

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ АТОМНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР НА ОСНОВЕ «ФОНТАНА» ХОЛОДНЫХ АТОМОВ РУБИДИЯ

М. С. Алейников*, Г. В. Осипенко, А. В. Новоселов

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений
141570, Менделеево, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2026 г.,
после переработки 24 июля 2026 г.
Принята к публикации 27 июля 2026 г.

Представлены первые результаты исследований разработанного во ВНИИФТРИ атомного интерферометра на основе фонтана охлажденных атомов ^{87}Rb . Обсуждаются основные конструктивные характеристики интерферометра и факторы, ограничивающие его чувствительность. Показаны результаты атомной интерферометрии при взаимодействии рабочего ансамбля атомов ^{87}Rb с различными последовательностями оптических импульсов. Продемонстрирована чувствительность разработанного прибора около $300 \text{ мкГал/Гц}^{1/2}$, достигающая уровня 5 мкГал на времени усреднения 1 ч . Приведены результаты непрерывных измерений на интервале около 5 сут без деградации чувствительности, иллюстрирующие влияние действия приливных сил. Представленные результаты получены впервые на территории России и открывают возможность проведения длительных абсолютных гравиметрических измерений с высокой чувствительностью к изменениям ускорения свободного падения.

Ключевые слова: атомный интерферометр, лазерное охлаждение, холодные атомы, гравиметрия, инерциальные сенсоры

Статья представлена в рамках публикации материалов конференции
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2025), Новосибирск, декабрь 2025 г.

DOI: 10.31857/S0044451026100055

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка и совершенствование гравиметрических сенсоров, основанных на использовании принципов атомной интерферометрии, в настоящее время является одной из приоритетных задач современной квантовой сенсорики и квантовой метрологии. Одним из перспективных гравиметрических сенсоров является абсолютный атомный гравиметр благодаря продемонстрированному уровню высокой чувствительности измерения ускорения свободного падения не более $100 \text{ мкГал/Гц}^{1/2}$ [1, 2]. В отдельных случаях эта величина достигает рекордных значений менее $10 \text{ мкГал/Гц}^{1/2}$ [3, 4]. Помимо уже упомянутой чувствительности, данный тип квантового сенсора выгодно выделяется среди классических аналогов (абсолютных баллистических грави-

метров) ввиду отсутствия механики, функционирующей в процессе перезахвата пробного тела и имеющей ограниченный ресурс, что в конечном итоге приводит к ограниченному количеству рабочих циклов прибора. Таким образом, квантовый гравиметр открывает новые возможности для решения различных геодинамических задач, требующих непрерывного мониторинга ускорения свободного падения на длительных временных интервалах. В настоящее время в разработку гравиметров, основанных на интерферометрии холодных атомов, вовлечено множество различных научных групп [1–9]. Кроме того, принципы атомной интерферометрии для измерения ускорения свободного падения лежат в основе других квантовых сенсоров — градиентометров [10–12], гироскопов и акселерометров [13–15]. В связи с вышеописанным и ввиду отсутствия в России действующих образцов атомных гравиметров до настоящего времени создание абсолютного атомного гравиметра является крайне актуальной задачей.

* E-mail: alejnikov@vniiftri.ru

В нашем институте имеется большой опыт по созданию атомных стандартов времени и частоты [16–22], среди которых особое место занимают микроволновые часы «фонтанного» типа [16–18]. Технология создания «фонтана» холодных атомов непрерывно развивается в институте на протяжении почти трех десятилетий, и именно она легла в основу разработки атомного интерферометра, о котором далее пойдет речь.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В настоящее время можно условно выделить два основных подхода к разработке конструкции атомных гравиметров: на основе создания фонтана холодных атомов [8, 23] и на основе выполнения «броска вниз» холодных атомов [2, 24]. С точки зрения общих физических принципов эти подходы являются полностью эквивалентными — в обоих случаях реализуется взаимодействие последовательности импульсов оптического излучения и атомов, движущихся по баллистической траектории. В нашем случае используется конструкция на основе фонтана холодных атомов ^{87}Rb (сверхтонкая структура задействованных уровней приведена на рис. 1), в которой имеется возможность достаточно свободной вариативности времени T между оптическими импульсами, определяющего чувствительность гравиметрических измерений.

