

ИСТОЧНИК УЛЬТРАХОЛОДНЫХ АТОМОВ ^{87}Rb ДЛЯ АТОМНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА-ГРАВИМЕТРА

А. Э. Бонерт ^a, А. Н. Гончаров ^{a,b,c}, Д. Н. Капуста ^{a,b*}, О. Н. Прудников ^{a,b},

А. В. Тайченачев ^{a,b}, С. Н. Багаев ^{a,b}

^a Институт лазерной физики
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

^b Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^c Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 марта 2024 г.,
после переработки 6 мая 2024 г.
Принята к публикации 6 мая 2024 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований по созданию источника ультрахолодных атомов ^{87}Rb для абсолютного квантового гравиметра на основе атомной интерференции. В результате исследований реализовано субдоплеровское охлаждение атомов ^{87}Rb в магнитооптической ловушке и получено облако $\sim 10^7 - 10^8$ атомов с температурой 6 мК. С помощью микроволнового излучения и оптической накачки осуществлена подготовка ультрахолодных атомов в начальном состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$ и проведены эксперименты по наблюдению резонансов Рамси на переходе $|F = 1, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ при взаимодействии облака атомов с однонаправленными рамановскими импульсами излучения.

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2023), Новосибирск, декабрь 2023 г.

DOI: 10.31857/S004445102410002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание высокоточных сенсоров является одной из ключевых задач в области прецизионных измерений. Разработка сверхчувствительных квантовых сенсоров на основе интерференции ультрахолодных атомов открывает большие перспективы для создания нового поколения приборов и устройств: акселерометров, гравиметров, градиентометров гравитационного поля, гироскопов, сочетающих в себе высокие метрологические характеристики с компактностью и мобильностью [1–3]. Большое внимание уделяется разработке абсолютных квантовых гравиметров на основе ультрахолодных атомов, которые демонстрируют рекордно высокую

чувствительность, долговременную стабильность и точность измерений в сравнении с другими типами сенсоров [4, 5] и представляют большой интерес для фундаментальной метрологии (эталон массы, стандарты частоты), навигации, геофизики и т. д. [6]. Решающим фактором в достижении таких характеристик является качество источника ультрахолодных атомов, лежащего в основе атомного гравиметра. В частности, предъявляются серьезные требования к таким параметрам источника, как число холодных атомов, их температура и фазовая плотность, эффективность подготовки начального волнового пакета, воспроизводимость этих параметров от цикла к циклу и т. д.

Данная работа была направлена на создание источника ультрахолодных атомов ^{87}Rb для абсолютного квантового гравиметра на основе атомной интерференции.

* E-mail: dmitriikapusta@mail.ru

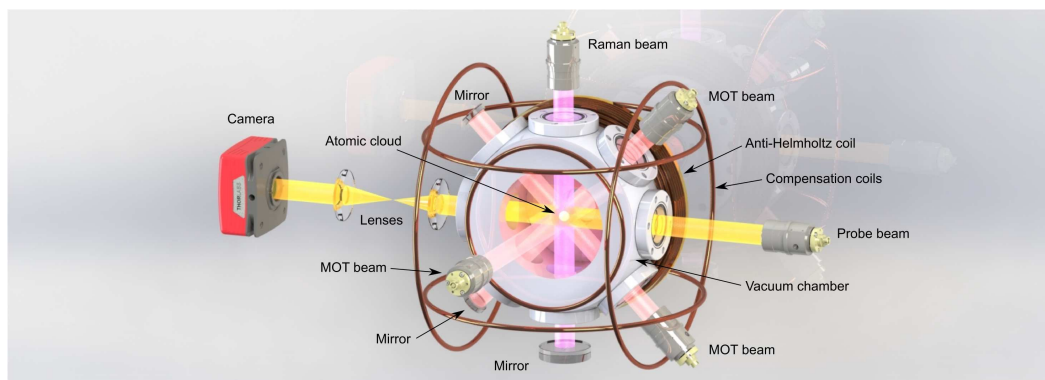


Рис. 1. Трехмерная модель экспериментальной установки, используемой в данной работе. На рисунке представлены вакуумная камера, три пары компенсационных магнитных катушек, охлаждающие лазерные пучки (розовые), рамановские пучки (фиолетовые), пробный пучок (желтый), оптика (коллиматоры, зеркала, линзы) и видеочамера. На рисунке не показаны четвертьволновые пластинки и катушка анти-Гельмгольца (фронтальная сторона)

