (3.3)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$

Здесь P – мощность излучения, $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ – рэлеевская длина, w_0 – радиус перетяжки, λ – длина волны излучения, r – расстояние до оси пучка, z – координата вдоль оси пучка, за начало отсчета принято положение перетяжки. Для более компактной локализации по всем трем направлениям используют

скрещенную дипольную ловушку, состоящую из двух пересекающихся в перетяжках сфокусированных гауссовых пучков (Рис. 3.1б).

Еще более высокую степень локализации атомов в пространстве, необходимую для подавления эффекта Доплера первого порядка, получают с помощью оптической решетки, которая представляет из себя стоячую световую волну, сформированную сфокусированным излучением, совмещенным со своим обратным отражением. Удерживающий потенциал оптической решетки описывается выражением:

$$U(z, r) = -\frac{16\alpha a_0^3 P}{c w^2(z)} e^{-2r^2/w^2(z)} \cos^2\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) \quad (3.4)$$

Пространственное распределение эквипотенциальных поверхностей оптической решетки приведено на Рис. 3.1в. Движение атомов в потенциале оптической решетки в продольном направлении ограничено периодом решетки, то есть атомы оказываются локализованными в пространстве на размерах порядка половины длины волны формирующего оптическую решетку излучения. Локализация атомов в поперечном направлении определяется радиусом гауссового пучка.

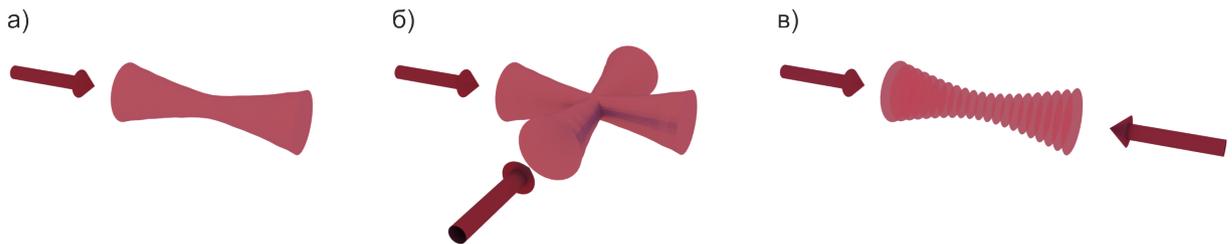


Рисунок 3.1 — а) Дипольная ловушка, формируемая одним сфокусированным лазерным пучком. б) Скрещенная дипольная ловушка, формируемая двумя сфокусированным лазерными пучками. в) Одномерная оптическая решетка, формируемая двумя встречными сфокусированным лазерными пучками, формирующими стоячую световую волну.

3.1.2 Оптическая решетка на длине волны $\lambda = 814.5$ нм

Для локализации атомов в пространстве на размерах меньше длины волны часового излучения в нашем эксперименте атомы тулия захватываются в одномерную оптическую решетку с длиной волны 814.5 нм, около которой ожидается положение МДВ для часового перехода. Первые результаты по загрузке атомов тулия в такую оптическую решетку описаны в диссертационной работе А.А. Головизина [35]. В качестве источника излучения для формирования оптической решетки используется титан-сапфировый лазер Coherent-MBR110, с диапазоном перестройки по длине волны 780 – 855 нм. Излучение лазера фокусируется в область МОЛ и совмещается со своим обратным отражением для формирования стоячей световой волны. Нами используется вертикальная ориентация оптической решетки, которая позволяет уменьшить вероятность туннелирования атомов между узлами [84].

Для захвата атомов в оптическую решетку необходима одновременная работа лазерного охлаждения и оптической решетки, чтобы кинетическая энергия атомов в процессе охлаждения стала меньше глубины потенциала. Оптическая решетка на длине волны 814.5 нм не вызывает существенных сдвигов уровней первичного и вторичного охлаждающих переходов и не влияет на эффективность работы МОЛ. Благодаря этому, излучение оптической решетки может присутствовать на протяжении всей работы МОЛ, что существенно упрощает эксперимент. После завершения цикла охлаждения световые и магнитные поля МОЛ выключаются, и часть атомов остается захваченной в оптическую решетку. Эффективность загрузки определяется двумя параметрами: 1) соотношением глубины удерживающего потенциала и температуры атомов в МОЛ (U/kT) и 2) коэффициентом пространственного перекрытия облака атомов в МОЛ и оптической решетки. При ограниченной мощности лазерного излучения увеличение глубины потенциала за счет фокусировки приводит к уменьшению пространственного перекрытия и наоборот, то есть для достиже-

ния максимальной эффективности перезахвата необходим поиск баланса между этими двумя условиями. При подобранном оптимальном радиусе перетяжки $w_0 \approx 90$ мкм эффективность перезахвата составляла 5% [35]. Действительно, при характерной выходной мощности излучения титан-сапфирового порядка 1 Вт, глубина удерживающего потенциала решетки составляла $U \approx 10$ мкК, что сопоставимо с температурой атомов в МОЛ, в то время как для эффективного захвата атомов в дипольную ловушку и их удержания глубина потенциала должна в несколько раз превышать их температуру.

Такой глубины потенциала и эффективности перезахвата достаточно для спектроскопии часового перехода, но не достаточно для экспериментального поиска МДВ.

3.1.3 Усиливающий резонатор

Конструкция усиливающего резонатора

Повысить интенсивность излучения оптической решетки можно с помощью резонатора Фабри-Перо [85]. При совпадении частоты излучения оптической решетки с собственной частотой резонатора за счет конструктивной интерференции происходит увеличение интенсивности излучения [86]. Помимо увеличения глубины потенциала за счет увеличения интенсивности, усиливающий резонатор позволяет стабилизировать пространственную моду излучения и размер перетяжки. Таким образом, при стабилизации циркулирующей в резонаторе мощности, интенсивность излучения в пучностях решетки также остается стабильной, что важно для определения вызванных излучением сдвигов частоты часового перехода.

В рамках работы был собран усиливающий резонатор оптической решетки, расположенный снаружи вакуумной камеры, его конструкция изображена на Рис. 3.2а. Резонатор имеет Г-образную форму, его длина регулируется с помощью зеркала на пьезокерамике (M2 на рисунке), стабилизируясь к длине волны

заводимого излучения. Формирующее решетку излучение заводится в резонатор через сферическое зеркало М1 (радиус кривизны $r = 250$ мм). Также в резонаторе установлена линза L (фокусное расстояние $f' = 400$ мм), коллимирующая пучок, и поляризационный делитель пучка, который обеспечивает линейность поляризации излучения оптической решетки. Конфигурация резонатора близка к концентрической, что позволяет существенно менять размер перетяжки (в диапазоне 90 – 145 мкм) изменением положения линзы (Рис. 3.2б).

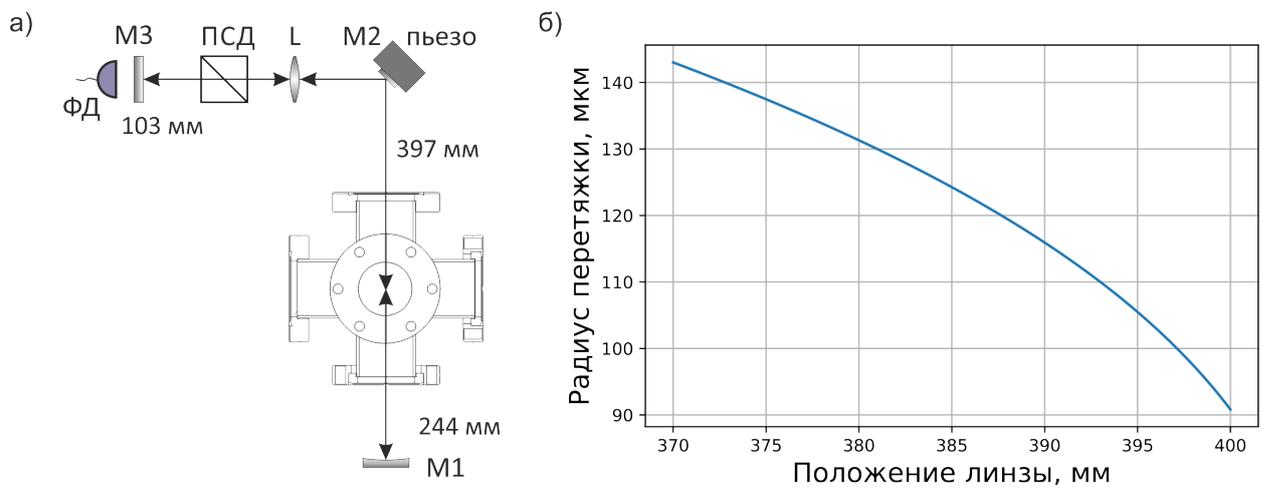


Рисунок 3.2 — а) Схема усиливающего резонатора, относительное положение элементов. М1 – входное сферическое зеркало, $r = 250$ мм, $R_{in} = 0.87$; М2 – зеркало на пьезокерамике для стабилизации длины резонатора; М3 – выходное зеркало, $R_{out} = 0.99$; ПСД – поляризационный светоделитель; ФД – фотодиод; L – линза, $f' = 400$ мм. б) Зависимость радиуса перетяжки от положения линзы L в усиливающем резонаторе, изображенном на панели (а); за ноль отсчета принят центр вакуумной камеры.

Основные неустраняемые потери в резонаторе связаны с окошками вакуумной камеры и составляют 13% по интенсивности (коэффициент пропускания одного окошка вакуумной камеры $T_f \approx 0.87^{1/4}$, здесь и далее рассматриваются коэффициенты отражения и пропускания по интенсивности). Чтобы максимизировать мощность циркулирующего в резонатор излучения коэффициент отражения входного зеркала был взят $R_{in} = 0.87$. Коэффициенты отражения зеркала М3 составляет $R_{out} = 0.99$.

Согласование мод

Для максимизации мощности заходящего в резонатор излучения была исследована пространственная мода излучения титан-сапфирового лазера и подобрана линза, согласующая его моду излучения с собственной модой резонатора. Зависимость радиуса пучка от координаты перед резонатором и внутри приведены на Рис. 3.3. В результате анализа была выбрана и установлена согласующая линза с фокусным расстоянием $f = 300$ мм, коэффициент согласования составлял порядка 60%.

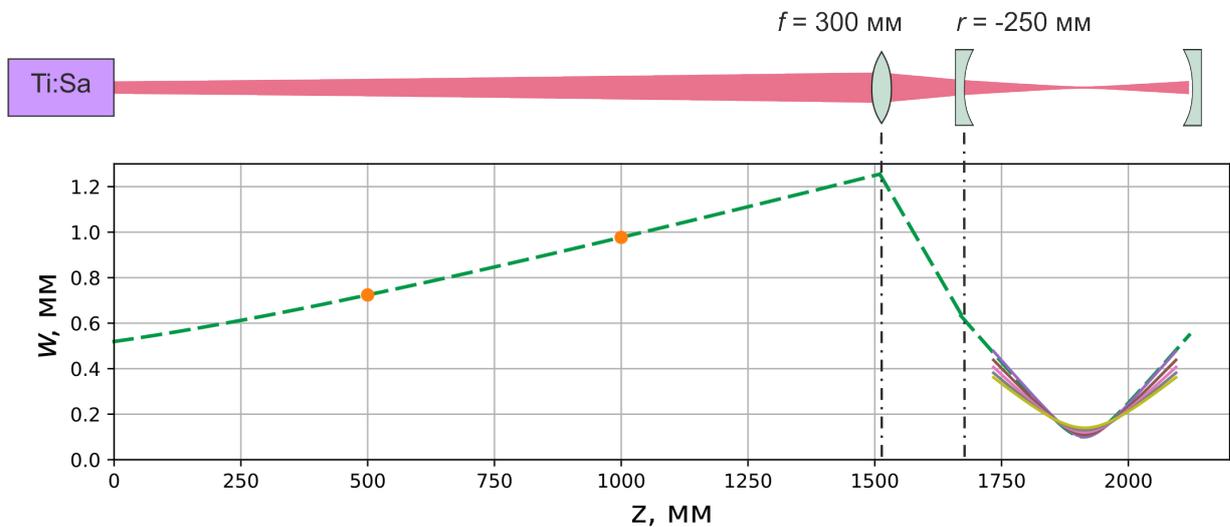


Рисунок 3.3 — Пространственная эволюция радиуса пучка излучения титан-сапфирового лазера. Оранжевые точки - результаты измерения. Зеленая пунктирная линия - аппроксимация экспериментальных точек и результат расчета параметров соответствующего гауссова пучка при распространении через согласующую линзу и входное зеркало резонатора. Сплошные линии показывают радиус TEM₀₀ моды резонатора в зависимости от координаты при различном размере перетяжки в диапазоне 100 – 140 мкм.

Стабилизация длины резонатора

Стабилизация длины резонатора осуществлялась с помощью зеркала на пьезоподвижке M2. Существуют различные методы стабилизации резонаторов, например, метод Хенша-Куйо, метод Паунда-Древера-Холла и метод стабилизации по уровню интенсивности пропускания резонатора. Каждый из них

обладает определенными достоинствами и недостатками. Так метод Хенша-Куйо [87] основан на разнице добротности резонатора для двух ортогональных поляризаций. Такой метод был использован на ранних этапах описываемой работы для первых экспериментов по перегрузке атомов в оптическую решетку, когда поляризация излучения в резонаторе не фиксировалась. В качестве поляризующего элемента выступали окошки вакуумной камеры, поглощение в которых зависит от поляризации. Однако в дальнейшем, при переходе к оптической решетке с чистой линейной поляризацией, метод Хенша-Куйо стал неприменим. Вместо него был опробован метод Паунда-Древера-Холла [45]. В нем заводимое в резонатор излучение модулируется по частоте, и для формирования сигнала ошибки используется получаемый в отраженном от резонатора излучении сигнал биений несущей и модуляционных сайд-бэндов, фазы которых зависят от положения частоты излучения относительно частоты моды резонатора. Традиционно для стабилизации используется модуляция на частоте, превышающей полосу пропускания резонатора, и сигнал ошибки формируется в отраженном свете. Однако в данном случае резонатор является низкодобротным, его полоса пропускания составляет $\Delta\nu = 9$ МГц, то есть необходима высокочастотная модуляция, сопряженная с рядом технических трудностей. Альтернативой является низкочастотная модуляция и формирование сигнала ошибки в прошедшем через резонатор свете. В таком случае модуляционные сайд-бэнды вместе с несущей находятся в резонаторе и потенциально могут приводить к нагреву атомов и влиять на их время жизни в решетке. Данный метод был реализован, но из-за своей сложности использовался непродолжительное время.

Наиболее подходящим для данной задачи оказался метод стабилизации по уровню интенсивности прошедшего через резонатор излучения. Сигналом ошибки в этом случае служит склон зависимости сигнала пропускания резонатора от его длины, получаемый с помощью установленного за выходным зеркалом МЗ фотодиода (ФД). К недостаткам такого подхода следует отнести то, что

длина резонатора стабилизируется не к центральной частоте моды, а со смещением. То есть мощность в резонаторе не достигает максимального значения, оставаясь ограниченной на уровне 90%. Существенным преимуществом такого метода является то, что мощность излучения в резонаторе остается фиксированной. Если в течение серии экспериментов юстировка завода излучения в резонатор ухудшается, что в двух первых описанных методах привязки приводило бы к изменению интенсивности в пучностях, в данном случае уровень интенсивности остается стабильным.

Интенсивность излучения в области ловушки

Для определения интенсивности излучения в центре вакуумной камеры использовалась следующая процедура. В непривязанном состоянии измерялась мощность излучения перед зеркалом М2 и соответствующее данной мощности напряжение на измеряющем сигнал пропускания расположенным за зеркалом М3 фотодиоде. Таким образом определялось соответствие между показаниями фотодиода и мощностью внутри резонатора между вакуумной камерой и зеркалом М2. При этом, чтобы избежать переотражений, обратный пучок немного отклонялся глухим зеркалом резонатора (М3), то есть резонатор во время калибровки был не замкнут. Чтобы использовать полученный коэффициент связи мощности и напряжения после замыкания резонатора, то есть на высокой циркулирующей в резонаторе мощности, отдельно была проверена линейность используемого для привязки фотодиода (Рис. 3.4). Стоит отметить, что коэффициент пропорциональности может немного варьироваться в зависимости от юстировок, что обусловлено разным геометрическим попаданием излучения на фотодиод.

В результате, интенсивность излучения в пучностях решетки в центре вакуумной камеры может быть вычислена исходя из размера перетяжки w_0 и коэффициента пропорциональности k между напряжением на фотодиоде V и

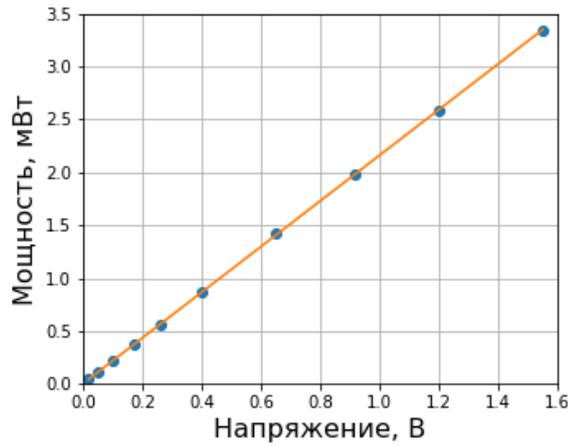


Рисунок 3.4 — а) Связь напряжения на фотодиоде привязки с падающей на него мощностью излучения.

мощностью в резонаторе P_c по формуле:

$$I_c = \frac{(1 + T_f \sqrt{R_{out}})^2}{T_f} \frac{2\kappa V}{\pi w_0^2} \quad (3.5)$$

Эффективность загрузки

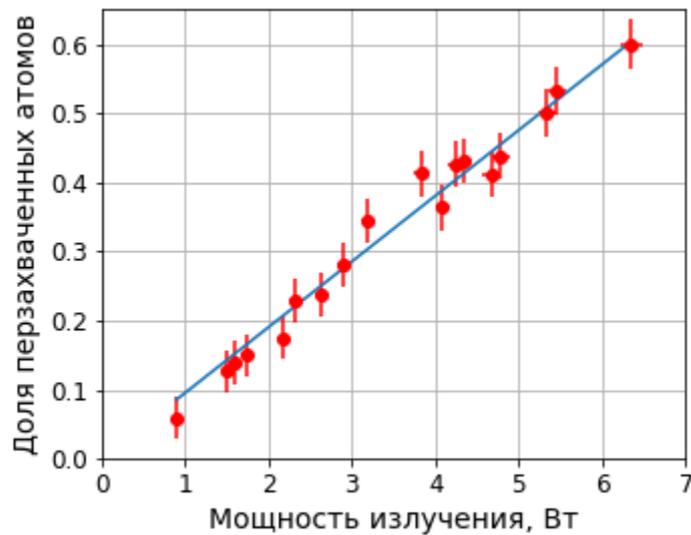


Рисунок 3.5 — Доля перзахватываемых в оптическую решетку атомов в зависимости от циркулирующей мощности излучения в центре вакуумной камеры. Длина волны $\lambda = 814.5$ нм, радиус перетяжки $w_0 = 111.3 \pm 1.4$ мкм.