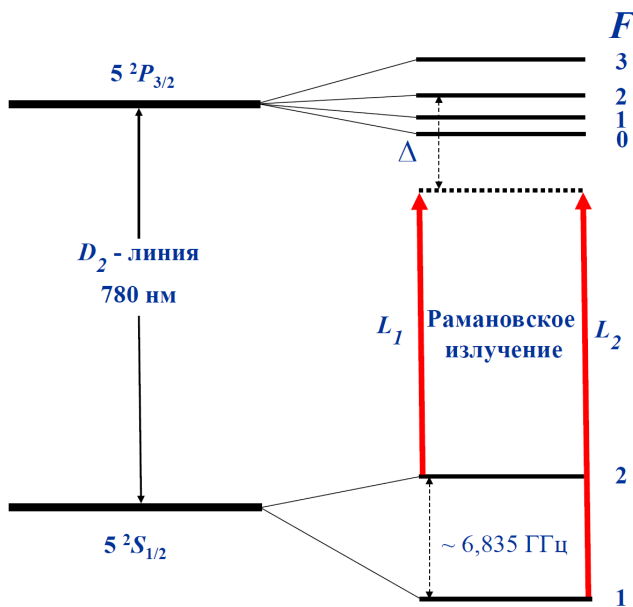


Рис. 1. Схема сверхтонкой структуры D_2 -линии атома ^{87}Rb

Общий вид физической части атомного интерферометра приведен на рис. 2. Источник медленных атомов обеспечивает непрерывный поток изотопа ^{87}Rb , предварительно охлажденного до температур порядка 160 мК. Далее предохлажденный изотоп ^{87}Rb , поступающий из источника медленных атомов, охлаждается оптическим излучением до субдоплеровской температуры около 2 мК в камере основной оптической ловушки. Начало цикла работы интерферометра связано со стадией накопления атомов, после чего происходит запуск вертикально вверх ансамбля охлажденных атомов ^{87}Rb , движущихся впоследствии по баллистической траектории. В первую очередь атомы пролетают через область селектирующего резонатора, обеспечивающего устранение из ансамбля всех атомов с ненулевой проекцией магнитного момента. Таким образом, после пролета селектирующего резонатора атомы подготавливаются в начальном состоянии $|F = 1, m_F = 0\rangle$. После селекции ансамбль охлажденных атомов ^{87}Rb , имеющий $N_{at} \approx 10^6$ рабочих атомов, взаимодействует с парой оптических лучей L_1 и L_2 (рис. 1), называемой рамановским излучением. Наша конструкция позволяет подбрасывать атомы на высоту относительно центра основной оптической ловушки до 1 м и иметь время T между импульсами до 0.5 с. Рамановское излучение заводится через телескоп, который установлен сверху физической части, образуя вместе с зеркалом (рамановским отражателем), установленным снизу физической части, необходимую конфигурацию лучей для обеспечения рамановского взаимодействия атомов со светом. После такого взаимодействия измеряются населенности состояний рабочих атомов, что завершает один полный цикл работы интерферометра.

Для получения сверхвысокого вакуума в системе мы используем магниторазрядный насос в сочетании с геттерными газопоглотителями. Однородность магнитного поля обеспечивается многослойной системой магнитных экранов и системой катушек подмагничивания. Доступ оптического излучения в вакуумную систему осуществляется через стандартные просветленные на длину волны 780 нм вакуумные окна и систему телескопов, формирующих лучи диаметром около 20 мм. Физическая часть стоит на платформе с активной виброизоляции, расположенной в подвальном помещении нашей лаборатории.

Лазерная система атомного интерферометра состоит из трех оптоволоконных лазерных систем, каждая из которых имеет в своем составе задающий лазер с длиной волны 1560 нм, усилитель оп-