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В данном разделе представлено детальное описание экспериментальной установки (рис. 1), разработанной нами для реализации эффективного лазерного охлаждения и пленения атомов рубидия в классической магнитооптической ловушке (МОЛ) [7].

Оптическая схема источника ультрахолодных атомов ^{87}Rb представлена на рис. 2 *a, b*. Оптическая система ловушки (рис. 2 *a*) была реализована на базе лазерной системы Toptica DLpro, обеспечивающей максимальную выходную мощность излучения более 1 Вт на длине волны ~ 780.24 нм. Частота излучения лазерной системы стабилизировалась по резонансам насыщенного поглощения на переходе $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ в атоме ^{87}Rb . Для формирования охлаждающих лазерных пучков часть излучения на выходе из усилителя (tapered amplifier (TA), см. рис. 2 *a*) пропусклась через два последовательно расположенных акустооптических модулятора (АОМ) для создания частотной отстройки в длинноволновую область оптического спектра относительно частоты перехода $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Была проведена оптимизация данной отстройки, величина которой составила 13 МГц. Формирование «перекачивающего» излучения (репампера) с частотой, равной частоте перехода $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, осуществлялось за счет применения волоконного фазового электрооптического модулятора (ЭОМ) с частотой микроволнового излучения 6.654 ГГц. При этом использовалась положительная боковая полоса первого порядка. Остальные компоненты в спектре излучения на выходе ЭОМ не оказывали заметного паразитного влияния на эффективность охлаждения. Охлаждающее и «перекачивающее» излу-

чения совмещались с помощью волоконного поляризационного смесителя (Thorlabs PFC780A) и далее делились на три равные части. Данное излучение доставлялось к вакуумной камере с помощью одномодовых волокон с сохранением поляризации и коллиматоров, обеспечивающих диаметр выходного пучка около 1 см (FWHM). Полная выходная мощность излучения охлаждающего и перекачивающего лазеров для всех трех пучков составила около 40 и 2.5 мВт соответственно. Данные пучки в результате их обратного отражения (retro-reflection) формировали три взаимно ортогональные пары лазерных пучков с соответствующей круговой поляризацией, необходимых для осуществления лазерного охлаждения.

Квадрупольное магнитное поле создавалось двумя катушками в конфигурации анти-Гельмгольца. Значение градиента магнитного поля в центре вакуумной камеры составило около 15 Гс/см. Для компенсации остаточного магнитного поля в центре вакуумной камеры использовались три пары компенсационных катушек Гельмгольца, оси которых были ориентированы вдоль трех взаимно ортогональных направлений.

Регистрация пространственного распределения оптической плотности атомного облака осуществлялась с помощью абсорбционного и флуоресцентного методов. Оптическая схема абсорбционного метода регистрации включала в себя пробный лазерный пучок с частотой излучения, равной частоте перехода $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, и мощностью < 1 мВт, систему линз и CMOS-видеокамеру (Thorlabs 4070M-USB-TE). Сигнал флуоресценции атомного облака формировался в результате облучения атомов охла-