Процедура загрузки атомов из МОЛ в оптическую решетку с усиливающим резонатором полностью аналогична процедуре, использовавшейся до

установки резонатора и описанной в начале данной главы. Зависимость эффективности перегрузки от мощности при размере перетяжки $w_0 = 111$ мкм приведена на Рис. 3.5. Максимальная эффективность перезахвата составила 60% при глубине потенциала $U_0/k_B = 42$ мкК в единицах температуры или в единицах энергии отдачи $U_0 = 500E_{rec}$ ($E_{rec}/h = 1.8$ кГц на длине волны $\lambda = 814.5$ нм). Из графика видно, что эффективность перезахвата ограничена доступной мощностью излучения и не уходит в насыщение. Увеличить долю перегружаемых в оптическую решетку атомов при сохранении ее глубины можно реализовав более глубокое охлаждение атомов в МОЛ.

3.1.4 Параметрические резонансы

Положение МДВ для часового перехода в атома тулия было определено теоретически в работе [26] из результатов расчетов динамической поляризуемости основного и возбужденного состояний часового перехода для широкого диапазона длин волн 250–1200 нм. Чтобы подтвердить корректность расчетов, динамическая поляризуемость основного состояния на длине волны 814.5 нм вблизи предсказанного положения МДВ была измерена экспериментально методом возбуждения параметрических резонансов [88]. Таким методом ранее была измерена поляризуемость основного состояния атома тулия на длине волны 532 нм [26].

Выражение (3.4) для формы потенциала оптической решетки вблизи минимумов можно аппроксимировать гармоническим потенциалом с резонансными

частотами ν_r в радиальном и ν_z в продольном направлениях:

$$\begin{aligned}
 U(z, r) &\approx U_0 \left(-1 + \frac{2r^2}{w_0^2} + \frac{z^2}{k^2} \right) = \\
 &= -U_0 + \frac{1}{2}m(2\pi\nu_r)^2 r^2 + \frac{1}{2}m(2\pi\nu_z)^2 z^2 \\
 \nu_r &= \frac{4}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{a_0^3 \alpha P_c}{cm}} \\
 \nu_z &= \frac{4}{w_0 \lambda} \sqrt{\frac{2a_0^3 \alpha P_c}{cm}} \\
 U_0 &= \frac{16\alpha a_0^3 P_c}{cw^2(z)}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Согласно [89], модуляция глубины потенциала, то есть интенсивности излучения, на частоте $\nu = 2\nu_q/N$ (где $q \in \{r, z\}$; N – целое число) приводит к резонансному возбуждению колебательных состояний. В эксперименте этому соответствует нагрев атомов и их потеря из ловушки. Таким образом, исследуя зависимость скорости потерь атомов из оптической решетки от частоты модуляции глубины потенциала можно определить резонансные частоты ловушки ν_z и ν_r . Из выражения (3.6) следует, что поляризуемость основного состояния выражается через эти частоты следующим образом:

$$\alpha = \frac{\nu_z^4 \lambda^4 cm}{64\nu_r^2 a_0^3 \pi^2 P_c} \tag{3.7}$$

Эксперимент по измерению поляризуемости был построен следующим образом. Атомы тулия охлаждались в МОЛ и захватывались в оптическую решетку. Для управления интенсивностью, формирующее решетку излучение проходило через акустооптический модулятор. Чтобы свести потери мощности излучения к минимуму, в эксперименте использовался нулевой порядок дифракции. Интенсивность излучения модулировалась с помощью модулирования амплитуды идущего на АОМ радиочастотного сигнала в течение всего цикла охлаждения и загрузки решетки. Спустя время $\tau = 100$ мс после окончания загрузки решетки измерялось количество оставшихся в ловушке атомов. Характерные размеры удерживающего потенциала оптической решетки в

продольном и поперечном направлении отличаются почти на три порядка, что приводит к существенному отличию соответствующих частот параметрических резонансов. В эксперименте исследовались два диапазона частот, соответствующие продольным и поперечным колебательным резонансам. В зависимости от амплитуды резонанса глубина модуляции интенсивности варьировалась в диапазоне от 2% до 10%. Результаты измерения спектра параметрических резонансов для двух значений глубины потенциала приведены на Рис. 3.6.

Резонатор в течение всего эксперимента оставался стабилизирован к частоте лазера методом Хэнша-Куйо. Частотная полоса пропускания резонатора $\Delta\nu = 9$ МГц существенно превышала частоты модуляции, то есть коэффициенты отражения и пропускания для несущей частоты и боковых частот отличались незначительно и присутствие резонатора не оказывало существенного влияния на модуляцию интенсивности. Эксперимент также проводился в конфигурации, когда модуляция интенсивности решетки не была непрерывной, а осуществлялась только в течении $\tau = 300$ мс после выключения МОЛ, после чего уже измерялось количество оставшихся в оптической решетке атомов. Результаты, полученные обоими методами, совпадают.

Полученный спектр потерь вблизи минимумов аппроксимировался квадратичными функциями для определения резонансных частот (Рис. 3.6). Из рисунка видно, что при увеличении мощности излучения, резонансные частоты в соответствии с выражением (3.6) смещаются $\nu_{z,r} \propto \sqrt{P_c}$. Значения резонансных частот приведены в Таблице 3.1.4. Из врезок к Рис. 3.6 видно, что зависимость частоты от мощности не вполне квадратичная, что, по всей видимости, связано с влиянием ангармоничности потенциала. Для вычисления поляризуемости были использованы значения частот при большей мощности, так как в этом случае потенциал, в котором находятся атомы, более близок к гармоническому. В результате, используя выражение (3.7), для динамической поляризуемости основного состояния атома тулия на длине волны $\lambda = 814.5$ нм, было получено значение $\alpha = 146 \pm 44$ а.е., что согласуется с расчетным значением

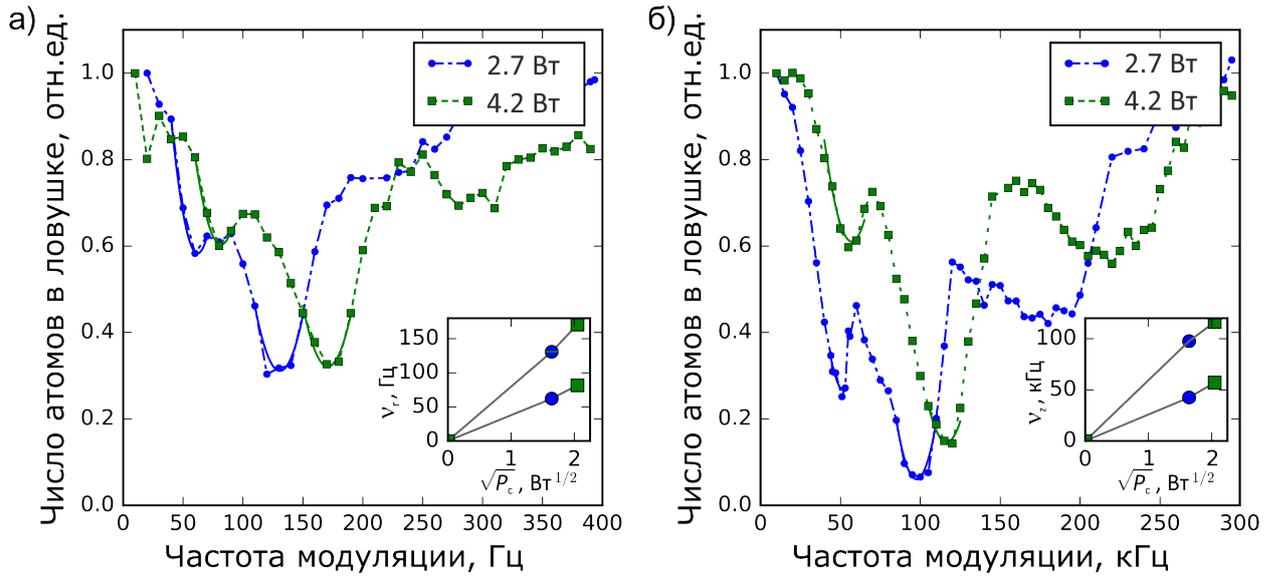


Рисунок 3.6 — Спектр низкочастотных (а) и высокочастотных (б) параметрических резонансов в оптической решетке при двух значениях мощности в центре вакуумной камеры P_c . Резонансные частоты определялись аппроксимацией экспериментальных точек вблизи минимумов полиномами второй степени. На врезках показана зависимость резонансных частот от мощности излучения.

Таблица 3.1 — Частоты параметрических резонансов для двух значений циркулирующей в резонаторе мощности, результаты аппроксимации экспериментальных данных, приведенных на Рис. 3.6.

P_c , Вт	ν_r , Гц	$2\nu_r$, Гц	ν_z , кГц	$2\nu_z$, кГц
2.7	62 ± 10	131 ± 10	52 ± 5	97 ± 7
4.2	82 ± 10	171 ± 10	57 ± 5	116 ± 7

$$\alpha_{th} = 195 \text{ a.e.}$$

Помимо поляризуемости, с помощью выражения (3.6) из значений колебательных частот можно определить радиус перетяжки:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi}} \frac{\nu_z}{\nu_r} \quad (3.8)$$

Вычисленное в соответствии с выражением (3.8) значение $w_0 = 124 \pm 12$ мкм в пределах погрешности совпадает с размером, определенным из геометрии резонатора $w_0 = 111.3 \pm 1.4$ мкм. Завышение значения радиуса перетяжки

связано с тем, что глубина потенциала в эксперименте была близка по величине к температуре атомов [90]. Несмотря на высокую погрешность метода, согласование между вычисленным и измеренным размерами перетяжки позволяют говорить о справедливости полученного значения динамической поляризуемости. В свою очередь, близкое к расчетному значение поляризуемости подтверждает корректность теоретических расчетов, на основе которых было предсказано положение МДВ оптической решетки для часового перехода в атомах тулия.

3.2 Спектроскопия часового перехода в оптической решетке

3.2.1 Влияние оптической решетки на вид спектра поглощения

Спектр поглощения атомов, помещенных в оптическую решетку, отличается от спектра поглощения свободных атомов. Это связано с тем, что для локализованных в пространстве атомов скорость перестает быть непрерывной переменной: спектр кинетической энергии в потенциальной яме является дискретным, и движение атома описывается его колебательным состоянием $|n\rangle$. Вместе с уменьшением неопределенности значения импульса атома возрастает неопределенность его координаты. В результате размер волновой функции атома в оптической решетке становится сопоставим с длиной волны оптического излучения, и при описании взаимодействия атома в оптической решетке с резонансным излучением перестает быть применимым дипольное приближение. Как следствие, в гамильтониане, описывающем взаимодействие, возникает связь между возбуждением внутренних степеней свободы, то есть электронных переходов, и внешних степеней свободы, то есть колебательных состояний [6].

Иными словами, переход атома из основного электронного состояния в возбужденное и обратно под действием излучения может происходить с изменением колебательного квантового числа. Для простоты будем считать, что возбуждающее излучение сонаправлено с осью оптической решетки, и будем рассматривать только продольную компоненту колебательного движения атомов (вдоль оси решетки). В приближении гармонического потенциала $U \approx \frac{1}{2}m(2\pi\nu_z)^2 z^2$ частоты переходов с изменением колебательного квантового числа эквидистантны, спектр поглощения атома представляет из себя дискретный набор линий, отстоящих друг от друга на величину ν_z , и имеет вид, схематично изображенный на Рис. 3.7а. Центральный максимум соответствует переходам без изменения колебательного состояния (черная стрелка на Рис. 3.7б), а справа и слева от него расположены резонансы, отвечающие переходам с одновременным изменением электронной конфигурации и колебательного квантового числа на ± 1 (синяя и красная стрелки на Рис. 3.7б).

Вероятность перехода с изменением электронного состояния и колебательного состояния $|i, n_i\rangle \rightarrow |f, n_f\rangle$ определяется модифицированной частотой Раби [91]:

$$\Omega_{f,i} = \Omega_0 \langle n_f | e^{ikz} | n_i \rangle = \Omega_0 e^{-\eta^2/2} \sqrt{\frac{n_{<}!}{n_{>}!}} \eta^{|n_f - n_i|} L_{n_{<}}^{|n_f - n_i|}(\eta^2) \quad (3.9)$$

$$\eta = kz_0 = \sqrt{\frac{\hbar k^2}{2\pi m \nu_z}} = \sqrt{\frac{\nu_{rec}}{\nu_z}}$$

Здесь Ω_0 – частота Раби для неподвижного атома, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число возбуждающего излучения, $n_{>}$ ($n_{<}$) – большее (меньшее) из колебательных квантовых чисел n_f и n_i , $L_{\beta}^{\alpha}(x)$ – обобщенный полином Лагерра, η – параметр Лэмба-Дике. Параметр Лэмба-Дике, определяющийся отношением размера волновой функции в основном колебательном состоянии z_0 к длине волны возбуждающего излучения λ , служит характеристикой степени локализации атома, а также выражается через соотношение частоты отдачи ν_{rec} и частоты гармонического удерживающего потенциала ν_z .

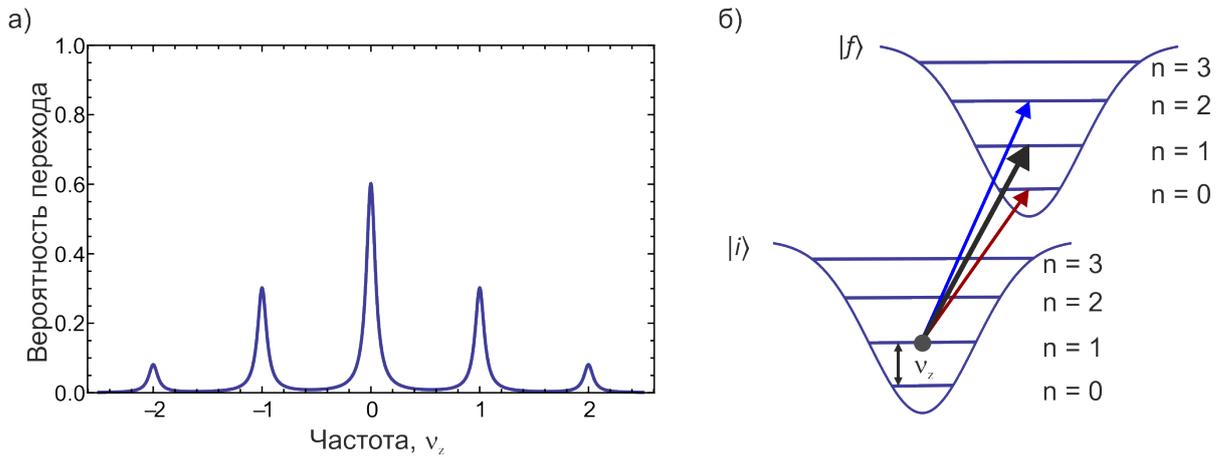


Рисунок 3.7 — а) Вид спектра поглощения в режиме спектрально-разрешимых колебательных частот. б) Колебательные уровни атома в гармоническом потенциале оптической решетки, переходы с изменением колебательного квантового числа на $\Delta n = 0, \pm 1$.

На вид наблюдаемого спектра поглощения влияет естественная ширина линии перехода γ . В зависимости от ее соотношения с частотой потенциала ν_z , можно выделить два режима: (i) $\gamma > \nu_z$, когда боковые колебательные частоты остаются спектрально-неразрешимыми, и (ii) $\gamma \ll \nu_z$, так называемый режим спектрально-разрешимых боковых колебательных частот. В режиме (i) все линии, соответствующие переходам с изменением колебательного состояния, перекрываются, и спектроскопически не удается разделить чистое электронное возбуждение и возбуждение с изменением колебательного состояния. В пределе бесконечно малой глубины потенциала $\nu_z \ll \gamma$ рассматриваемый спектр поглощения переходит в уширенный за счет эффекта Доплера спектр поглощения свободных частиц. Напротив, в случае (ii) все колебательные частоты спектрально-разрешимы и доплеровское уширение проявляется в большом количестве боковых колебательных частот, существенно отстоящих от центральной.

Вероятность переходов с изменением колебательного квантового числа, как видно из формулы (3.9), существенно определяется параметром Лэмба-Дике η . Если $\eta > 1$, то есть $\nu_{rec}/\nu_z > 1$, атом при поглощении и испускании фотона приобретает импульс отдачи и за счет этого меняет свое колебательное

состояние. В случае более жесткой локализации, когда частота колебательного кванта становится больше частоты отдачи ($\nu_{rec} < \nu_z$, $\eta < 1$), вероятность перехода с изменением колебательного состояния уменьшается. В пределе $\eta \ll 1$ (режим Лэмба-Дике) вероятности переходов на боковых частотах стремятся к нулю, и импульс отдачи приобретает не атом, а оптическая решетка. Этот эффект аналогичен эффекту Мессбауэра [92].

Зависимость спектра поглощения от параметра Лэмба-Дике приведена на Рис. 3.8 (расчеты взяты из обзора [6]). Стоит обратить внимание на асимметрию зависимости вероятности поглощения от частоты, связанную с эффектом отдачи. В пределе свободных атомов спектр поглощения представляет собой непрерывный контур с доплеровским уширением, смещенный относительно резонансной частоты в синюю сторону на частоту отдачи. Для слабой локализации ($\eta \approx 1$) эффект отдачи проявляется в том, что максимальную амплитуду имеет не центральный пик, а переход на смещенной на один колебательный квант в синюю область частоте. По мере увеличения степени локализации (уменьшения параметра Лэмба-Дике), влияние эффекта отдачи на интенсивности линий уменьшаются. В режиме $\eta \ll 1$ центральный максимум на несмещенной частоте перехода остается единственной ярко выраженной особенностью в спектре, а боковые частоты имеют подавленные амплитуды, которые скалируются как η^2 .