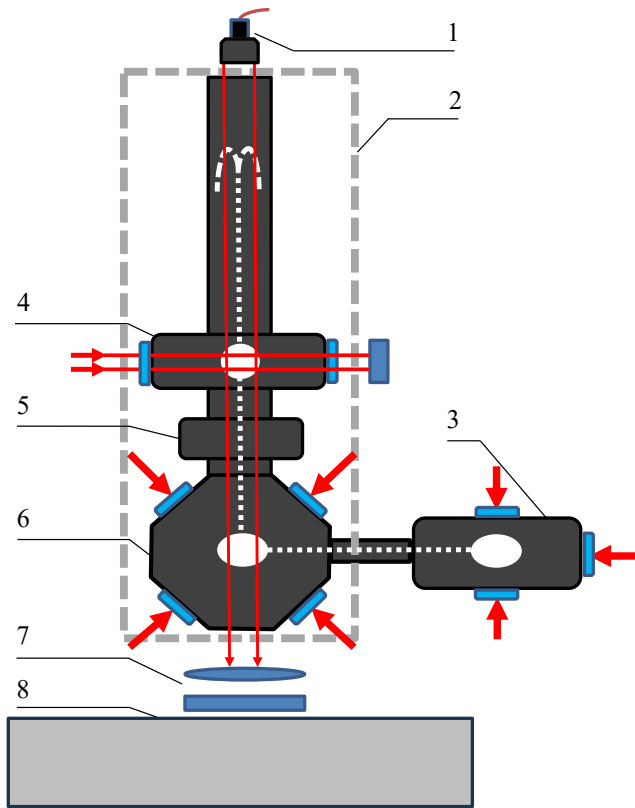


Рис. 2. Физическая часть атомного интерферометра: 1 — рамановский телескоп; 2 — система магнитных экранов; 3 — источник медленных атомов; 4 — секция детектирования; 5 — селектирующий резонатор; 6 — основная оптическая ловушка; 7 — рамановский отражатель; 8 — виброизоляция платформа

тического излучения и частотный удвоитель. Две такие системы обеспечивают излучение для процессов охлаждения, накачки и детектирования атомов, третья система вместе с волоконным электрооптическим модулятором (ВЭОМ) обеспечивает рамановское излучение. Подробное описание лазерной системы приведено в [25]. Система управления атомного интерферометра основана на системе модульных приборов реального масштаба времени, использующей внешний опорный сигнал водородного стандарта. Микроволновый генератор, запитывающий ВЭОМ и селектирующий резонатор, также использует опору от водородного стандарта.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

После полной подготовки установки к проведению измерений нами было исследовано взаимодействие атомов с одним оптическим импульсом в конфигурациях сонаправленных и противоположно на-

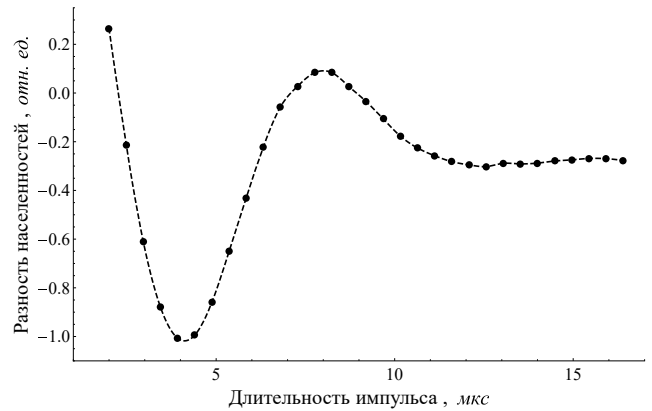


Рис. 3. Зависимость разности населенностей уровней $|F = 1, m_F = 0\rangle$ и $|F = 2, m_F = 0\rangle$ изотопа ^{87}Rb от длительности приложенного оптического импульса

правленных лучей. Результат взаимодействия с рамановским импульсом в противоположно направленной конфигурации приведен на рис. 3.

Показанные на рис. 3 осцилляции Раби получены при мощности и отстройке (Δ на рис. 1) рамановского излучения около 500 мВт и 380 МГц соответственно. Из представленной зависимости следует, что характерная спектральная ширина Γ_π π -импульса, длительность которого составляет около 4 мкс, равна 125 кГц. С другой стороны, характерная ширина Γ_{dop} доплеровского контура атомного облака при температуре 2 мК составляет около 42 кГц, таким образом, $\Gamma_{dop} \approx \Gamma_\pi/3$, что позволяет нам на данный момент упростить селекцию по скоростям.

Далее была исследована атомная интерферометрия в рабочей конфигурации $\pi/2 - \pi - \pi/2$ противоположно направленных рамановских лучей. Принципиальным отличием схемы взаимодействия атомов с несколькими оптическими импульсами от схемы взаимодействия атомов с одним оптическим импульсом является возможность измерения фазы эффективной оптической волны, образованной падающим на зеркало и отраженным от него рамановским излучением. Вместе с тем для компенсации эффекта Доплера, вызванного движением свободно падающих атомов, необходимо линейно перестраивать частоту рамановского излучения для того, чтобы оставаться в резонансе с атомами на протяжении всего времени опроса. Таким образом, конечные населенности уровней атомов будут зависеть от скорости α изменения частоты рамановского излучения, и обычно наблюдают интерференционную картину атомных состояний при вариации именно этого параметра. С другой стороны, вариация фазы рамановского излучения также приводит к ин-

терференции атомных состояний. На рис. 4 показана картина атомной интерферометрии при изменении начальной фазы второго рамановского импульса (π -импульса).