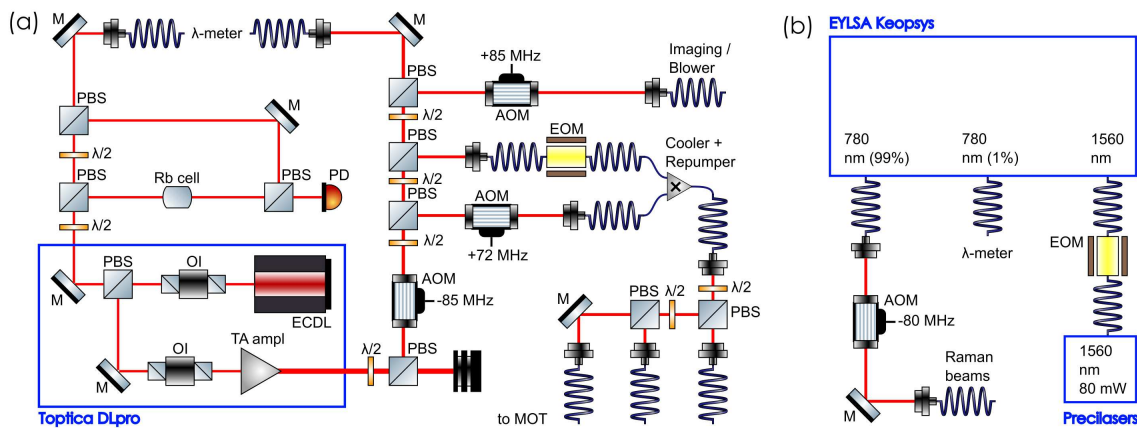


Рис. 2. Оптическая схема формирования лазерного излучения, используемого для лазерного охлаждения и пленения атомов рубидия (а) и осуществления двухфотонных рамановских переходов в атомном интерферометре (б). Обозначения: AOM — акустооптический модулятор, EOM — электрооптический модулятор, ECDL — диодный лазер с внешним резонатором, $\lambda/2$ — полуволновая пластинка, М — зеркало, ОI — оптический изолятор Фарадея, PBS — поляризационный делительный кубик, TA ampl — оптический усилитель. Показан только первый порядок дифракции на выходе из AOM

ждающими лазерными пучками и регистрировался с помощью CMOS-видеокамеры и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Температура облака атомов определялась по скорости его расширения при свободном разлете [8].

3. СУБДОПЛЕРОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ РУБИДИЯ

В магнитооптической ловушке нами было получено облако $\sim 10^7 - 10^8$ холодных атомов ^{87}Rb с температурой около 180 мК, находящейся вблизи доплеровского предела. Для охлаждения атомов до более низких температур необходимо использовать методы глубокого субдоплеровского охлаждения [8–10]. В данной работе дальнейшее охлаждение атомов рубидия осуществлялось нами в «оптической патоке». Эффективность данного метода зависит от того, насколько световой сдвиг доминирует над зеемановским сдвигом подуровней основного состояния в атоме. Для достижения наиболее низких температур атомов в «оптической патоке» требуется минимизация величины магнитного поля и его градиентов в области перекрытия охлаждающих пучков.

В данной работе регистрация остаточных магнитных полей была проведена с использованием микроволновой спектроскопии магнитодипольных переходов между зеемановскими подуровнями

состояний $|F = 1, 2\rangle$, частота которых пропорциональна магнитному полю. Для генерации микроволнового излучения применялись направленная микроволновая антенна, СВЧ-генератор и усилители СВЧ-сигнала. Импульсы микроволнового излучения формировались с использованием 16-канального синхронного таймера и коммутатора (ZSWA4-63DR+). Направление поляризации микроволнового излучения изменялось путем поворота антенны в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения.

Типичный экспериментальный цикл длился около 150 мс и представлял собой следующую последовательность: этап охлаждения и захвата атомов в МОЛ; перекачка атомов на подуровни «темного» состояния $|F = 1\rangle$ при использовании только охлаждающих пучков без репампера; облучение атомов микроволновым импульсом с частотой ν_{MW} , вызывающим переход атома на один из подуровней «светлого» состояния $|F = 2\rangle$; финальный этап регистрации атомов в состоянии $|F = 2\rangle$ путем повторного включения охлаждающих пучков в отсутствие репампера.