3.2.2 Возбуждение часового перехода

С атомах тулия, захваченных в оптическую решетку, была осуществлена спектроскопия часового перехода $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$ на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм. В качестве источника излучения для возбуждения часового перехода, использовался коммерческий лазер TOptica DLpro с лазерным диодом LD-1180-0100-AR-1, стабилизированный по частоте относительно внешнего высокочастотного ULE-резонатора ме-

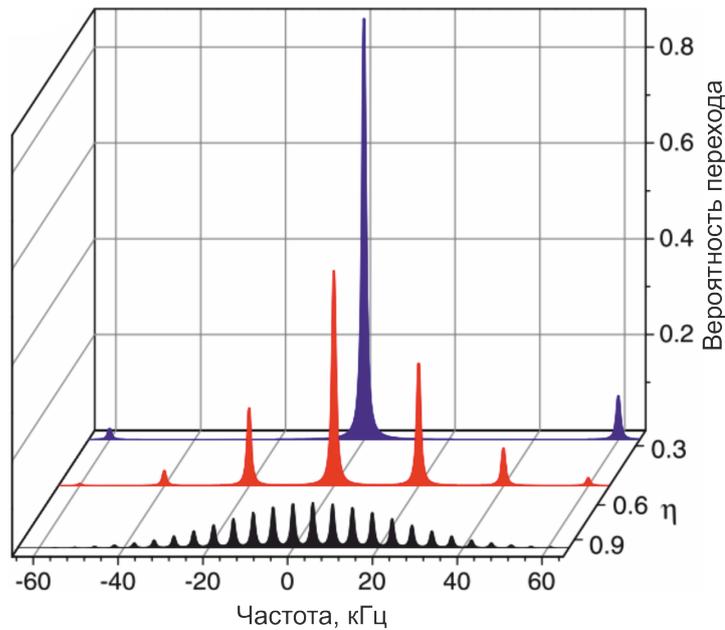


Рисунок 3.8 — Спектр поглощения атома в режиме спектрально-разрешимых боковых частот в зависимости от параметра Лэмба-Дике η . По мере убывания η резонансы на боковых частотах становятся менее выраженными, и уменьшается влияние эффекта отдачи на относительную интенсивность линий. Рисунок взят из обзора [6]

тодом Паунда-Древера-Холла [45]. Излучение часового лазера доставлялось до вакуумной камеры по поддерживающему поляризацию оптическому волокну и совмещалось с формирующим оптическую решетку излучением на поляризационном светоделителе. Фокусное расстояние и положение объектива на выходе из волокна подбирались такими, чтобы пучок часового излучения в центре вакуумной камеры был сколлимирован и имел размер, существенно превышающий размер облака атомов.

Для снятия вырождения по магнитным подуровням на время возбуждения часового перехода включалось однородное магнитное поле величиной $B_0 = 0.45$ Гс, направленное горизонтально перпендикулярно оси оптической решетки и задающее в рассматриваемой системе ось квантования. Излучение оптической решетки линейно поляризовано, и его электрическая компонента сонаправлена с магнитным полем B_0 . Излучение часового лазера также линейно-поляризовано, и вдоль магнитного поля ориентирована его магнитная компонента. Так как часовой переход является магнито-дипольным, такая

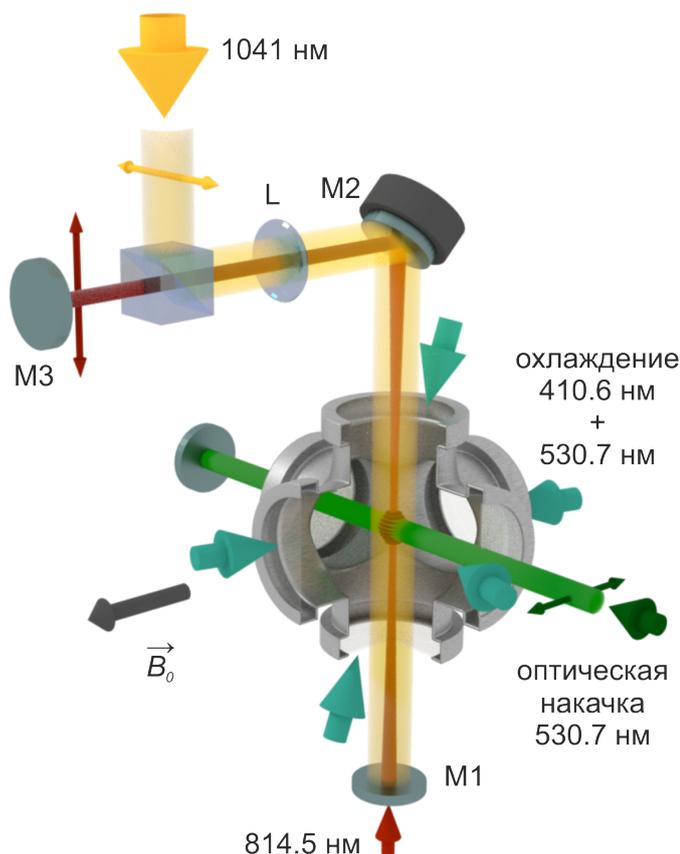


Рисунок 3.9 — Схема эксперимента по возбуждению часового перехода. Цветными стрелками изображено направление завода излучения и ориентация его поляризации (вектор \vec{E}). Красным обозначено излучение оптической решетки, желтым – возбуждающее часовой переход излучение, зеленым – излучение оптической накачки, бирюзовым – охлаждающее излучение. Серая стрелка показывает направление магнитного поля B_0 .

конфигурация позволяет возбуждать π -переходы, то есть переходы без изменения проекции полного момента. Чтобы увеличить уровень сигнала возбуждения часового перехода, с помощью оптической накачки, которая подробно рассмотрена в Главе 4, атомы подготавливались в состоянии $m_F = 0$.

3.2.3 Боковые колебательные частоты

Частота часового излучения сканировалась вблизи соответствующего часовому переходу резонансного значения АОМом, при этом вероятность возбуждения определялась по доле атомов, оставшихся в основном состоянии.

Полученные таким образом спектры поглощения в режиме спектрально-разрешимых боковых колебательных частот при нескольких глубинах оптической решетки приведены на Рис. 3.10а. Параметр Лэмба-Дике в эксперименте менялся в диапазоне $\eta = (0.11 \div 0.14)$, то есть наблюдается режим Лэмба-Дике. Возбуждение часового перехода осуществлялось коротким импульсом ($\tau = 2$ мс), интенсивность которого многократно превышала интенсивность π -импульса, тем самым эволюция населенностей успевала перейти к стационарному значению. Высокая интенсивность возбуждающего излучения позволяла увеличить вероятность возбуждения боковых колебательных частот, при этом амплитуда центрального резонанса находилась в насыщении.

Зарегистрированные резонансы, соответствующие возбуждению часового перехода с одновременным изменением колебательного квантового числа на $\Delta n = \pm 1$ имеют выраженную асимметричную форму, отличающуюся от модельного спектра, приведенного на Рис. 3.8. Такая форма колебательных сайд-бэндов типична для экспериментов с холодными атомами в оптических решетках [85, 93, 94] и связана с аангармоничностью потенциала, из-за которой возникает связь между частотой продольных колебаний и колебательного состояния атома в поперечном направлении. Действительно, разложение потенциала оптической решетки (формула (3.4)) по степеням координаты, при добавлении следующих членов по сравнению с рассмотренным ранее (формула (3.6)), имеет вид:

$$U(z, r) \approx U_0 \left(-1 + k^2 z^2 + \frac{2}{w_0^2} r^2 - \frac{k^4}{3} z^4 - \frac{2k^2}{w_0^2} z^2 r^2 \right) \quad (3.10)$$

Соответственно, спектр энергии колебательного движения задается выражением:

$$E/h = \nu_z \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + \nu_r \left(n_r + \frac{1}{2} \right) - \frac{\nu_{rec}}{2} \left(n_z^2 + n_z + \frac{1}{2} \right) - \nu_{rec} \frac{\nu_r}{\nu_z} \left(n_r + \frac{1}{2} \right) \left(n_z + \frac{1}{2} \right) \quad (3.11)$$

Здесь n_z и n_r – колебательные квантовые числа, соответствующее движению

атома вдоль оси решетки и в поперечном направлении. В результате разница энергий двух соседних продольных колебательных состояний, зависит от колебательных квантовых чисел n_z и n_r и равна:

$$(E_{n_r, n_z+1} - E_{n_r, n_z})/h = \nu_z - \nu_{rec}(n_z + 1) - \nu_{rec} \frac{\nu_r}{\nu_z} (n_r + \frac{1}{2}) \quad (3.12)$$

Модель формы линии колебательных сайд-бэндов, в предположении теплового распределения по колебательным состояниям для одномерной оптической решетки описана в работе [95]. Полная вероятность возбуждения электронного перехода с изменением продольного колебательного квантового числа на $+1$ p_{blue} может быть выражена через температуры T_z и T_r , описывающие распределение атомов по продольным и поперечным колебательным состояниям:

$$p_{blue}(\delta) \propto \sum_{n_z=0}^{N_z} e^{-E_{n_z}/kT_z} p_{blue}^{n_z}(\delta) \quad (3.13)$$

Здесь N_z – полное количество продольных колебательных состояний в потенциале, E_{n_z} – энергия продольных колебаний без учета связи с поперечными модами, $p_{blue}^{n_z}(\delta)$ – вероятность возбуждения электронного перехода с изменением продольного колебательного квантового числа на $+1$ для состояния n_z :

$$p_{blue}^{n_z}(\delta) = \frac{\alpha^2}{\zeta(n_z)} \left[1 - \frac{\delta}{\zeta(n_z)} \right] e^{-\alpha[1-\delta/\zeta(n_z)]} \Theta[\zeta(n_z) - \delta] \quad (3.14)$$

$$\alpha = (\zeta/\nu_{rec}) \frac{h\nu_z}{k_B T_r}$$

$$\zeta(n_z) = \nu_z - \nu_{rec}(n_z + 1)$$

Формулы (3.13) и (3.14) дают вероятности возбуждения для синего сайд-бэнда. Чтобы получить вероятность возбуждения для красного сайд-бэнда, необходимо сделать замену $n_z \rightarrow n_z + 1$.

Опираясь на описанную модель, полученные в эксперименте формы линии были аппроксимированы выражением (3.13) (Рис. 3.11). На Рис. 3.10б приведена зависимость полученных из фита продольных частот решетки ν_z

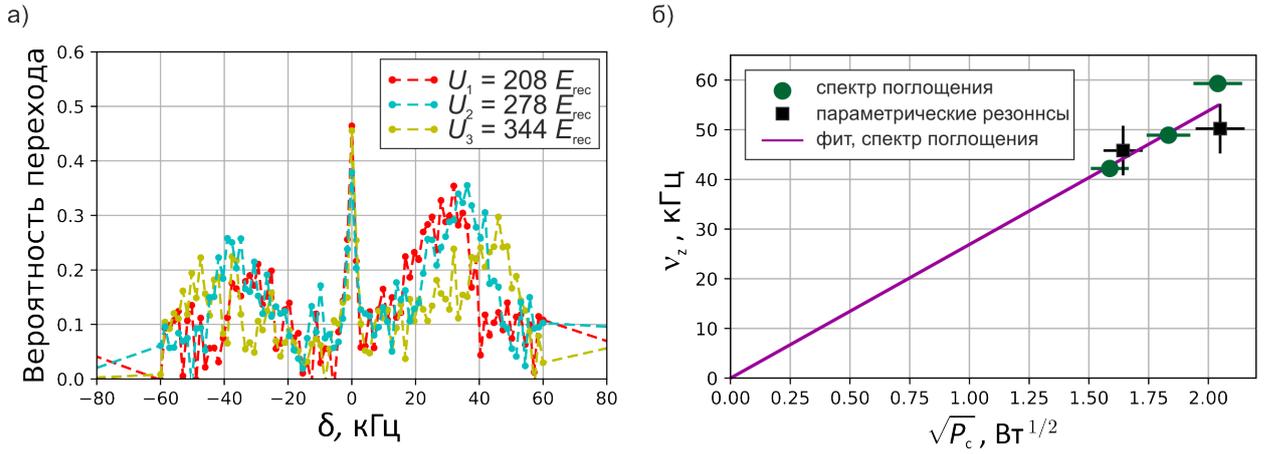


Рисунок 3.10 — а) Спектр возбуждения часового перехода в режиме спектрально-разрешимых боковых колебательных частот при трех значениях глубины потенциала: $U_1 = 208E_{rec}$; $U_2 = 278E_{rec}$; $U_3 = 344E_{rec}$ ($P_{c1} = 2.52$ Вт, $P_{c2} = 3.36$ Вт, $P_{c3} = 4.16$ Вт) б) Колебательные частоты атомов в потенциале в направлении вдоль оси оптической решетки в зависимости от мощности излучения (зеленые круги). Сплошная прямая соответствует аппроксимации экспериментальных данных функцией $y = \beta x$. Черные квадраты соответствуют эксперименту по возбуждению параметрических резонансов, частота которых пересчитана для учета разных размеров перетяжек $w_0 = 126$ мкм при возбуждении боковых колебательных частот и $w_0 = 111$ мкм при возбуждении параметрических резонансов.

от мощности, наклон аппроксимирующей эту зависимость прямой равен $\beta = 26.9 \pm 0.5$ кГц/Вт^{1/2}. Отсюда, с помощью формулы (3.6), может быть определена динамическая поляризуемость основного состояния:

$$\alpha = \frac{cmw_0^2\lambda^2}{32a_0^3}\beta^2 \quad (3.15)$$

Полученное значение $\alpha = 136 \pm 7$ а.е. в пределах погрешности совпадает со значением, полученным из спектра параметрических резонансов.

Кроме того, из аппроксимации колебательных сайд-бэндов выражениями (3.13) и (3.14) могут быть определены температуры T_z и T_r , которые в измерении при мощности $P_c = 4.16$ Вт ($U_0 = 344E_{rec}$) составили 4.7 ± 1.2 мкК и 15 ± 3 мкК соответственно. Как отмечается в работе [95], данный метод может давать завышенное значение для радиальной температуры, что в данном случае привело к существенной разнице в оценках температур, соответствующих продольному и поперечному движениям. Исходя из продольной температуры

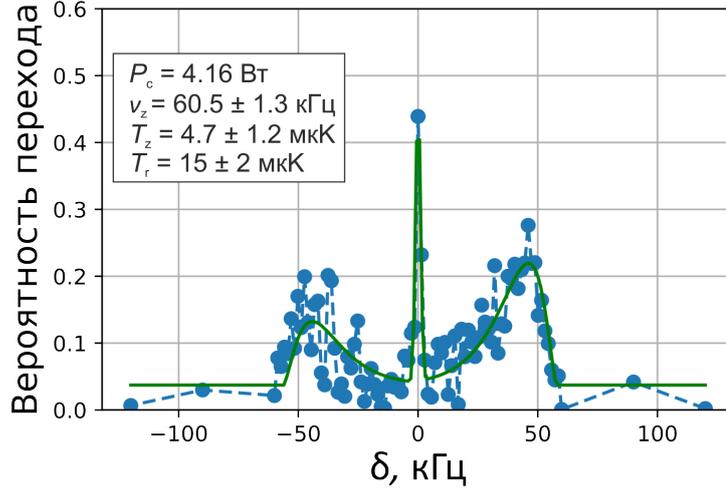


Рисунок 3.11 — Спектр часового перехода в режиме спектрально-разрешимых боковых колебательных частот, экспериментальные точки совпадают с приведенными на Рис. 3.10а для $U_3 = 344E_{rec}$. Сплошная линия соответствует аппроксимации боковых колебательных частот выражением (3.13) для высокочастотного и низкочастотного крыла и гауссовым распределением для центрального резонанса.

можно определить среднюю населенность колебательных состояний:

$$\bar{n}_z = \frac{1}{\exp h\nu_z/k_B T_z - 1} \quad (3.16)$$

В рассматриваемом случае для продольных колебаний она равна $\bar{n}_z = 1.2$. Достаточно высокие температура $T \approx 5$ мкК и средняя населенность возбужденных продольных колебательных состояний могут приводить к уширению спектра часового перехода и ограничивать эффективность возбуждения за счет дефазировки осцилляций Раби атомов, находящихся в разных колебательных состояниях.

3.2.4 Дефазировка осцилляций Раби

Рассмотрим подробнее вопрос дефазировки осцилляций Раби. Из выражения (3.9) следует, что частота Раби для возбуждения перехода без изменения колебательного состояния для атомов в колебательном состоянии с n_z и n_r равна:

$$\Omega_{n_z, n_r} = \Omega_0 e^{-\eta_z^2/2} e^{-\eta_r^2/2} L_{n_z}(\eta_z^2) L_{n_r}(\eta_r^2) \quad (3.17)$$

Здесь η_z и η_r – параметры Лэмба-Дике для продольной и поперечной степеней свободы. Стоит отметить, что при идеальном совмещении возбуждающего излучения с осью оптической решетки $\eta_r = 0$, однако даже небольшой угол порядка 10 мрад приводит к ненулевому значению $\eta_r \approx 0.03$ [95].

При резонансном возбуждении перехода ($\delta = 0$) динамика населенностей для каждого n_z и n_r описывается осцилляциями Раби:

$$p_e(n_z, n_r, t) = \sin^2(\pi t \Omega_{n_z, n_r}^2) \quad (3.18)$$

Чтобы получить зависимость полной вероятности возбуждения, необходимо провести суммирование по всем колебательным состояниям с соответствующими весами q_{n_z} и q_{n_r} :

$$P_e(t) = \sum_{n_z, n_r} q_{n_z}(T_z) q_{n_r}(T_r) p_e(n_z, n_r, t) \quad (3.19)$$

$$q_{n_z}(T_z) = \left(1 - e^{-\frac{h\nu_z}{k_B T_z}}\right) e^{-\frac{n_z h\nu_z}{k_B T_z}}$$

$$q_{n_r}(T_r) = \left(1 - e^{-\frac{h\nu_r}{k_B T_r}}\right) e^{-\frac{n_r h\nu_r}{k_B T_r}}$$

Радиальные колебательные частоты как правило много меньше глубины удерживающего потенциала в единицах частоты $\nu_r \ll U/h$, поэтому суммирование по n_r можно рассматривать как сумму бесконечного ряда, что приводит к следующему выражению для полной вероятности возбуждения [95]:

$$P_e(t) = \sum_{n_z} \left[\frac{1}{2} + \frac{1 - e^{-\frac{h\nu_r}{k_B T_r}}}{2} \times \frac{e^{-\frac{h\nu_r}{k_B T_r}} \cos[\phi(1 - \eta_r^2)] - \cos \phi}{1 + e^{-\frac{2h\nu_r}{k_B T_r}} - 2e^{-\frac{h\nu_r}{k_B T_r}} \cos(\phi\eta_r^2)} \right] \quad (3.20)$$

$$\phi = 2\pi t \Omega_0 e^{-\eta_z^2/2} e^{-\eta_r^2/2} L_{n_z}(\eta_z^2)$$

Осцилляции Раби населенности часового перехода при резонансном возбуждении и их дефазировка наблюдались экспериментально, результаты измерений и их аппроксимация выражением (3.20) приведены на Рис. 3.12.