На рис. 3 а представлены типичные спектры магнитодипольных переходов, полученные в результате сканирования частоты ν_{MW} вблизи частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме рубидия. Величина остаточного магнитного поля B рассчитывалась из следующего соотношения [11]: $B = \Delta\nu/(g_F\mu_B)$, где $g_F = 1/2$ — фактор Лан-

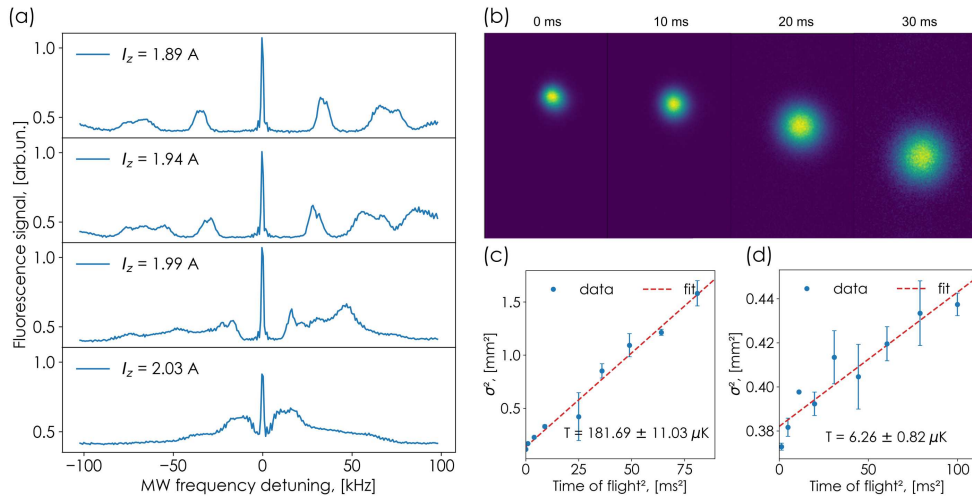


Рис. 3. Реализация эффективного субдоплеровского охлаждения атомов рубидия в «оптической патоке»: графики зависимости сигнала флуоресценции атомного облака от отстройки частоты микроволнового излучения относительно частоты часового перехода в атоме ^{87}Rb при различных токах в компенсационных катушках, генерирующих магнитное поле вдоль вектора $\mathbf{g}$ (a); демонстрация временной эволюции размера облака атомов по завершении охлаждения в «оптической патоке» (b); графики зависимости квадрата размера облака холодных атомов σ^2 от квадрата времени свободного падения при доплеровском (c) и субдоплеровском (d) охлаждении

де, $\mu_B = 1.4$ МГц/Гс — магнетон Бора, $\Delta\nu$ — разность частот двух соседних магнитодипольных переходов, для которых $\Delta m_F = 1$, равная расстоянию между двумя соседними резонансами, изображенными на рис. 3 а. Для компенсации магнитного поля осуществлялась регистрация резонансов магнитодипольных переходов и минимизация расстояния между ними $\Delta\nu$ путем подстройки значений токов компенсационных катушек. Минимальное достигнутое значение остаточных магнитных полей составило около 10 мГс.

Этап охлаждения атомов в «оптической патоке» начинался после отключения квадрупольного магнитного поля, время затухания которого составляло около 5 мс, и длился 10 мс. В течение этого времени отстройка частоты излучения охлаждающего лазера изменялась с 13 до 50 МГц, в то время как его мощность уменьшалась в 10 раз. В результате реализованного нами субдоплеровского охлаждения удалось понизить температуру атомов рубидия приблизительно до 6 мК и избежать существенных потерь атомов по окончании этапа охлаждения в «оптической патоке». На рис. 3 c, d изображены графики зависимости квадрата размера атомного облака σ^2 от квадрата времени свободного падения, позволяющие оценить эффективность субдоплеровского охлаждения в сравнении с доплеровской методикой.