При аппроксимации были фиксированы значения параметров $\nu_z = 46$ кГц, $\nu_r = 70$ Гц, $T_z = T_r = 5$ мК, полученные из спектров колебательных сайд-

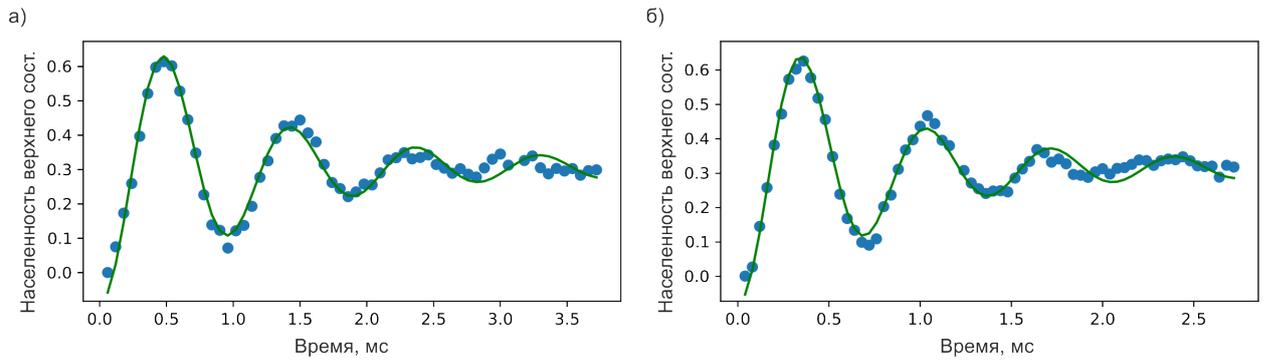


Рисунок 3.12 — Населенность верхнего уровня часового перехода в зависимости от длительности возбуждающего импульса излучения 1.14 мкм при двух значениях его интенсивности. Сплошные линии соответствуют аппроксимации экспериментальных данных выражением (3.20). Значения $\nu_z = 53$ кГц, $\nu_r = 76$ Гц, $T_z = T_r = 5$ мкК фиксированы, оптимальные параметры фита $\eta_z = 0.31(1)$, $\eta_r = 0.010(6)$, $\Omega_0 = 1.07(1)$ кГц (а) и $\Omega_0 = 1.47(1)$ кГц (б).

бэндов и параметрических резонансов, и варьировались частота Раби и продольный и поперечный параметры Лэмба-Дике (η_z , η_r). Стоит отметить, что полученный в результате аппроксимации параметр Лэмба-Дике $\eta_z = 0.29(1)$ в два раза превышает расчетное значение $\eta_z = 0.14$. Возможная причина расхождения связана с существенным ангармонизмом потенциала оптической решетки в эксперименте. Действительно, глубина потенциала ловушки в единицах частоты составляла $U/h = 170\nu_{rec} = 300$ кГц, соответственно, в предположении эквидистантного расположения колебательных уровней их количество для продольного движения атомов равно $N_z = 6$, при этом из-за высокой температуры все они оказываются населенными. Размер волновой функции в реальном потенциале оптической решетки больше, чем в используемом в качестве приближения гармоническом, что может приводить к эффективному уменьшению степени пространственной локализации, то есть росту параметра Лэмба-Дике.

Еще одна особенность наблюдаемых осцилляций заключается в том, что их затухание происходит быстро, за несколько миллисекунд, что существенно меньше радиационного времени жизни верхнего уровня часового перехода ($\tau = 112$ мс). Кроме того, при увеличении интенсивности возбуждающего из-

лучения время декогеренции меняется, но при этом остается постоянным количество периодов колебаний (Рис. 3.12 а, б). Такое поведение характерно при декогеренции за счет дефазировки осцилляций Раби для разных колебательных состояний. Действительно, время t и частота Раби покоящегося атома Ω_0 входят в выражение (3.20) в качестве произведения, и изменение Ω_0 скалирует общую картину во времени, сохраняя при этом относительные фазы слагаемых и, соответственно, количество периодов, за которые происходит затухания.

Результаты, приведенные на Рис. 3.12, еще раз подтверждают относительно высокую температуру атомов в оптической решетке и ее влияние на возбуждение часового перехода. Чтобы понизить температуру атомов в оптической решетке планируется использовать один из методов глубокого лазерного охлаждения, например, охлаждение на боковых колебательных частотах [91], SWAP-охлаждение [96] или доплеровское охлаждение на переходе с естественной шириной порядка 10 кГц [53].

3.3 Основные результаты Главы 3

1. Получена оптическая решетка для атомов тулия на длине волны $\lambda = 814.5$ нм с глубиной удерживающего потенциала $U/h = 500\nu_{rec}$. Глубина потенциала была увеличена с помощью внешнего резонатора Фабри-Перо.
2. Продемонстрирована перезагрузка атомов тулия из МОЛ в оптическую решетку на длине волны $\lambda = 814.5$ нм с усиливающим резонатором. Достигнута эффективность перезахвата 60%, что на порядок превышает эффективность перезахвата без использования усиливающего резонатора.
3. Измерен спектр параметрических резонансов атомов тулия в оптической решетке. Определены собственные колебательные частоты, которые при циркулирующей мощности излучения в центре вакуумной камеры $P_c = 4.2$ Вт, соответствующей глубине потенциала $U_0 = 448E_{rec}$, равны $\nu_z = 57 \pm 5$ кГц для продольных колебаний и $\nu_r = 82 \pm 10$ Гц для поперечных

колебаний.

4. Экспериментально определено значение динамической поляризуемости основного состояния атома тулия $|J = 7/2, F = 4\rangle$ на длине волны $\lambda = 814.5$ нм $\alpha = 146 \pm 44$ а.е.
5. Проведена спектроскопия часового перехода в атоме тулия $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J = 5/2, F = 3, m_F = 0\rangle$ на длине волны $\lambda = 1.14$ мкм в оптической решетке в режиме спектрально-разрешимых боковых колебательных частот и в режиме Лэмба-Дике.

4 Оптическая накачка атомов тулия на центральный магнитный подуровень

В качестве часового перехода в атомах тулия используется переход между центральными магнитными подуровнями $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |J' = 5/2, F' = 3, m'_F = 0\rangle$ уровней, связанных магнито-дипольным переходом на длине волны 1.14 мкм. Использование этой компоненты перехода обладает следующими преимуществами. Прежде всего, для состояний с $m_F = 0$ равен нулю линейный зеемановский сдвиг: смещение частоты часового перехода оказывается квадратично по величине магнитного поля и, соответственно, мало. Также состояния с $m_F = 0$ не испытывают сдвиг за счет векторной поляризуемости. Кроме того, для них равен нулю сдвиг из-за магнитного диполь-дипольного взаимодействия между атомами. В оптических часах на основе атомов и ионов с целым значением полного момента в качестве часового как правило используется именно переход $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$. При использовании атомов и ионов с полуцелым значением полного момента для компенсации линейного зеемановского сдвига попеременно возбуждают переходы с крайних магнитных подуровней [97]. Также, в ряде стандартов на ионах, чтобы компенсировать квадрупольный сдвиг и сдвиг, связанный с тензорной поляризуемостью, попеременно возбуждают переходы между всеми магнитными компонентами [22, 98]. Часовые переходы, использующиеся в оптических реперах частоты на нейтральных атомах перечислены в Таблице 4.1, а использующиеся в оптических реперах частоты на ионах – в Таблице 4.2.

Использование определенной зеемановской компоненты часового перехода делает необходимой подготовку атомов и ионов в состоянии с заданным значением проекции полного момента. Для перевода населенности на крайний магнитный подуровень широко используется оптическая накачка циркулярно-поляризованным излучением, связывающим уровни с равными значениями

полного момента $F = F'$. Подготовка состояний $m_F = 0$ является не такой распространенной задачей, так как в большинстве оптических часов, использующих подуровень $|m_F = 0\rangle$, он является единственным магнитным подуровнем основного состояния (Таблица 4.1 и Таблица 4.2). Для оптической накачки на центральный магнитный подуровень может быть использовано линейно-поляризованное излучение, связывающее сверхтонкие компоненты с одинаковым значением полного момента $F = F'$. Переход $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m'_F = 0\rangle$ $\Delta F = 0$ запрещен, поэтому подуровень $m_F = 0$ оказывается темным для линейно-поляризованного излучения, что приводит к накоплению населенности на нем за счет спонтанного распада [99, 100] (Рис. 4.1а). Такой способ оптической накачки на центральный магнитный подуровень используется, например, в работе по созданию репера частоты на основе иона лютетия [101]. К другим способам подготовки состояния с $m_F = 0$ относятся оптическая накачка на крайний магнитный подуровень с последующим возбуждением переходов между зеемановскими подуровнями радиочастотным магнитным полем [102], а также селекция атомов по значению магнитного квантового числа [103, 104]. Для подготовки атомов тулия была выбрана оптическая накачка линейно-поляризованным излучением, как наиболее эффективная и простая в реализации.

В Главе 4 обсуждается подготовка атомов тулия в нижнем состоянии часового перехода $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$. Рассмотрены оптические переходы в атоме тулия, с помощью которых может быть осуществлена оптическая накачка на центральный магнитный подуровень линейно-поляризованным излучением, приведены результаты численного моделирования и экспериментальной реализации оптической накачки с использованием переходов двух типов с длинами волн $\lambda = 530.7$ нм и $\lambda = 418.8$ нм. В конце главы экспериментально и теоретически исследован вопрос о том, с какой скоростью атомы переходят из подготовленного состояния $m_F = 0$ в состояния с другими проекциями полного момента за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия.

Таблица 4.1 — Часовые переходы, использующиеся в оптических реперах частоты на основе нейтральных атомов.

Атом	Нижний уровень	Верхний уровень	λ , нм	Ref.
^{199}Hg	$^1\text{S}_0; F = 1/2; m_F = \pm 1/2$	$^3\text{P}_0; F = 1/2; m_F = \pm 1/2$	266	[105]
^{171}Yb	$^1\text{S}_0; F = 1/2; m_F = \pm 1/2$	$^3\text{P}_0; F = 1/2; m_F = \pm 1/2$	578	[106]
^{87}Sr	$^1\text{S}_0; F = 9/2; m_F = \pm 9/2$	$^3\text{P}_0; F = 9/2; m_F = \pm 9/2$	698	[97]
^{88}Sr	$^1\text{S}_0; F = 0; m_F = 0$	$^3\text{P}_0; F = 0; m_F = 0$	698	[107]
^{40}Ca	$^1\text{S}_0; F = 0; m_F = 0$	$^3\text{P}_1; F = 0; m_F = 0$	657	[108]
^{24}Mg	$^1\text{S}_0; F = 0; m_F = 0$	$^3\text{P}_1; F = 0; m_F = 0$	457	[109]
^{169}Tm	$^2\text{F}_{7/2}; F = 4; m_F = 0$	$^2\text{F}_{5/2}; F = 3; m_F = 0$	1140	[26]

Таблица 4.2 — Часовые переходы, использующиеся в оптических реперах частоты на основе ионов.

Ион	Нижний уровень	Верхний уровень	λ , нм	Ref.
$^{171}\text{Yb}^+$	$^2\text{S}_{1/2}; F = 0; m_F = 0$	$^2\text{D}_{3/2}; F = 2; m_F = 0$	436	[110]
		$^2\text{F}_{7/2}; F = 3; m_F = 0$	467	
$^{199}\text{Hg}^+$	$^2\text{S}_{1/2}; F = 0; m_F = 0$	$^2\text{D}_{5/2}; F = 2; m_F = 0$	282	[111]
$^{27}\text{Al}^+$	$^1\text{S}_0; F = 5/2$ $m_F = \pm 5/2$	$^1\text{P}_1; F = 5/2;$ $m_F = \pm 5/2$	167	[112]
$^{40}\text{Ca}^+$	$^2\text{S}_{1/2}; F = 1/2;$ $m_F = \pm 1/2$	$^2\text{D}_{5/2}; F = 5/2;$ $m_F = \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$	729	[22]
$^{88}\text{Sr}^+$	$^2\text{S}_{1/2}; F = 1/2;$ $m_F = \pm 1/2$	$^2\text{D}_{5/2}; F = 5/2;$ $m_F = \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$	674	[98]
$^{115}\text{In}^+$	$^1\text{S}_0; F = 9/2$ $m_F = \pm 9/2$	$^3\text{P}_0; F = 9/2;$ $m_F = \pm 7/2$	231	[113, 114]
$^{176}\text{Lu}^+$	$^1\text{S}_0; F = 7; m_F = \pm 1$	$^3\text{D}_1; F = 7; m_F = 0$	848	[101]
		$^3\text{D}_2; F = 9; m_F = 0$	804	

4.1 Типы переходов для оптической накачки

Спин ядра атома тулия равен $I = 1/2$, в результате чего все уровни энергии расщеплены на две сверхтонкие компоненты. Таким образом, для оптической накачки линейно-поляризованным излучением могут быть использованы два типа переходов между состояниями с одинаковым значением полного момента $F = F' = 4$: (i) с изменением полного электронного момента J $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J + 1 = 9/2\rangle$ (Рис. 4.1б) и (ii) без изменения J $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J = 7/2\rangle$ (Рис. 4.1в).

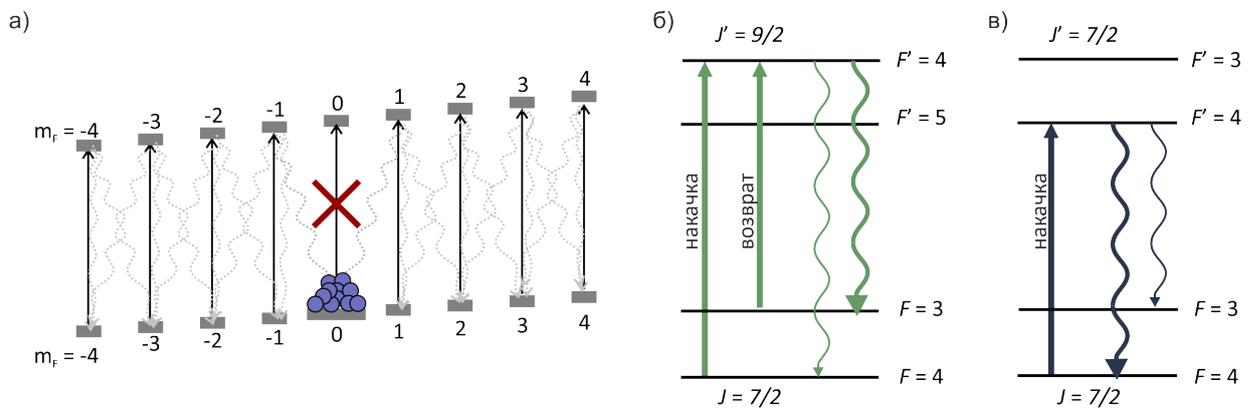


Рисунок 4.1 — а) Оптическая накачка на центральный магнитный подуровень линейно-поляризованным излучением. Переход $|F, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = F, m'_F = 0\rangle$ запрещен, благодаря чему населенность накапливается в состоянии $|F, m_F = 0\rangle$. б-в) Два типа переходов в атоме тулия, которые могут быть использованы для оптической накачки на магнитный подуровень $m_F = 0$ основного состояния: (б) $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J + 1 = 9/2\rangle$ и (в) $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = J = 7/2\rangle$. Прямые линии соответствуют переходам, возбуждение которых необходимо для оптической накачки, волнистые линии соответствуют каналам спонтанного распада.

Первый тип соответствует переходам, которые могут быть использованы для лазерного охлаждения и формирования МОЛ. Соответственно, в этом случае для реализации накачки не требуются дополнительные лазерные системы, а могут быть использованы лазерные системы первичного или вторичного охлаждения. Недостаток такого подхода заключается в том, что переход $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$ не является циклическим. Помимо рас-

пада из возбужденного состояния в исходное, атомы с большой вероятностью распадаются на сверхтонкий подуровень основного состояния $F = 3$. Относительная скорость распада в нижнее состояние с полным моментом F определяются $6j$ -символами Вигнера [83, §32]):

$$w_{F' \rightarrow F} \propto (2F' + 1)(2F + 1) \left\{ \begin{matrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{matrix} \right\}^2 \quad (4.1)$$

Соответственно, вероятности распада из возбужденного состояния $|J' = 9/2, F' = 4\rangle$ в состояния $|J = 7/2, F = 3\rangle$ и $|J = 7/2, F = 4\rangle$ относятся как $w_{4 \rightarrow 3}/w_{4 \rightarrow 4} = 35$. Для возврата атомов в цикл накачки требуется дополнительно возбуждать переход $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$.

Во втором случае переход $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ является практически циклическим (вероятности распада из возбужденного состояния $|J' = 7/2, F' = 4\rangle$ в состояния $|J = 7/2, F = 3\rangle$ и $|J = 7/2, F = 4\rangle$ соотносятся как $w_{4 \rightarrow 3}/w_{4 \rightarrow 4} = 1/35$), перекачивающее излучение не требуется, однако для возбуждения такого перехода необходима дополнительная лазерная система.

4.2 Оптическая накачка с использованием перехода $J = 7/2 \rightarrow J' = 9/2$, $\lambda = 530.7$ нм

На первом шаге, в работе была реализована оптическая накачка с использованием перехода вторичного охлаждения с длиной волны $\lambda = 530.7$ нм, то есть перехода первого типа. Как отмечалось выше, в таком случае необходимо возбуждать переходы $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ для перевода населенности на центральный магнитный подуровень и $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ для возврата атомов в цикл накачки. Для сокращения записи введем следующие обозначения для

рассматриваемых уровней:

$$|1\rangle = |J = 7/2, F = 4\rangle$$

$$|2\rangle = |J = 7/2, F = 3\rangle$$

$$|3\rangle = |J' = 9/2, F' = 4\rangle$$

Также ниже будем обозначать индексом 1 параметры, относящиеся к накачивающему излучению, возбуждающему переход $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, а индексом 2 – относящиеся к перекачивающему излучению, возбуждающему переход $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$.