4. СЕЛЕКЦИЯ АТОМОВ В НЕМАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ

Взаимодействие магнитного поля с облаком атомов, находящихся в состоянии с ненулевым магнитным моментом, является дополнительным источником декогеренции в атомном интерферометре и снижает контраст интерференционного сигнала [12]. Решением данной проблемы является подготовка ансамбля атомов в немагнитном квантовом состоянии, являющемся начальным волновым пакетом в атомном интерферометре. В частности, в данной работе была выполнена селекция атомов в основное состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ за счет использования микроволнового и оптического излучения. Основная причина выбора данного метода заключалась в относительной простоте реализации, не требующей дополнительного источника лазерного излучения, который необходим, например, при оптической накачке в двухчастотном линейно поляризованном лазерном поле [13].

Селекция атомов осуществлялась по следующей схеме. К концу этапа охлаждения атомы, распределенные по зеемановским подуровням основных состояний, перекачивались на подуровни состояния $|F = 2\rangle$ при помощи реампера в течение 1.5 мс. По завершении процесса накачки доля атомов, находя-

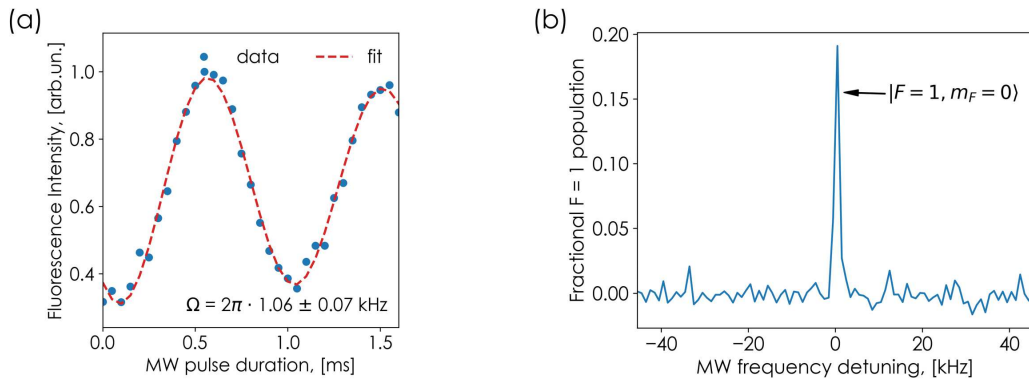


Рис. 4. Селекция атомов в немагнитное квантовое состояние: график осцилляций Раби, зарегистрированных для перехода $|F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |F=2, m_F=0\rangle$ путем изменения длительности СВЧ-импульса (a); график зависимости населенности атомов в состоянии $|F=1, m_F=0\rangle$ от отстройки частоты микроволнового излучения (b)