4.2.1 Численное моделирование оптической накачки

Эффективность и скорость оптической накачки зависят от таких параметров, как интенсивности и отстройки накачивающего и перекачивающего излучения, а также величина магнитного поля B_0 , которое прикладывается для снятия вырождения по магнитным подуровням. Чтобы найти оптимальные значения перечисленных параметров было выполнено численное моделирование. Рассматривалась система, состоящая из 25 магнитных подуровней уровней $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$, взаимодействующих с двумя линейно поляризованными световыми полями, возбуждающими переходы $|1, m_F\rangle \rightarrow |3, m'_F = m_F \neq 0\rangle$ (накачивающее излучение) и $|2, m_F\rangle \rightarrow |3, m'_F = m_F\rangle$ (перекачивающее излучение). В приближении вращающейся волны гамильтониан системы имеет вид:

$$H = H_A + V_{AL}$$

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

$$V_{AL} = \sum_{q \in \{1,2\}} \sum_{m_q} \sum_{m_3} \frac{h}{2} \Omega(3, m_3; q, m_q) \times \{|3, m_3\rangle \langle q, m_q| + |q, m_q\rangle \langle 3, m_3|\} \quad (4.2)$$

Здесь слагаемое H_A описывает атом в магнитном поле, а V_{AL} отвечает за взаимодействие атома с накачивающим и перекачивающим излучением. За

ноль энергии принято положение уровня $|3\rangle$, $\delta_3 = 0$; δ_1 и δ_2 – отстройки накачивающего и перекачивающего излучения от резонанса, μ_B – магнетон Бора, m_q – проекция полного момента уровня $|q\rangle$, g_q – g -фактор Ланде уровня $|q\rangle$, где $q \in \{1, 2, 3\}$ ($g_1 = 1$, $g_2 = 1.28$, $g_3 = 1.24$); $\Omega(3, m_3; 1, m_1)$ и $\Omega(3, m_3; 2, m_2)$ – частоты Раби накачивающего и перекачивающего излучения соответственно, задающиеся выражением:

$$\Omega(3, m_3; q, m_q) = (-1)^{m_q + F_q + 1} \gamma \sqrt{(2F_q + 1)(2F_3 + 1)(2J_q + 1)} \times$$

$$\begin{pmatrix} F_q & 1 & F_3 \\ -m_q & 0 & m_3 \end{pmatrix} \times \begin{Bmatrix} J_3 & J_q & 1 \\ F_q & F_3 & I \end{Bmatrix} \times \sqrt{\frac{S_q}{2}},$$

$$q = 1, 2 \quad (4.3)$$

Здесь S_1 и S_2 – резонансные параметры насыщения накачивающего и перекачивающего излучения соответственно. Эволюция населенностей магнитных подуровней описывается уравнением Лиувилля на матрицу плотности системы ρ [115]:

$$i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho] + \Lambda[\rho] \quad (4.4)$$

Здесь $\Lambda[\rho]$ – супероператор Лимбланда [116], описывающий процесс спонтанного распада, имеющий вид:

$$\Lambda[\rho] = \sum_{q \in \{1, 2\}} \sum_{m_q} \sum_{m_3} \frac{1}{2} \left(\left[C_{3, m_3; q, m_q} \rho; C_{3, m_3; q, m_q}^+ \right] + \left[C_{3, m_3; q, m_q}; \rho C_{3, m_3; q, m_q}^+ \right] \right)$$

$$C_{3, m_3; q, m_q} = \sqrt{\gamma(3, m_3; q, m_q)} \times |3, m_3\rangle \langle q, m_q| \quad (4.5)$$

Скорость спонтанного распада $\gamma(3, m_3; q, m_q)$ с магнитного подуровня m_3 уровня $|3\rangle$ на магнитный подуровень m_q одного из уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ задается

выражением:

$$\gamma(3, m_3; q, m_q) = \gamma(2F_q + 1)(2F_3 + 1)(2J_3 + 1) \times \left(\begin{array}{ccc} F_q & 1 & F_3 \\ m_q & (m_3 - m_q) & -m_3 \end{array} \right)^2 \times \left\{ \begin{array}{ccc} J_3 & J_q & 1 \\ F_q & F_3 & I \end{array} \right\}^2 \quad (4.6)$$

Задача решалась численно с помощью пакета QuTiP [117]. Характерная зависимость от времени населенности интересующего магнитного подуровня $m_F = 0$, а также подуровней $m_F = 1$ и $m_F = 2$ для сравнения, приведена на Рис. 4.2. Для определения оптимальных параметров оптической накачки было проанализировано, как зависит от них населенность центрального магнитного подуровня через фиксированное время после начала накачки $\tau_{pump} = 5$ мс. Результаты расчета приведены на Рис. 4.3. Из зависимости населенности от магнитного поля B_0 и отстроек δ_1 и δ_2 (Рис. 4.3а,в) видно, что при некотором их значении населенность центрального магнитного подуровня уменьшается, что связано с эффектам когерентного пленения населенности (КПН) [118]. Чтобы избежать возникновения темных резонансов, величины магнитного поля и отстроек должны выбираться согласованно. В эксперименте величина магнитного поля имеет фиксированное значение $B_0 = 0.45$ Гс, соответствующие расчетные оптимальные значения отстроек $\delta_1 = \delta_2 = 0$ МГц. Зависимость от параметров насыщения S_1 и S_2 (Рис. 4.3б) показывает, что в диапазоне доступных в эксперименте интенсивностей скорость накачки монотонно возрастает. Дальнейшее увеличение интенсивности приведет к падению эффективности за счет уширения резонансов КПН, но в доступном диапазоне интенсивностей эффект не проявляется, и параметры насыщения накачивающего и перекачивающего излучений должны быть выбраны в эксперименте максимально возможными $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$.

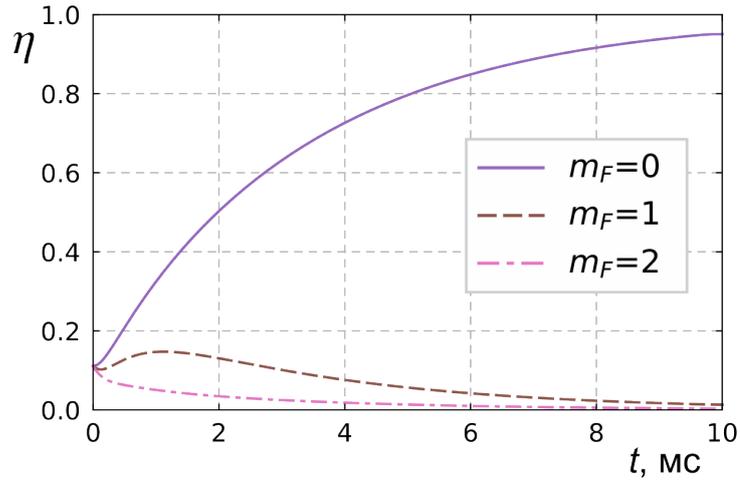


Рисунок 4.2 — Населенность магнитных подуровней $m_F = 0$, $m_F = 1$ и $m_F = 2$ основного состояния в зависимости от длительности оптической накачки, численное решение. Параметры накачивающего и перекачивающего излучения $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, $\delta_1 = -0.3\gamma = 0.1$ МГц, $\delta_2 = -2.3\gamma = 0.8$ МГц, $B_0 = 0.45$ Гс.

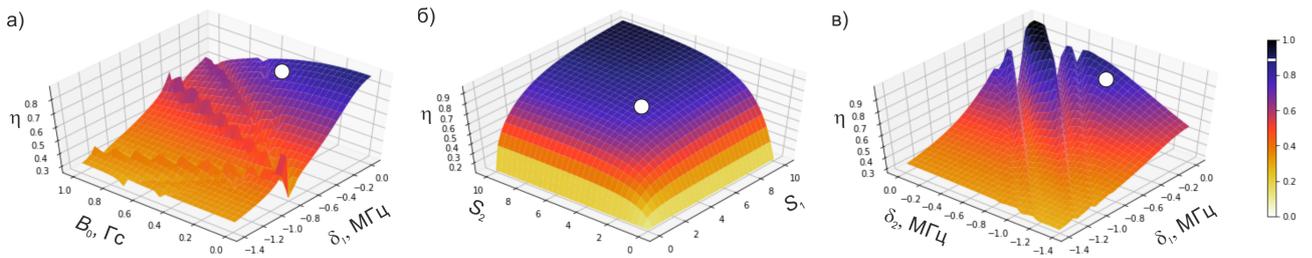


Рисунок 4.3 — Населенность центрального магнитного подуровня основного состояния спустя 5 мс оптической накачки (численное решение). а) $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, $\delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц; б) $\delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц, $\delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц, $B_0 = 0.45$ Гс; в) $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, $B_0 = 0.45$ Гс. На каждом из рисунков отмечена точка $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, $\delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц, $\delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц, $B_0 = 0.45$ Гс, $\eta = 0.88$, соответствующая экспериментальным данным на Рис. 4.5.

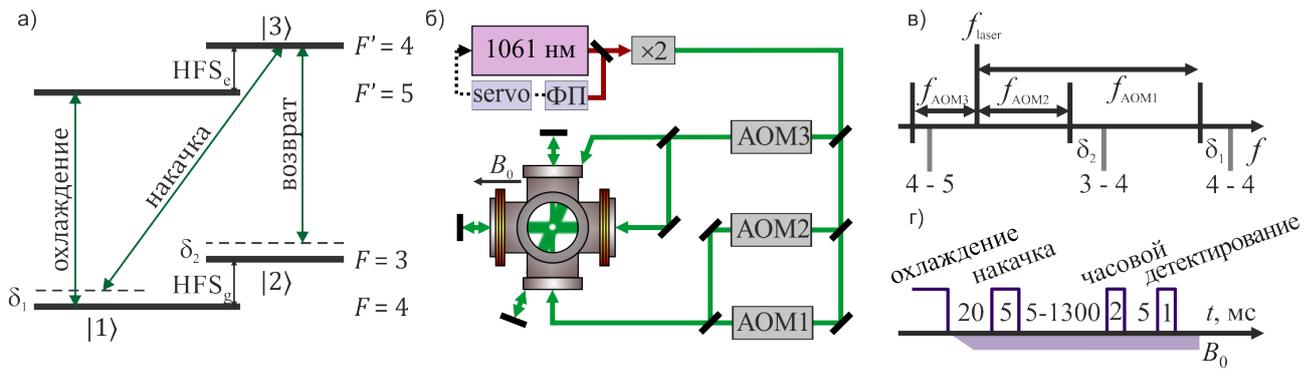


Рисунок 4.4 — а) Подуровни сверхтонкой структуры перехода 530.7 нм, используемые для оптической накачки, перекачки и лазерного охлаждения. $HFS_g = 1496.55$ МГц – сверхтонкое расщепление основного состояния, $HFS_e = 2110.56$ МГц – сверхтонкое расщепление возбужденного состояния. б) Схема эксперимента: частота излучения полупроводникового лазера (1061 нм) стабилизируется относительно внешнего высокочастотного ULE-резонатора Фабри-Перо (ФП), затем излучение удваивается и смещается по частоте акустооптическими модуляторами АОМ1 для оптической накачки, АОМ2 для возврата атомов в цикл накачки, АОМ3 для лазерного охлаждения. Однородное магнитное поле B_0 , направленное вдоль линейной поляризации накачивающего излучения, формируется магнитными катушками в гельмгольцевской конфигурации (МП). в) Схема частот: f_{laser} – частота лазера после удвоения, $f_{AOM1} = 1916.48$ МГц $-\delta_1$, $f_{AOM2} = 419.94$ МГц $-\delta_2$, $f_{AOM3} = 194.7$ МГц. г) Схема импульсов: после завершения охлаждения и выключения МОТ 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; затем π -импульсом линейно-поляризованного резонансного излучения на длине волны 1.14 мкм возбуждается часовой переход между центральными магнитными компонентами $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$ и детектируется количество оставшихся в основном состоянии атомов по сигналу люминесценции под действием пробного излучения на длине волны 410.6 нм.

4.2.2 Экспериментальная реализация оптической накачки на переходе $J = 7/2 \rightarrow J' = 9/2$

Оптическая накачка атомов тулия на центральный магнитный подуровень основного состояния с помощью перехода $J = 7/2 \rightarrow J' = 9/2$ на длине волны $\lambda = 530.7$ нм была реализована экспериментально. В качестве источника излучения использовалась та же лазерная система, что и для вторичного охла-

ждения. Необходимая отстройка частоты осуществлялась с помощью АОМов, схема частот и отстроек приведена на Рис 4.4в. Оптическая накачка осуществлялась в оптической решетке на длине волны 813 нм после охлаждения атомов в МОЛ. Для снятия вырождения по проекции полного момента и выделения оси квантования на время накачки включалось магнитное поле (МП) $B_0 = 0.45$ Гс, ориентированное горизонтально. Спустя 5 мс после включения магнитного поля, после завершения всех переходных процессов, включалось накачивающее и перекачивающее излучение длительностью τ_{pump} . Накачивающее и перекачивающее излучение заводилось в общее оптическое волокно, благодаря чему в области вакуумной камеры соответствующие пучки были пространственно совмещены. Чтобы минимизировать нагрев атомов накачивающим излучением, также использовалось его обратное отражение, формировавшее одномерную оптическую пачку (рис. 4.4б). Поляризация обоих пучков была установлена линейной, сонаправленной с магнитным полем (Рис. 3.9).

Эффективность оптической накачки определялась по амплитуде резонанса возбуждения часового перехода $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$. После завершения цикла накачки атомы возбуждались импульсом часового излучения, длительность и интенсивность которого соответствовала π -импульсу при нулевой отстройке. При сканировании частоты часового излучения регистрировался спектр поглощения, и по соотношению сигнала люминесценции оставшихся в основном состоянии атомов в центре резонанса к уровню сигнала вне резонанса определялась максимальная вероятность возбуждения часового перехода. Стоит отметить, что вероятность возбуждения дает нижнюю оценку относительной населенности, так как, как обсуждалось в Главе 3, атомы в оптической решетке находятся в разных колебательных состояниях, которым соответствуют отличающиеся частоты Раби и, соответственно, отличающиеся длительности π -импульсов. В результате дефазировки максимальная достижимая эффективность возбуждения оказывается меньше единицы.

В качестве начального приближения для поиска оптимальных параметров

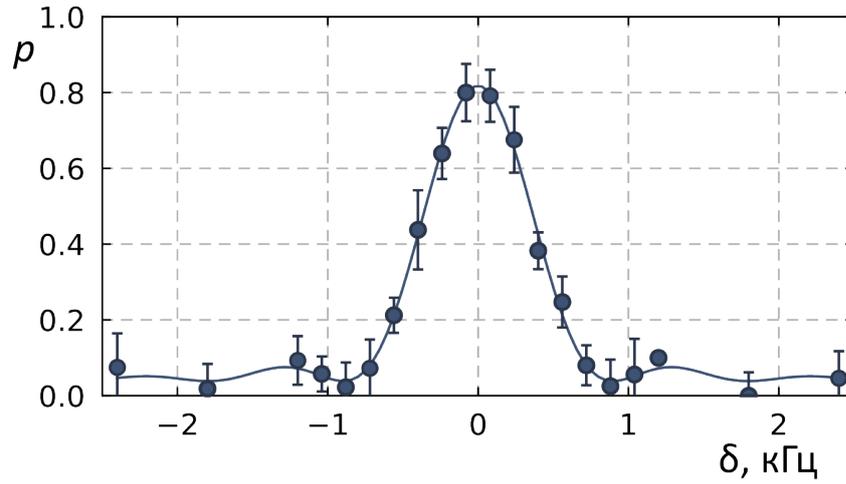


Рисунок 4.5 — Вероятность возбуждения часового перехода в зависимости от отстройки излучения $\lambda = 1.14$ мкм от резонанса. Интенсивность и длительность возбуждающего излучения соответствуют π -импульсу при нулевой отстройке. Глубина провала соответствует нахождению 79(2)% атомов на центральном магнитном подуровне $m_F = 0$. Длительность накачки 5 мс, величина внешнего магнитного поля $B_0 = 0.45$ Гс, параметр насыщения накачивающего и перекачивающего излучения $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, отстройки $\delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц, $\delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц.

оптической накачки использовались полученные в результате численного моделирования значения. Далее варьировались интенсивности и отстройки накачивающего и перекачивающего излучения и длительность накачки τ_{pump} . В результате максимальная полученная вероятность возбуждения составила 79(2)% (Рис. 4.5) при $\tau_{\text{pump}} = 5$ мс, $S_1 = 4.4$, $S_2 = 4$, $\delta_1 = -0.3\gamma = -0.1$ МГц, $\delta_2 = -2.3\gamma = -0.8$ МГц, $B_0 = 0.45$ Гс. Отличие определенных в эксперименте оптимальных параметров от расчетных, по всей видимости, связано с нагревом атомов, который не принимался во внимание в моделировании, и который можно частично компенсировать с помощью одномерного охлаждения при красной отстройке накачивающего и перекачивающего излучения. Также в расчетах не учитывались поправки, связанные с дифференциальными скалярной и тензорной поляризуемостями. Эффективность накачки в эксперименте может быть ограничена чистотой поляризации накачивающего излучения. Ее отклонение от линейной, направленной вдоль магнитного поля, может приводить к воз-

буждению находящихся на центральном подуровне $m_F = 0$ атомов и уменьшению его итоговой населенности. Тем не менее экспериментальные результаты согласуются с численными расчетами, которые дали хорошее начальное приближение для экспериментального поиска оптимальных параметров.

Стоит отметить, что при оптимальных параметрах, доля атомов, оставшихся захваченными в оптической решетке после цикла оптической накачки составляет 60%. Существенные потери атомов из решетки связаны с нагревом из-за многократного рассеяния фотонов возвращающего излучения.

4.3 Оптическая накачка с использованием перехода $J = 7/2 \rightarrow J' = 7/2$, $\lambda = 418.8$ нм

Описанный выше метод оптической накачки является относительно простым в реализации, так как не требует дополнительных лазерных источников. Однако из-за того, что из возбужденного состояния атомы преимущественно распадаются на подуровень $F = 3$ основного состояния, откуда их требуется возвращать в цикл накачки дополнительным излучением, он приводит к существенному нагреву ансамбля и потерям атомов из ловушки. Избежать дополнительного нагрева можно используя для оптической накачки уровень с полным электронным моментом J' равным полному электронному моменту основного состояния $J' = J = 7/2$, для которого переход между сверхтонкими компонентами с одинаковым полным моментом $F = F'$ является практически циклическим, и, соответственно, ожидается существенно более низкая скорость нагрева. В базе NIST [59] перечислены 20 известных переходов в атоме тулия из основного состояния вида $|J = 7/2\rangle \rightarrow |J' = 7/2\rangle$ (Таблица 4.3).

Большое количество подходящих переходов позволяет выбирать наиболее удобный исходя из доступности лазерного источника на соответствующую длину волны. Так, например, удобным является переход $4f^{13}(^2F^o)6s^2(J =$

Таблица 4.3 — Длины волн и естественные ширины переходов в атоме тулия, которые связывают основное состояние с возбужденными состояниями с полным электронным моментом $J' = J = 7/2$ и могут быть использованы для оптической накачки. Характеристики переходов взяты из базы данных NIST [59].

№	λ , нм	$\gamma = \Gamma/2\pi$, МГц	№	λ , нм	$\gamma = \Gamma/2\pi$, МГц
1	252.7	2.3	11	374.4	15.8
2	255.3	5.9	12	378.1	0.13
3	291.5	1.5	13	388.7	5.9
4	297.3	3.5	14	418.8	10.2
5	304.7	2.6	15	438.6	0.6
6	308.1	2.8	16	473.3	0.3
7	317.3	2.5	17	506.1	0.06
8	331.9	0.1	18	576.4	0.06
9	341.7	0.8	19	589.6	0.10
10	350.1	0.11	20	597.1	0.02

$7/2, F = 4) \rightarrow 4f^{12}(^3F_4)5d_{5/2}6s^2(J' = 7/2, F' = 4)$ на длине волны $\lambda = 418.8$ нм с естественной шириной $\gamma_{418} = 10.2$ МГц. В качестве источника излучения для возбуждения данного перехода может быть использован титан-сапфировый или полупроводниковый лазер с удвоением частоты.

4.3.1 Численное моделирование оптической накачки

Так как в случае перехода между уровнями с $J = J'$ для оптической накачки требуется только одно световое поле, то в системе не будет наблюдаться интерференционных эффектов и когерентного пленения населенностей. Таким образом, от отстройки и интенсивности накачивающего излучения зависит только время, за которое атомы перейдут на центральный магнитный подуровень. Для оптической накачки в рассматриваемой системе требуется около

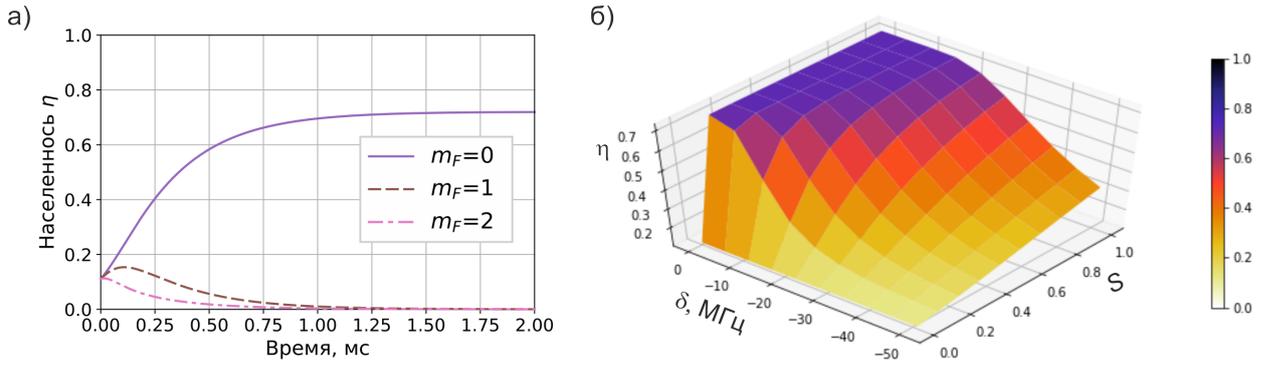


Рисунок 4.6 — а) Населенность центрального магнитного подуровня основного состояния в зависимости от длительности оптической накачки (численное решение). Оптическая накачка реализуется на переходе с $J' = J = 7/2$ с длиной волны $\lambda = 418.8$ нм. Параметр насыщения $S_{418} = 0.1$, отстройка $\delta_{418} = -2\gamma_{418} = -20$ МГц, магнитное поле $B_0 = 0.45$ Гс. б) Зависимость населенности центрального магнитного подуровня основного состояния от параметра насыщения и отстройки накачивающего излучения спустя $\tau = 100$ мкс оптической накачки.

10 циклов спонтанного распада. Расчеты, аналогичные описанным ранее для оптической накачки излучением на длине волны 530.7 нм, были проведены для данного способа, их результаты приведены на Рис. 4.6.

Из рисунка видно, что достижимая эффективность накачки $|F = 4, m_F = 0\rangle$ составляет 72%, остальные атомы за счет спонтанного распада переходят на сверхтонкую компоненту основного состояния $F = 3$. Для получения максимальной эффективности можно дополнительно возбуждать переход $|J = 7/2, F = 3\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 4\rangle$ для возврата атомов в цикл накачки.

4.3.2 Экспериментальная реализация оптической накачки на переходе $J = 7/2 \rightarrow J' = 7/2$

В качестве первого шага к реализации оптической накачки была осуществлена спектроскопия перехода $\lambda = 418.8$ нм в облаке атомов тулия, захваченных в МОЛ. Для его возбуждения в качестве источника излучения использовался

титан-сапфировый лазер, в описанных выше экспериментах использовавшийся для формирования оптической решетки, с удвоителем частоты. Частота излучения лазера стабилизировалась с помощью измерителя длин волн Angstrom WSU-30, позволяющего контролировать ее с точностью до 10 МГц. Для управления частотой и интенсивностью накачивающего излучения использовался АОМ в однопроходной схеме. В дальнейшем, для спектроскопии перехода в оптической решетке и реализации оптической накачки необходимо создание дополнительной лазерной системы с длиной волны излучения $\lambda = 418.8$ нм.

Поиск положения перехода осуществлялся по сигналу люминесценции атомов в МОЛ. Излучение на длине волны 418.8 нм заводилось в область ловушки и сканировалось по частоте. Возбуждение переходов $F = 4 \rightarrow F' = 4$ и $F = 4 \rightarrow F' = 3$ приводило к нагреву атомов и потере атомов из ловушки, а возбуждение переходов $F = 3 \rightarrow F' = 4$ и $F = 3 \rightarrow F' = 3$ напротив увеличивало сигнал люминесценции за счет перекачки атомов с подуровня $F = 3$ основного состояния на подуровень $F = 4$, возвращая их в цикл охлаждения. Перестраивая частоту излучения удалось зарегистрировать резонансы, соответствующие всем четырем сверхтонким компонентам перехода на длине волны 418.8 нм (Рис. 4.7). Ранее данный переход уже исследовался в нашей лаборатории с помощью спектроскопии насыщенного поглощения в кювете с парами тулия [119].

Накачка на центральный магнитный подуровень была осуществлена в скрещенной дипольной ловушке на длине волны 1064 мкм, сформированной двумя пересекающимися под прямым углом расположенными в горизонтальной плоскости сфокусированными лазерными пучками. В качестве источника излучения использовался волоконный лазер Azure Light с выходной мощностью до 10 Вт. Загрузка атомов в дипольную ловушку и процесс накачки аналогичны описанным выше экспериментам в оптической решетке на длине волны 813 нм. Дипольная ловушка присутствовала в области МОЛ на протяжении всего цикла охлаждения. Затем охлаждающие и удерживающие поля МОЛ выключо-

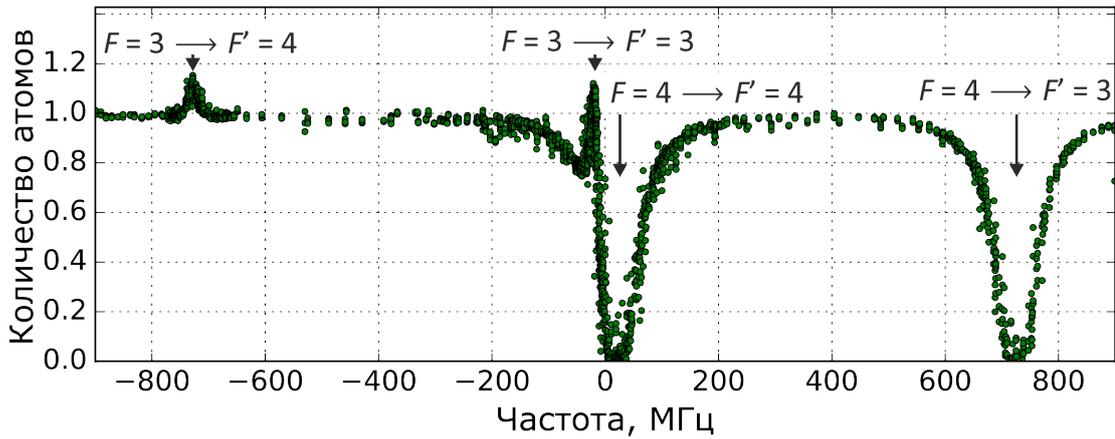


Рисунок 4.7 — Сигнал люминесценции атомов в дипольной ловушке в присутствии излучения 418.8 нм. Уменьшение количества атомов соответствует возбуждению переходов с нижнего сверхтонкого подуровня основного состояния $F = 4$, увеличения — с верхнего $F' = 3$.

чались, и часть атомов оставалась захваченной в дипольную ловушку. Далее включалось магнитное поле для снятия вырождения по проекции полного момента $B_0 = 0.45$ Гс и на время $\tau_{\text{pump}} = 2$ мс включалось накачивающее излучение на длине волны 418.8 нм. Поляризация накачивающего излучения была линейна и сонаправлена с магнитным полем. Для частичной компенсации нагрева излучение оптической накачки совмещалось со своим обратным отражением, формируя одномерную оптическую пачку. Параметр насыщения накачивающего излучения был равен $S_{418} = 0.2$, отстройка $\delta_{418} = -2\gamma_{418} = -20$ МГц.

Эффективность накачки определялась с помощью спектроскопии часового перехода. После завершения процесса накачки часовой переход возбуждался импульсом излучения на длине волны 1.14 мкм длительностью $\tau_{\text{clock}} = 200$ мс, интенсивность излучения была выбрана много больше интенсивности, соответствующей π -импульсу при нулевой отстройке, соответственно, к концу импульса устанавливалось стационарное распределение населенностей уровней часового перехода. Количество атомов в основном состоянии измерялось по сигналу люминесценции атомов под действием излучения на длине волны 410.6 нм. Максимальная стационарная населенность возбужденного состояния составила 21(1) %, что соответствует населенности центрального магнитного подуровня после цикла накачки 41(3)%. При этом потери атомов из дипольной ловушки

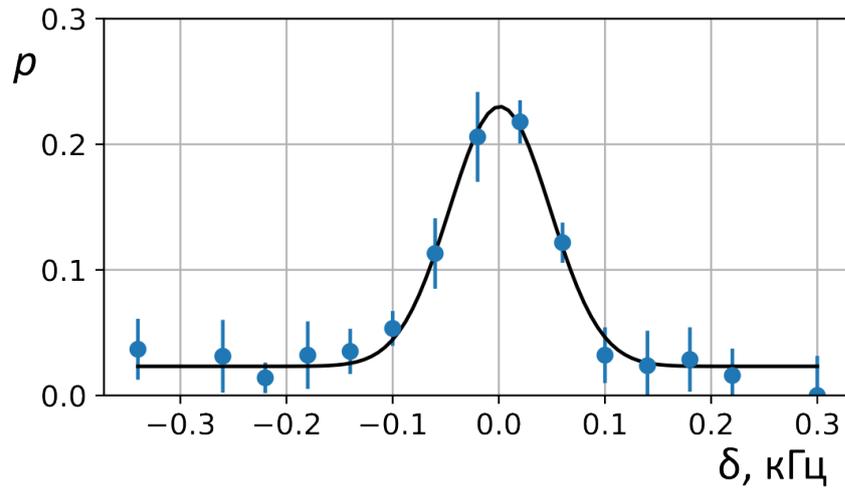


Рисунок 4.8 — Вероятность возбуждения часового перехода в зависимости от отстройки излучения $\lambda = 1.14$ мкм от резонанса. Длительность возбуждающего излучения $\tau_{clock} = 200$ мс, интенсивность много больше интенсивности, соответствующей π -импульсу при нулевой отстройке. Амплитуда сигнала соответствует нахождению 41(3)% атомов на центральном магнитном подуровне $m_F = 0$. Длительность накачки 2 мс, величина внешнего магнитного поля $B_0 = 0.45$ Гс, параметр насыщения накачивающего излучения $S = 0.2$, отстройка $\delta = -2\gamma_{418} = -20$ МГц

ки в процессе накачки составляли 30 %. Соответствующий контур часового перехода приведен на Рис. 4.8. Низкая эффективность накачки требует дальнейшего исследования и, вероятно, связана с отклонением направления поляризации накачивающего излучения от задаваемого магнитным полем направления.

4.4 Скорость деполяризации

Вместе с задачей подготовке атомов в определенном состоянии возникает вопрос о том, в течение какого времени атомы в этом состоянии остаются. Центральный магнитный подуровень $m_F = 0$ во внешнем магнитном поле не является состоянием с минимальной энергией, и в поляризованном атомном ансамбле идет процесс деполяризации, то есть изменения проекции полного момента, например за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Скорость этого процесса может накладывать ограничения на длительность

опроса часового перехода, и, соответственно, на минимальную достижимую спектральную ширину линии. Ранее нами были проведены численные расчеты скорости деполяризации для атомов тулия в двумерной оптической решетке [26], из которых следовало, что населенность центрального магнитного подуровня уменьшится на 30% за 10 мс. Однако данные расчеты были выполнены без учета влияния магнитного поля и для расстояния между атомами, равного расстоянию между пучностями двумерной оптической решетки ($a = 400$ нм). В одномерной оптической решетке, в которой движение атомов ограничено вдоль только одного из направлений, среднее расстояние между атомами значительно больше. Так как диполь-дипольное взаимодействие существенно зависит от расстояния между частицами r ($V_{DDI} \propto r^{-3}$), в одномерной оптической решетке ожидается меньшая скорость деполяризации.

4.4.1 Диполь-дипольное взаимодействие

Для описания процесса деполяризации рассмотрим два атома с магнитными дипольными моментами μ_1 и μ_2 , находящихся во внешнем однородном магнитном поле B_0 , взаимное расположение которых описывается вектором \vec{r} . Гамильтониан такой системы состоит из двух частей $H = H_Z + V_{DDI}$, где первая часть $H_Z = g\mu_B B_0 S_{z1} + g\mu_B B_0 S_{z2}$ описывает взаимодействие атомов с магнитным полем, а вторая часть V_{DDI} соответствует диполь-дипольному взаимодействию между атомами [120]:

$$V_{DDI} = \xi(r) [T_0 + T'_0 + T_1 + T_{-1} + T_2 + T_{-2}]$$

$$\xi(r) = -\frac{d_1 d_2}{4\pi r^3}$$

$$T_0 = (3 \cos^2 \theta - 1) S_{1z} S_{2z} \tag{4.7}$$

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

$$T_1 = \frac{3}{2} \sin \theta \cos \theta e^{-i\phi} (S_{1z} S_{2+} + S_{1+} S_{2z})$$

$$T_{-1} = \frac{3}{2} \sin \theta \cos \theta e^{i\phi} (S_{1z} S_{2-} + S_{1-} S_{2z})$$

$$T_2 = \frac{3}{4} \sin^2 \theta e^{-2i\phi} S_{1+} S_{2+}$$

$$T_{-2} = \frac{3}{4} \sin^2 \theta e^{2i\phi} S_{1-} S_{2-}$$

Здесь $S_{i,z}$, $S_{i,+}$, $S_{i,-}$ – оператор проекции полного момента, повышающий и понижающий операторы, действующие на i -й атом ($i = 1, 2$), θ и ϕ – полярные углы, задающие направление \vec{r} (врезка на Рис. 4.9). Слагаемое T_0 описывает упругое диполь-дипольное взаимодействие, при котором проекции полных моментов каждого атома сохраняются во времени; T'_0 описывает одновременное изменение значений проекций двух атомов на единицу, при котором сумма проекций и полная внутренняя энергия системы сохраняются; 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 суммарной поляризации.

Энергия, соответствующая изменению проекции полного момента одного из атомов на единицу, равна величине зеемановского расщепления $\delta E = \mu_B g B_0$, где g – g -фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора. В данной работе типичное значение магнитного поля составляет $B_0 = 0.45$ Гс, чему соответствует энергия в единицах температуры $\delta E/k_B = 30$ мкК. Глубина дипольной ловушки в работе не превышает $U/k_B = 40$ мкК, то есть релаксация населенности за счет уменьшения кинетической энергии подавлена, так как атомы в дипольной ловушке не обладают достаточной энергией, а релаксация, сопровождающаяся увеличением кинетической энергии, приводит к их потере из дипольной ловушки. Таким образом, релаксационные процессы не меняют относительную населенность магнитных подуровней, влияя только на полное количество атомов в оптической решетке, поэтому при нахождении зависимости относительной населенности центрального магнитного подуровня от времени можно ограничиться рассмотрением первых двух слагаемых. В таком случае, деполяризация за счет диполь-дипольного взаимодействия описывается решением уравнения

Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (H_Z + \xi(r)T_0 + \xi(r)T'_0)\psi \quad (4.8)$$

В качестве начального состояния системы примем состояние $\psi_0 = |m_{F1} = 0, m_{F2} = 0\rangle$, когда оба атома обладают нулевой проекцией полного момента на ось квантования и будем искать зависимость населенности этого состояния от времени. На Рис. 4.10 приведены численные решения уравнения (4.8) для нескольких значений угла θ и расстояний r между атомами.

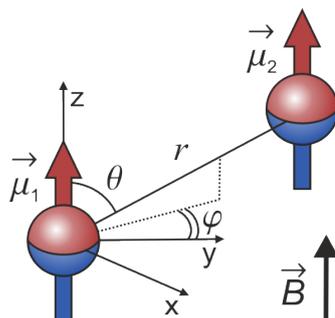


Рисунок 4.9 — Взаимное расположение магнитных дипольных моментов атомов $\vec{\mu}_1$ и $\vec{\mu}_2$.

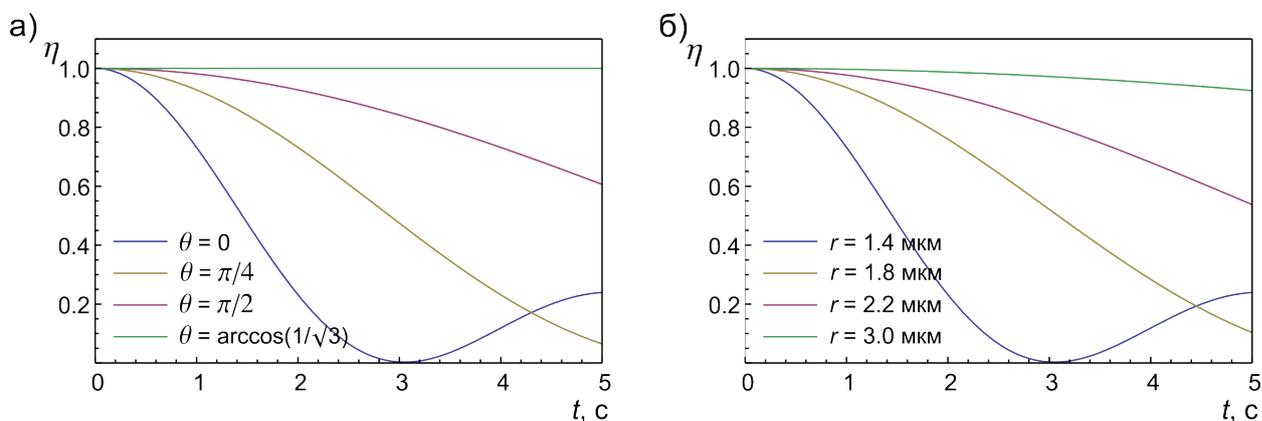


Рисунок 4.10 — Зависимость населенности состояния $|m_{F1} = 0, m_{F2} = 0\rangle$ от времени, численное решение уравнения (4.8). а) При различных значениях угла θ , расстояние между диполями $r = 1.4$ мкм; б) при различных расстояниях между диполями r , угол $\theta = 0$.