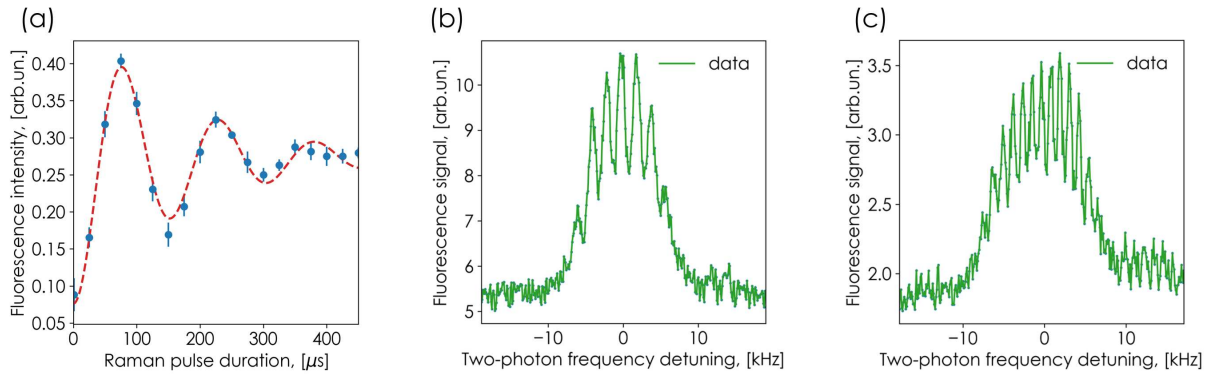


Рис. 5. Регистрация резонансов Рамси: график осцилляций Раби, полученный для двухфотонного перехода $|F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |F=2, m_F=0\rangle$ (a); диаграммы резонансов Рамси, зарегистрированные в результате сканирования разности частот двух сонаправленных рамановских пучков, при временах 600 мкс (b) и 800 мкс (c) между импульсами

щихся в состоянии $|F=2, m_F=0\rangle$, переводилась в состояние $|F=1, m_F=0\rangle$ за счет приложенного π -импульса микроволнового излучения с частотой, равной частоте часового перехода в атоме рубидия. Последний этап заключался в удалении из зоны регистрации оставшихся атомов в состоянии $|F=2\rangle$ путем их «сдувания» резонансным излучением пробного пучка. Для расщепления магнитных подуровней использовалось однородное магнитное поле величиной 200 мГс, направленное вдоль вектора ускорения свободного падения $\mathbf{g}$ и создаваемое путем изменения тока для соответствующей пары компенсационных катушек.

Для реализации эффективной селекции атомов предварительно была проведена регистрация осцилляций Раби для двухуровневого перехода $|F=1, m_F=0\rangle \leftrightarrow |F=2, m_F=0\rangle$ путем варь-

рования длительности импульса микроволнового излучения (рис. 4 a). В наших экспериментальных условиях длительность π -импульса СВЧ-сигнала составила около 470 мкс. В используемой нами схеме максимально возможная доля селективных атомов от изначального общего числа атомов равна 20 %. На рис. 4 b показано, что при нулевой отстройке частоты микроволнового излучения от частоты часового перехода в атоме ^{87}Rb доля атомов, подготовленных в состоянии $|F=1, m_F=0\rangle$, составила более 15%. В будущем с целью увеличения эффективности заселения атомов на данный немагнитный подуровень нами планируется использовать альтернативный метод оптической накачки линейно поляризованным лазерным излучением, при котором эффективность может достигать 100 %, как это было продемонстрировано, например, в работе [13].

5. АТОМНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

С целью регистрации атомной интерференции в данной работе была разработана и реализована оптическая схема формирования рамановских пучков. Ее изображение представлено на рис. 2 *b*. Для реализации двухфотонных рамановских переходов требуется лазерное излучение, генерируемое на двух частотах ω_1 и ω_2 и отстроенное по частоте от ближайшего разрешенного перехода на несколько ГГц. Данная отстройка Δ формировалась относительно возбужденного перехода $|F' = 1\rangle$ и варьировалась в диапазоне 0.5–2.5 ГГц. Разность частот $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ находилась вблизи частоты сверхтонкого расщепления основного состояния в атоме ^{87}Rb и могла быть отстроена от него на величину $\delta\omega$.

В нашей оптической схеме излучение рамановского пучка I_1 с частотой излучения ω_1 генерировалось волоконной лазерной системой (волоконный лазер Precilasers с $\lambda = 1560$ нм и усилитель/удвоитель частоты EYLSA Keopsys). Излучение пучка I_2 с частотой ω_2 формировалось с помощью фазового ЭОМ — положительная полоса первого порядка. Отношение интенсивностей рамановских пучков I_1/I_2 и отстройка $\delta\omega$ контролировались мощностью и частотой СВЧ-генератора соответственно. Импульсы рамановского излучения формировались с помощью АОМ и доставлялись к вакуумной камере через одномодовое волокно с сохранением поляризации и коллиматора. Коллимированное излучение проходило через вакуумную камеру и четвертьволновую пластинку, отражалось от зеркала и формировало встречный пучок. Волновая пластинка настраивалась таким образом, чтобы образовывать конфигурацию $\text{lin} \perp \text{lin}$ поляризаций встречных пучков. В экспериментах, направленных на подавление штарковских сдвигов и регистрацию резонансов Рамси, использовалась одна пара сонаправленных рамановских пучков с σ^- -поляризацией. Направление распространения рамановских пучков устанавливалось параллельно вектору $\mathbf{g}$.