Угол θ и расстояние r входят в уравнение (4.8) вместе в составе множителя $\frac{3\cos^2\theta-1}{r^3}$, причем скорость дипольной релаксации зависит только от абсолютной величины этого множителя, но не от знака. Так как все значения угла θ равновероятны, можно усреднить по нему слагаемые гамильтониана T_0 и T'_0 ,

оставив таким образом зависимость скорости деполяризации только от расстояния между диполями. Несмотря на выделенную пространственную структуру оптической решетки, предположение о равновероятности углов θ справедливо с хорошей точностью. Действительно, в рассматриваемом эксперименте концентрация атомов в оптической решетке составляет $n = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Соответствующее среднее межатомное расстояние равно $r_0 = 1.0 - 2.2 \text{ мкм}$ и существенно превышает период одномерной оптической решетки $\lambda/2 = 0.4 \text{ мкм}$. Таким образом, наличие периодического потенциала не влияет существенно на среднее межатомное расстояние и для упрощения можно считать, что плотность атомов в области ловушки постоянна. Тогда можно выполнить усреднение по углу $\langle |3 \cos^2 \theta - 1| \rangle_\theta = \frac{2}{\pi} (\sqrt{2} - \frac{\pi}{4} + \arccos \frac{1}{\sqrt{3}}) = \alpha \approx 1.008$. В результате уравнение (4.8) преобразуется к виду:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = (H_Z + \alpha T_0 + \alpha T'_0) \psi \quad (4.9)$$

На Рис. 4.11а приведены численные решения уравнения (4.9) для трех значений расстояния между атомами.

4.4.2 Измерение скорости деполяризации

Скорость деполяризации атомов тулия 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 часового перехода спустя варьируемый интервал времени $\tau_{delay} = 5 - 1300 \text{ мс}$ (Рис. 4.4г.), результаты измерений приведены на Рис. 4.11а. Мощность циркулирующего излучения в центре резонатора составляла $P_c = 3.14 \text{ Вт}$, чему при радиусе перетяжки $w_0 = 126 \text{ мкм}$ соответствует глубина удерживающего потенциала $U/k_B = 22 \text{ мК}$.

Для определения среднего межатомного расстояния, для которого решение уравнения (4.9) описывает экспериментальные результаты, была проведена

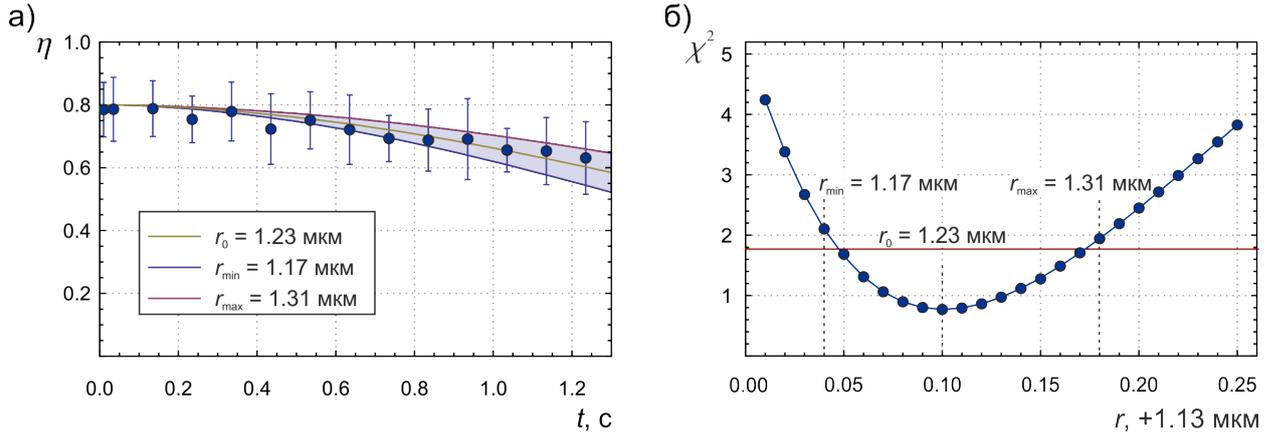


Рисунок 4.11 — а) Уменьшение населенности центрального магнитного подуровня в облаке атомов тулия в одномерной оптической решетке. Синие точки - экспериментальные данные, кривые - численное решение уравнения (4.8) для $r_0 = 1.23$ мкм, $r_{min} = 1.17$ мкм, $r_{max} = 1.31$ мкм. б) Функция χ^2 , характеризующая достоверность аппроксимации экспериментальных данных численным решением уравнения (4.9) в зависимости от расстояния между атомами.

следующая процедура. Численное решение было найдено для набора параметров r в диапазоне 1.14 – 1.38 мкм с шагом $\Delta r = 0.01$ мкм, затем для каждого значения параметра было найдено значение функции χ^2 и определено ее минимальное значение, которое соответствует среднему межатомному расстоянию $r_0 = 1.23$ мкм (Рис. 4.11б). В качестве начального состояния системы было взято состояние $\psi_0 = \sqrt{0.8} |m_{F1} = 0, m_{F2} = 0\rangle + \sum_{\substack{i=-F \\ i \neq 0}}^F \sqrt{\frac{0.2}{2F}} |m_{F1} = 0, m_{F2} = i\rangle$. Погрешности определения среднего расстояния Δr_+ и Δr_- были найдены из условия $\chi^2(r_0 + \Delta r_+) = \chi^2(r_0 - \Delta r_-) = \chi_{min}^2 + 1$. Экспериментальные данные и численные решения уравнения (4.9) для значений $r = (r_0, r_{min} = r_0 - \Delta r_-, r_{max} = r_0 + \Delta r_+)$ изображены на Рис. 4.11а. Определенное по скорости деполяризации среднее расстояние $r_0 = 1.23$ мкм соответствует концентрации 5×10^{11} , что согласуется с типичными экспериментальными значениями и подтверждает справедливость модели.

Из рисунка 4.11а видно, что населенность магнитного подуровня $m_F = 0$ меняется менее чем на 20% на временах порядка 1 с, то есть с текущей геомет-

рией оптической решетки и концентрацией атомов порядка $n = 10^{11}$ см³ Фурье-ограничение на спектральную ширину контура часового перехода оказывается менее 1 Гц, что сопоставимо с естественной шириной часового перехода. Таким образом, уменьшение населенности центрального магнитного подуровня за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия не накладывает существенных ограничений на ширину резонанса возбуждения часового перехода в атомах тулия.

4.5 Основные результаты Главы 4

1. Произведен численный анализ процесса оптической накачки для подготовки атомов тулия в нижнем состоянии часового перехода. Рассмотрены подходящие для оптической накачки переходы, и для двух из них с длинами волн $\lambda = 530.7$ нм (тип перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$) и $\lambda = 418.8$ нм (тип перехода $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 4\rangle$) определены оптимальные параметры оптической накачки.
2. Реализована оптическая накачка атомов тулия на центральный магнитный подуровень основного состояния $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$ линейно-поляризованным излучением с длинами волн $\lambda = 530.7$ нм и $\lambda = 418.8$ нм. Максимальная относительная населенность составила 79(2)% и 41(3)% соответственно.
3. Экспериментально измерена скорость деполяризации атомов тулия в оптической решетке, подготовленных в состоянии с нулевой проекцией полного момента $|J = 7/2, F = 4, m_F = 0\rangle$. Показано, что доля атомов с $m_F = 0$ за 1 с уменьшается менее чем на 20%, то есть скорость деполяризации не накладывает существенных ограничений на время опроса часового перехода в атомах тулия. Проведен численный теоретический анализ процесса деполяризации за счет магнитного диполь-дипольного взаимодействия, результаты которого согласуются с экспериментом.

Заключение

В работе получены следующие основные результаты.

1. Наблюдались экспериментально и описаны теоретически три различных режима работы МОЛ на спектрально-узком переходе ($\gamma = 350$ кГц) вторичного охлаждения атомов тулия, определяющиеся значением параметра насыщения охлаждающего излучения: (i) чечевичный при $S < 0.002$, (ii) доплеровский при $0.002 < S < 0.01$ и (iii) двухтемпературный при $0.01 < S < 0.6$.
2. Показано, что в чечевичном режиме работы МОЛ за счет преимущественного взаимодействия с одним из охлаждающих пучков происходит оптическая накачка атомов тулия на обладающий минимальной энергией магнитный подуровень основного состояния.
3. Собран резонатор оптической решетки для атомов тулия, перестраиваемой по длине волны в диапазоне 780 – 855 нм. С его помощью глубина удерживающего потенциала была увеличена до $U/k_B = 40$ мкК. Максимальная эффективность перегрузки атомов из МОЛ в оптическую решетку с усиливающим резонатором составила 60%.
4. Исследован спектр параметрических резонансов атомов тулия в оптической решетке, и из него определена динамическая поляризуемость основного состояния атомов тулия на длине волны $\lambda = 814.5$ нм вблизи магической, равная $\alpha = 146 \pm 44$ а.е..
5. Проведена спектроскопия часового перехода в оптической решетке в режиме Лэмба-Дике и в режиме спектрально-разрешимых боковых колебательных частот.
6. Рассмотрена теоретически и реализована экспериментально оптическая накачка атомов тулия на центральный магнитный подуровень основного состояния линейно-поляризованным излучением на двух переходах $|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 9/2, F' = 4\rangle$ с длиной волны $\lambda = 530.7$ нм и

$|J = 7/2, F = 4\rangle \rightarrow |J' = 7/2, F' = 4\rangle$ с длиной волны $\lambda = 418.8$ нм. Максимальная достигнутая относительная населенность составила 80%.

7. Измерена зависимость населенности центрального магнитного подуровня атомов тулия в одномерной оптической решетке на длине волны $\lambda = 813$ нм от времени. Уменьшение населенности не превышает 20% за 1 с. Таким образом, было показано, что магнитное диполь-дипольное взаимодействие практически не ограничивает время опроса часового перехода в атомах тулия и, соответственно, минимальную достижимую ширину линии.

Благодарности

В заключение хотелось бы поблагодарить моего научного руководителя чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. Колачевского Николая Николаевича за неоценимую помощь и искреннее участие, зав. Лабораторией оптики активных сред ФИАН проф., д.ф.-м.н. Сорокина Вадима Николаевича за плодотворные обсуждения и ценные советы, Сукачева Дениса Дмитриевича, Головизина Артема Алексеевича, Трегубова Дмитрия Олеговича и Вишнякову Гульнару Александровну за неоценимый вклад в развитие проекта, помощь и поддержку и всех сотрудников лаборатории за ценные обсуждения и дружественную рабочую атмосферу.

Список сокращений и условных обозначений

МОЛ – магнито-оптическая ловушка

МДВ – магическая длина волны

АОМ – акусто-оптический модулятор

а.е. – атомная единица

ω – угловая частота оптического излучения

$\Delta = \omega - \omega_0$ – отстройка частоты излучения ω от резонансной частоты перехода в атоме ω_0 в единицах рад/с

$\delta = \Delta/2\pi$ – отстройка частоты излучения от резонансной частоты перехода в атоме в герцах

λ – длина волны излучения

Γ – естественная ширина охлаждающего перехода в единицах рад/с

$\gamma = \Gamma/2\pi$ – естественная ширина перехода атоме в герцах

w – радиус Гауссова пучка по уровню $1/e^2$ по интенсивности

ν – колебательная частота атома в гармоническом потенциале

I – полный ядерный спин

J – полный электронный момент

F – полный момент атома

m_F – проекция полного момента атома

h – постоянная Планка

$\hbar = h/2\pi$ – приведенная постоянная Планка

c – скорость света в вакууме

μ_B – магнетон Бора

k_B – постоянная Больцмана

Литература

- [1] *Hänsch, T. W.* Cooling of gases by radiation pressure / T. W. Hänsch, A. L. Schawlow // *Optics Communications*. — 1975. — Vol. 13, № 1. — P. 68–69.
- [2] *Балыкин, В.И.* Охлаждение атомов Na резонансным лазерным излучением / В.И. Балыкин, В.С. Летохов, В.И. Мишин // *Письма в ЖЭТФ*. — 1979. — Vol. 29. — P. 614–618.
- [3] *Happer, W.* Optical pumping / W. Happer // *Reviews of Modern Physics*. — 1972. — Vol. 44, № 2. — P. 169–249.
- [4] *Metcalf, H. J.* Laser cooling and trapping of atoms / H. J. Metcalf, P. van der Straten // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2003. — Vol. 20, № 5. — P. 887–908.
- [5] *Grimm, R.* Optical dipole trap for neutral atoms / R. Grimm, M. Weidemüller, Y. Ovchinnikov // *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2000. — Vol. 42. — P. 95–170.
- [6] *Ludlow, A. D.* Optical atomic clocks / A. D. Ludlow, M M. Boyd, J. Ye [et al.] // *Reviews of Modern Physics*. — 2015. — Vol. 87, № 2. — P. 637.
- [7] *Desruelle, B.* Gravity measurements below 1E-9 g with a transportable absolute quantum gravimeter / B. Desruelle, P. Bouyer, V. Ménoret [et al.] // *Scientific Reports*. — 2018. — Vol. 8, № 1. — P. 12300 1–11.
- [8] *Cronin, A. D.* Optics and interferometry with atoms and molecules / A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, D. E. Pritchard // *Reviews of Modern Physics*. — 2009. — Vol. 81, № 3. — P. 1051–1129.
- [9] *Kitching, J.* Chip-scale atomic devices / J. Kitching // *Applied Physics Reviews*. — 2018. — Vol. 5. — P. 031302 1–38.

- [10] Häffner, H. Quantum computing with trapped ions / H. Häffner, C.F. Roos, R. Blatt // *Physics Reports*. — 2008. — Vol. 469, № 4. — P. 155–203.
- [11] Dowling, J. P. Quantum technology: The second quantum revolution / J. P. Dowling, G. J. Milburn // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. — 2003. — Vol. 361. — P. 1655–1674.
- [12] Bussièeres, F. Prospective applications of optical quantum memories / F. Bussièeres, N. Sangouard, M. Afzelius [et al.] // *Journal of Modern Optics*. — 2013. — Vol. 60, № 18. — P. 1519–1537.
- [13] Bloom, B. J. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10⁻¹⁸ level / B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams [et al.] // *Nature*. — 2014. — Vol. 506, № 7486. — P. 71–75.
- [14] Schioppo, M. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles / M. Schioppo, R. C. Brown, W. F. McGrew [et al.] // *Nature Photonics*. — 2017. — Vol. 11. — P. 48–52.
- [15] Chou, C. W. Frequency comparison of two high-accuracy Al⁺ optical clocks / C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 104, № 7. — P. 070802 1–4.
- [16] Huntemann, N. Single-Ion Atomic Clock with 3E-18 Systematic Uncertainty / N. Huntemann, C. Sanner, B. Lipphardt [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 116, № 6. — P. 063001 1–5.
- [17] Chou, C. W. Optical clocks and relativity / C. W. Chou, D. B. Hume, T. Rosenband, D. J. Wineland // *Science*. — 2010. — Vol. 329, № 5999. — P. 1630–1633.

- [18] *Sanner, C.* Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing / C. Sanner, N. Huntemann, R. Lange [et al.] // *Nature*. — 2018. — Vol. 567. — P. 204–208.
- [19] *Godun, R. M.* Frequency ratio of two optical clock transitions in Yb+ 171 and constraints on the time variation of fundamental constants / R. M. Godun, P. B.R. Nisbet-Jones, J. M. Jones [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113. — P. 210801 1–5.
- [20] *Wcisło, P.* New bounds on dark matter coupling from a global network of optical atomic clocks / P. Wcisło, P. Ablewski, K. Beloy [et al.] // *Science Advances*. — 2018. — Vol. 4, № 12. — P. eaau4869 1–7.
- [21] *Koller, S. B.* Transportable Optical Lattice Clock with 7E-17 Uncertainty / S. B. Koller, J. Grotti, St. Vogt [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 118, № 7. — P. 073601 1–6.
- [22] *Cao, J.* A compact, transportable single-ion optical clock with 7.8E-17 systematic uncertainty / J. Cao, P. Zhang, J. Shang [et al.] // *Applied Physics B*. — 2017. — Vol. 123, № 4. — P. 112 1–9.
- [23] *Delehaye, M.* Single-ion, transportable optical atomic clocks / M. Delehaye, C. Lacroûte // *Journal of Modern Optics*. — 2018. — Vol. 65, № 5-6. — P. 622–639.
- [24] *Derevianko, A.* Highly charged ions as a basis of optical atomic clockwork of exceptional accuracy / A. Derevianko, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 109, № 18. — P. 180801 1–5.
- [25] *Kozlov, A.* Prospects of building optical atomic clocks using Er I or Er III / A. Kozlov, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum // *Physical Review A*. — 2013. — Vol. 88, № 3. — P. 032509 1–5.

- [26] *Sukachev, D.* Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks / D. Sukachev, S. Fedorov, I. Tolstikhina [et al.] // *Physical Review A*. — 2016. — Vol. 94, № 2. — P. 022512 1–12.
- [27] *Dragic, P. D.* Materials for optical fiber lasers: A review / P. D. Dragic, M. Cavillon, J. Ballato // *Applied Physics Reviews*. — 2018. — Vol. 5, № 4. — P. 041301 1–35.
- [28] *Hedges, M. P.* Efficient quantum memory for light / M. P. Hedges, J. J. Longdell, Y. Li, M. J. Sellars // *Nature*. — 2010. — Vol. 465, № 7301. — P. 1052–1056.
- [29] *Bünzli, J. C. G.* Intriguing aspects of lanthanide luminescence / J. C. G. Bünzli, S. V. Eliseeva // *Chemical Science*. — 2013. — Vol. 4, № 5. — P. 1939–1949.
- [30] *Sukachev, D.* Magneto-optical trap for thulium atoms / D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov [et al.] // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, № 1. — P. 011405 1–4.
- [31] *Vishnyakova, G. A.* Two-stage laser cooling and optical trapping of thulium atoms / G. A. Vishnyakova, E. S. Kalganova, D. D. Sukachev [et al.] // *Laser Physics*. — 2014. — Vol. 24. — P. 074018 1–7.
- [32] *Golovizin, A. A.* Detection of the clock transition ($1.14 \mu\text{m}$) in ultra-cold thulium atoms / A. A. Golovizin, E. S. Kalganova, D. D. Sukachev [et al.] // *Quantum Electronics*. — 2015. — Vol. 45, № 5. — P. 482–485.
- [33] *Сукачев, Д. Д.* Лазерное охлаждение атомов тулия. Кандидатская диссертация. / Д. Д. Сукачев // *ФИАИ*. — 2013.
- [34] *Вишнякова, Г. А.* Вторичное лазерное охлаждение атомов тулия. Кандидатская диссертация. / Г. А. Вишнякова // *ФИАИ*. — 2017.

- [35] Головизин, А. А. Прямое лазерное возбуждение часового магнитодипольного перехода 1.14 мкм в ультрахолодных атомах тулия. Кандидатская диссертация. / А. А. Головизин // *ФИАН*. — 2017.
- [36] Bergquist, J. C. Recoilless optical absorption and Doppler sidebands of a single trapped ion / J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland // *Physical Review A*. — 1987. — Vol. 36, № 1. — P. 428–430.
- [37] Takamoto, M. An optical lattice clock / M. Takamoto, F. L. Hong, R. Higashi, H. Katori // *Nature*. — 2005. — Vol. 435, № 7040. — P. 321–324.
- [38] Katori, H. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap / H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov, V. D. Ovsiannikov // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 91, № 17. — P. 173005 1–4.
- [39] Prudnikov, O. N. New approaches in deep laser cooling of magnesium atoms for quantum metrology / O. N. Prudnikov, D. V. Brazhnikov, A. V. Taichenachev [et al.] // *Laser Physics*. — 2016. — Vol. 26. — P. 095503 1–9.
- [40] Александров, Е.Б. Неуширяемая Столкновениями Линия Тулия 1.14 Мкм / Е.Б. Александров, В.Н. Котылев, К.П. Василевский, В.Н. Кулясов // *Оптика И Спектроскопия*. — 1983. — Vol. 54, № 1. — P. 3–4.
- [41] Ishikawa, Kiyoshi. Laser spectroscopy of thulium atoms implanted in liquid and solid 4 He / Kiyoshi Ishikawa, Atsushi Hatakeyama, Koichi Gosyono-o [et al.] // *Phys. Rev. B*. — 1997. — Vol. 56, № 2. — P. 780–787.
- [42] Gaire, Vinod. Sub-nanometer optical linewidth of thulium atoms in rare gas crystals / Vinod Gaire, Chandra S. Raman, Colin V. Parker // *Phys Rev A*. — 2019. — Vol. 99, № 2. — P. 022505.

- [43] *Raab, E. L.* Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure / E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — Vol. 59, № 23. — P. 2631–2634.
- [44] *Shpakovsky, T. V.* A Compact Second-Harmonic Generator for Tasks of Precision Spectroscopy Within the Range of 240–600 nm / T V Shpakovsky, I V Zalivako, I A Semerikov [et al.] // *Journal of Russian Laser Research.* — 2016. — Vol. 37, № 5. — P. 440–447.
- [45] *Drever, R. W.P.* Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator / R. W.P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski [et al.] // *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry.* — 1983. — Vol. 31, № 2. — P. 97–105.
- [46] *Chebakov, K.* Zeeman slowing of thulium atoms. / K Chebakov, A Sokolov, A Akimov [et al.] // *Optics letters.* — 2009. — Vol. 34, № 19. — P. 2955–2957.
- [47] *McClelland, J. J.* Laser cooling without repumping: A magneto-optical trap for erbium atoms / J. J. McClelland, J. L. Hanssen // *Physical Review Letters.* — 2006. — Vol. 96, № 14. — P. 143005.
- [48] *Lu, Mingwu.* Trapping ultracold dysprosium: A highly magnetic gas for dipolar physics / Mingwu Lu, Seo Ho Youn, Benjamin L. Lev // *Physical Review Letters.* — 2010.
- [49] *Miao, J.* Magneto-optical trapping of holmium atoms / J. Miao, J. Hostetter, G. Stratis, M. Saffman // *Physical Review A.* — 2014. — Vol. 89, № 4. — P. 041401.
- [50] *Inoue, Ryotaro.* Magneto-optical trapping of optically pumped metastable europium / Ryotaro Inoue, Yuki Miyazawa, Mikio Kozuma // *Physical Review A.* — 2018. — Vol. 97, № 6. — P. 061607.

- [51] *Youn, S. H.* Dysprosium magneto-optical traps / S. H. Youn, M. Lu, U. Ray, B. L. Lev // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, № 4. — P. 043425.
- [52] *Lu, M.* Strongly Dipolar Bose-Einstein Condensate of Dysprosium / M. Lu, N.Q. Burdick, S. H. Youn, L. B. Lev // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 107. — P. 190401.
- [53] *Berglund, A. J.* Narrow-line magneto-optical cooling and trapping of strongly magnetic atoms / A. J. Berglund, J. L. Hanssen, J. J. McClelland // *Physical Review Letters*. — 2008. — Vol. 100, № 11. — P. 113002.
- [54] *Maier, T.* Narrow-line magneto-optical trap for dysprosium atoms / T. Maier, H. Kadau, M. Schmitt [et al.] // *Optics Letters*. — 2014. — Vol. 39, № 11. — P. 3138–3141.
- [55] *Frisch, A.* Narrow-line magneto-optical trap for erbium / A. Frisch, K. Aikawa, M. Mark [et al.] // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2012. — Vol. 85, № 5. — P. 1–5.
- [56] *Sukachev, D.* Sub-doppler laser cooling of thulium atoms in a magneto-optical trap / D. Sukachev, A. Sokolov, K. Chebakov [et al.] // *JETP Letters*. — 2010. — Vol. 92, № 10. — P. 703–706.
- [57] *Berglund, A. J.* Sub-Doppler laser cooling and magnetic trapping of erbium / A. J. Berglund, S. A. Lee, J. J. McClelland // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. 76, № 5. — P. 053418.
- [58] *Youn, S. H.* Anisotropic sub-Doppler laser cooling in dysprosium magneto-optical traps / S. H. Youn, M. Lu, B. L. Lev // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, № 4. — P. 043403.
- [59] NIST Atomic Spectra Database (version 5.6.1) . — Boulder : NIST. - URL: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.

- [60] *Li, H.* Anisotropic optical trapping as a manifestation of the complex electronic structure of ultracold lanthanide atoms: The example of holmium / H. Li, J. F. Wyart, O. Dulieu, M. Lepers // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 95, № 6. — P. 062508.
- [61] *Sukachev, D D.* Secondary laser cooling and capturing of thulium atoms in traps / D D Sukachev, E S Kalganova, A V Sokolov [et al.] // *Quantum Electronics*. — 2014. — Vol. 44, № 6. — P. 515–520.
- [62] *Frisch, A.* Narrow-line magneto-optical trap for erbium / A. Frisch, K. Aikawa, M. Mark [et al.] // *Physical Review A*. — 2012. — Vol. 85, № 5. — P. 051401.
- [63] *Metcalf, H. J.* Laser cooling and trapping / H. J. Metcalf, P. v. d. Straten. — New York : Springer-Verlag, 1999.
- [64] *Dalibard, J.* Atomic motion in laser light: Connection between semiclassical and quantum descriptions / J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1985. — Vol. 18, № 8. — P. 1661–1683.
- [65] *Lett, P. D.* Optical molasses / P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston [et al.] // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1989. — Vol. 6, № 11. — P. 2084.
- [66] *Dalibard, J.* Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models / J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1989. — Vol. 6, № 11. — P. 2023.
- [67] *Aspect, A.* Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping : theoretical analysis / A Aspect, E Arimondo, R Kaiser, N Vansteenkiste // *Journal of Optical Society of America B*. — 1989. — Vol. 6, № 11. — P. 2112–2124.

- [68] *Lawall, J.* Three-dimensional laser cooling of helium beyond the single-photon recoil limit / J. Lawall, S. Kulin, B. Saubamea [et al.] // *Physical Review Letters*. — 1995. — Vol. 75, № 23. — P. 4194–4197.
- [69] *Davidson, N.* Raman Cooling of Atoms in Two and Three Dimensions / N Davidson, H Lee, M Kasevich, S Chu // *Physical Review Letters*. — 1994. — Vol. 72, № 20. — P. 3158.
- [70] *Kasevich, M.* Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms / M. Kasevich, S. Chu // *Physical Review*. — 1992. — Vol. 69, № 12. — P. 1741–1744.
- [71] *Ketterle, W.* Evaporative Cooling of Trapped Atoms / W. Ketterle, N. J. van Druten // *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 1996. — Vol. 37. — P. 181.
- [72] *Loftus, T. H.* Narrow line cooling and momentum-space crystals / T. H. Loftus, T. Ido, M. M. Boyd [et al.] // *Physical Review A*. — 2004. — Vol. 70, № 6. — P. 063413.
- [73] *Dreon, D.* Optical cooling and trapping of highly magnetic atoms: the benefits of a spontaneous spin polarization / D. Dreon, L. A. Sidorenkov, C. Bouazza [et al.] // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. — 2017. — Vol. 50, № 6. — P. 065005.
- [74] *Loftus, T. H.* Narrow line cooling: Finite photon recoil dynamics / T. H. Loftus, T. Ido, A. D. Ludlow [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 93, № 7. — P. 073003.
- [75] *Kalганова, E.* Two-temperature momentum distribution in a Thulium magneto-optical trap / E. Kalганова, O. Prudnikov, A. Golovizin [et al.] // *Phys. Rev. A*. — 2017. — Vol. 96, № 3. — P. 033418 1–7.

- [76] *Shang, S-Q.* Velocity-Selective Magnetic-Resonance Laser Cooling / S-Q. Shang, B Sheehy, P Van Der Straten, H Metcalf // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 65, № 3. — P. 317–320.
- [77] *Gruünert, J.* Sub-Doppler magneto-optical trap for calcium / J. Gruünert, A. Hemmerich // *Physical Review A.* — 2002. — Vol. 65, № 4. — P. 041401.
- [78] *Kasevich, M. A.* RF Spectroscopy in an Atomic Fountain / M. A. Kasevich, E. Riis, S. Chu, R. G. Devoe // *Physical Review Letters.* — 1989. — Vol. 63, № 6. — P. 612.
- [79] *Matveev, A.* Precision measurement of the hydrogen 1S-2S frequency via a 920-km fiber link / A. Matveev, C. G. Parthey, K. Predehl [et al.] // *Physical Review Letters.* — 2013. — Vol. 110, № 23. — P. 230801.
- [80] *Bordé, Ch J.* Optical Ramsey fringes with traveling waves / Ch J. Bordé, Ch Salomon, S. Avrillier [et al.] // *Physical Review A.* — 1984. — Vol. 30, № 4. — P. 1836–1848.
- [81] *Arora, B.* Magic wavelengths for the np-ns transitions in alkali-metal atoms / B. Arora, M. S. Safronova, C. W. Clark // *Physical Review A.* — 2007. — Vol. 76, № 5. — P. 052509.
- [82] *Yi, L.* Optical lattice trapping of ^{199}Hg and determination of the magic wavelength for the ultraviolet S0-3P0 clock transition / L. Yi, S. Mejri, J. J. McFerran [et al.] // *Physical Review Letters.* — 2011. — Vol. 106, № 7. — P. 073005.
- [83] *Собельман, И. И.* Введение в теорию атомных спектров / И. И. Собельман. — Москва : Государственное издательство физико-математической литературы, 1963.

- [84] *Lemonde, P.* Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap / P. Lemonde, P. Wolf // *Physical Review A*. — 2005. — Vol. 72, № 3. — P. 033409.
- [85] *Fouché, M.* Hyperpolarizability Effects in a Sr Optical Lattice Clock / M. Fouché, P. Lemonde, A. Brusch [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 96, № 10. — P. 103003.
- [86] *Ландсберг, Г. С.* Оптика / Г. С. Ландсберг. — Москва : Физматлит, 2003.
- [87] *Hansch, T W.* Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity / T W Hansch, B Couillaud // *Optics Communications*. — 1980. — Vol. 35, № 3. — P. 441–444.
- [88] *Friebel, S.* CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms / S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz [et al.] // *Physical Review A*. — 1998. — Vol. 57, № 1. — P. 20.
- [89] *Ландау, Л. Д.* Теоретическая физика. Том 1. Механика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — Москва : Физматлит, 2018.
- [90] *Ravensbergen, C.* Accurate Determination of the Dynamical Polarizability of Dysprosium / C. Ravensbergen, V. Corre, E. Soave [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 120. — P. 223001.
- [91] *Wineland, D. J.* Laser cooling of atoms / D. J. Wineland, W. M. Itano // *Physical Review A*. — 1979. — oct. — Vol. 20, № 4. — P. 1521–1540.
- [92] *Mossbauer, R. L.* The discovery of the Mossbauer effect / R. L. Mossbauer // *Hyperfine Interactions*. — 2000. — Vol. 126. — P. 1–12.
- [93] *Wójtewicz, S.* Strontium optical lattice clocks for practical realization of the metre and secondary representation of the second / S. Wójtewicz, K. Bielska,

- P. Masłowski [et al.] // *Measurement Science and Technology*. — 2015. — Vol. 26, № 7. — P. 075201.
- [94] *Baillard, X.* An optical lattice clock with spin-polarized 87Sr atoms / X. Baillard, M. Fouché, R. Le Targat [et al.] // *European Physical Journal D*. — 2008. — Vol. 48, № 1. — P. 11–17.
- [95] *Blatt, S.* Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a one-dimensional optical lattice clock / S Blatt, J W Thomsen, G K Campbell [et al.] // *Physical Review A*. — 2009. — Vol. 80, № 5. — P. 052703.
- [96] *Petersen, N.* Sawtooth wave adiabatic passage slowing of dysprosium / N. Petersen, F. Mühlbauer, L. Bougas [et al.] // *arXiv:1809.06423v1 [physics.atom-ph]*. — 2018. — P. 1 – 7.
- [97] *Oelker, E.* Optical clock intercomparison with $6\text{E}-19$ precision in one hour / E. Oelker, R. B. Hutson, C. J. Kennedy [et al.] // *arXiv:1902.02741 [physics.atom-ph]*. — 2019.
- [98] *Barwood, G. P.* Agreement between two 88Sr^+ optical clocks to 4 parts in $1\text{E}17$ / G. P. Barwood, G. Huang, H. A. Klein [et al.] // *Physical Review A*. — 2014. — Vol. 89, № 5. — P. 050501.
- [99] *Wang, B.* Preparation and determination of spin-polarized states in multi-Zeeman-sublevel atoms / B. Wang, Y. Han, J. Xiao [et al.] // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. 75, № 5. — P. 051801.
- [100] *Duan, Yu Xiong.* State Preparation in a Cold Atom Clock by Optical Pumping / Yu Xiong Duan, Bin Wang, Jing Feng Xiang [et al.] // *Chinese Physics Letters*. — 2017. — Vol. 34, № 7. — P. 073201.

- [101] *Arnold, K. J.* Blackbody radiation shift assessment for a lutetium ion clock / K. J. Arnold, R. Kaewuam, A. Roy [et al.] // *Nature Communications*. — 2018. — Vol. 9. — P. 1650.
- [102] *Bhaskar, N. D.* Concentration of atomic population in any single-ground state magnetic sublevel in alkali-metal vapors / N. D. Bhaskar // *Phys. Rev. A*. — 1993. — Vol. 47, № 6. — P. 4559–4562.
- [103] *Antoni-Micollier, L.* Generation of high-purity low-temperature samples of ^{39}K for applications in metrology / L. Antoni-Micollier, B Barrett, L Chichet [et al.] // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 96, № 2. — P. 023608.
- [104] *Weyers, S.* Advances in the accuracy, stability, and reliability of the PTB primary fountain clocks / S. Weyers, V. Gerginov, M. Kazda [et al.] // *Metrologia*. — 2018. — Vol. 55. — P. 789–805.
- [105] *Tyumenev, R.* Comparing a mercury optical lattice clock with microwave and optical frequency standards / R Tyumenev, M Favier, S Bilicki [et al.] // *New Journal of Physics*. — 2016. — Vol. 18, № 11. — P. 113002.
- [106] *Hinkley, N.* An Atomic Clock with 10^{-18} Instability / N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips [et al.] // *Science*. — 2013. — Vol. 341, № 6151. — P. 1215–1218.
- [107] *Santra, R.* High-accuracy optical clock via three-level coherence in neutral bosonic $\text{Sr}88$ / R. Santra, E. Arimondo, T. Ido [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 94, № 17. — P. 173002.
- [108] *Degenhardt, C.* Wavelength-dependent ac Stark shift of the $1S_0$ - $3P_1$ transition at 657 nm in Ca / C. Degenhardt, H. Stoehr, U. Sterr, F. Riehle // *Phys. Rev. A*. — 2004. — Vol. 70, № 2. — P. 023414.

- [109] *Friebe, J.* Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition 1S0 - 3P1 / J. Friebe, A. Pape, M. Riedmann [et al.] // *Physical Review A*. — 2008. — Vol. 78, № 3. — P. 033830.
- [110] *Huntemann, N.* High-accuracy optical clock based on the octupole transition in Yb+171 / N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108, № 9. — P. 090801.
- [111] *Udem, Th.* Absolute Frequency Measurements of the Hg1 and Ca Optical Clock Transitions with a Femtosecond Laser / Th Udem, S A Diddams, K R Vogel [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, № 22. — P. 4996.
- [112] *Hannig, S.* Towards a Transportable Aluminium Ion Quantum Logic Optical Clock / S. Hannig, L. Pelzer, N. Scharnhorst [et al.] // *arXiv:1901.02250 [physics.atom-ph]*. — 2019. — P. 1–14.
- [113] *Becker, Th.* High-resolution spectroscopy of a single In+ ion: Progress towards an optical frequency standard / Th Becker, J. v. Zanthier, A Yu Nevsky [et al.] // *Physical Review A*. — 2001. — Vol. 63, № 5. — P. 051802.
- [114] *Zanthier, J Von.* Absolute frequency measurement of the In + clock transition with a mode-locked laser / J Von Zanthier, Th Becker, M Eichenseer [et al.] // *Optics Letters*. — 2000. — Vol. 25, № 23. — P. 1729–1731.
- [115] *Cohen-Tannoudji, C.* Atom-photon interactions: basic processes and applications / C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg. — Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
- [116] *Lindblad, G.* Mathematical Physics On the Generators of Quantum Dynamical Semigroups / G Lindblad // *Communications in Mathematical Physics*. — 1976. — Vol. 48. — P. 119–130.

- [117] *Johansson, J. R.* QuTiP 2: A Python framework for the dynamics of open quantum systems / J. R. Johansson, P. D. Nation, Franco Nori // *Computer Physics Communications*. — 2013. — Vol. 184, № 4. — P. 1234–1240.
- [118] *Агапьев, Б. Д.* Когерентное пленение населенностей в квантовых системах / Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский // *УФН*. — 1993. — Vol. 163, № 9. — P. 1–36.
- [119] *Kolachevskiy, N.* Blue laser cooling transitions in Tm I / N. Kolachevskiy, A. Akimov, I. Tolstikhina [et al.] // *Applied Physics B*. — 2007. — Vol. 89. — P. 589–594.
- [120] *Коэн-Таннуджи, К.* Квантовая механика. Том 2. / К. Коэн-Таннуджи, Б. Диу, Ф. Лалюэ. — Москва : УРСС: ЛЕНАНД, 2015.