В схеме с двумя рамановскими импульсами и свободно падающим облаком холодных атомов рубидия проведено наблюдение интерференционного сигнала — резонансов Рамси [14, 15]. Длительность каждого $\pi/2$ -импульса составляла около 40 мкс (рис. 5 *a*). На рис. 5 *b, c* представлены изображения двух интерференционных сигналов, полученных для разных времен между импульсами.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами был создан источник ультрахолодных атомов для квантового интерферометра-гравиметра, основой которого является МОЛ. Получено облако $\sim 10^7 - 10^8$ атомов ^{87}Rb с температурой около 6 мК. Проведена компенсация остаточного магнитного поля до уровня порядка 10 мГс с использованием микроволновой спектроскопии магнитодипольных переходов, что позволило провести глубокое субдоплеровское охлаждение атомов. Осуществлена их селективная микроволновая и оптическая накачка в основное немагнитное квантовое состояние $|F = 1, m_F = 0\rangle$ в количестве более 15 % от изначального числа атомов в МОЛ. Проведено исследование двухфотонных рамановских переходов между основными состояниями $|F = 1, 2\rangle$ и выполнена регистрация атомной интерференции — резонансов Рамси.

В дальнейшем планируется реализовать атомный интерферометр по трехимпульсной схеме с использованием встречных рамановских пучков и с временем свободной эволюции спина более 10 мс и перейти непосредственно к измерению величины ускорения свободного падения. Для компенсации дополнительной частотной отстройки, возникающей в результате доплеровского сдвига, вызванного свободным падением атомов, будет реализована техника chirpирования отстройки частоты излучения $\delta\omega$ рамановских пучков. С целью минимизации влияния вибраций оптических элементов на сигнал атомного интерферометра планируется использовать пассивную систему виброизоляции.

Благодарность. Авторы выражают благодарность С. А. Фарносову и В. А. Васильеву за помощь в изготовлении и настройке электронных систем, использованных при проведении исследований.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00182).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Geiger, A. Landragin, S. Merlet et al., *AVS Quantum Sci.* **2**, 024702 (2020).
2. G. M. Tino and M. A. Kasevich, *Atom Interferometry, Proc. Int. School of Physics «Enrico Fermi»*, Amsterdam (2014).

3. N. Heine, J. Matthias, M. Sahelgozin et al., Eur. Phys. J. D **74**, 174 (2020).
4. S. Abend, M. Gebbe, M. Gersemann et al., Phys. Rev. Lett. **117**, 203003 (2016).
5. S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 083001 (2013).
6. K. Bongs, M. Holynski, J. Vovrosh et al., Nat. Rev. Phys. **1**, 731 (2019).
7. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
8. P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolstone et al., J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 2084 (1989).
9. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 2023 (1989).
10. C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips et al., Europhys. Lett. **12**, 683 (1990).
11. D. A. Steck, URL: <http://steck.us/alkalidata> (2001).
12. M. Kasevich and S. Chu, Appl. Phys. B **6**, 321 (1992).
13. И. И. Бетеров, Е. А. Якшина, Д. Б. Третьяков и др., ЖЭТФ **159**, 409 (2021).
14. N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).
15. Y. Feng, H. Xue, X. Wang et al., Appl. Phys. B **118**, 139 (2015).