При исследовании схемы $\pi/2 - \pi - \pi/2$ параметры рамановского излучения и длительности импульсов определены исходя из схемы взаимодействия с одним импульсом и примерно равны приведенным выше значениям: время между импульсами $T = 150$ мс, время одного полного цикла $T_c = 0.9$ с. Представленная интерференционная картина получена при одном сканировании без усреднения, оценка среднеквадратичного отклонения измерений фазы интерферометра составляет около 0.2 рад. Полученный результат позволяет перейти к измерениям искомой величины — ускорения свободного падения g , а также к вопросам чувствительности этих измерений.

4. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Атомный интерферометр представляет собой достаточно сложную измерительную систему. На результат его конечных измерений влияют различные шумовые процессы, источниками которых могут являться, например, вибрационные шумы рамановского отражателя или фазовые шумы рамановского лазерного излучения. Для вычисления вклада, обусловленного произвольным источником шума и ограничивающего чувствительность измерений, удобно использовать аппарат функции чувствительности атомного интерферометра [26]. Ниже будут определены основные источники шумов, ограничивающие чувствительность нашего интерферометра.

Локальное значение ускорения свободного падения определяется на основе конечной вероятности P , равной разности населенностей уровней $|F = 1, m_F = 0\rangle \equiv |a\rangle$ и $|F = 2, m_F = 0\rangle \equiv |b\rangle$ (см. рис. 4). Пусть в произвольный момент времени t флуктуация фазы $\delta\phi(t)$ в интерферометре вызывает флуктуацию вероятности $\delta P(\delta\phi(t), t)$. Определим функцию чувствительности $g_\phi(t)$ следующим образом:

$$g_\phi(t) = \lim_{\delta\phi \rightarrow 0} \frac{\delta P(\delta\phi(t), t)}{\delta\phi(t)}. \quad (1)$$

Для удобства дальнейших рассуждений, учитывая соотношение $\delta\phi(t) = k_{eff}\delta z(t)$, где k_{eff} — волновой вектор эффективной волны интерферометра, образованной падающим и отраженным ра-

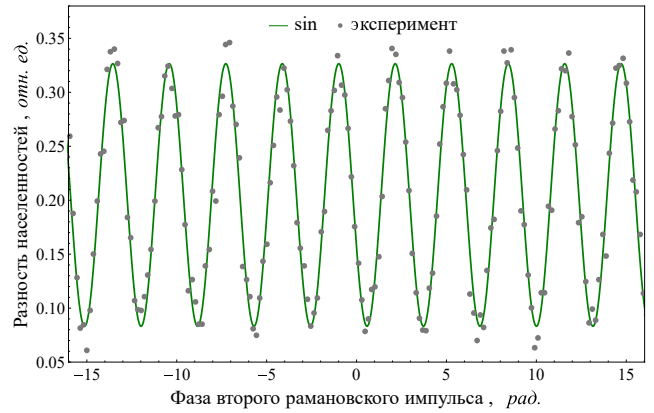


Рис. 4. Зависимость разности населенностей уровней $|F = 1, m_F = 0\rangle$ и $|F = 2, m_F = 0\rangle$ изотопа ^{87}Rb от фазы второго приложенного оптического импульса

мановскими лучами, $\delta z(t)$ — флуктуация вертикальной координаты волнового фронта эффективной волны в момент времени t , введем функцию чувствительности

$$g_z(t) = k_{eff} g_\phi(t). \quad (2)$$

Вместе с функцией $g_z(t)$ введем также функции чувствительности $g_v(t)$ и $g_a(t)$ к флуктуациям первой и второй производной $z(t)$ соответственно. Тогда можно показать, что эти чувствительности связаны соотношениями

$$g'_v(t) = -g_z(t), \quad g'_a(t) = -g_v(t). \quad (3)$$

Общий вид этих нормированных на единицу функций приведен на рис. 5. Теперь для расчета влияния фазовых флуктуаций удобно использовать функцию $g_\phi(t)$ или нормированную $g_z(t)$ для расчета влияния частотных флуктуаций, $g_v(t)$, а для расчета влияния флуктуаций ускорений, — $g_a(t)$.

Функция чувствительности $g_\phi(t)$ может быть рассчитана как аналитически, так и численно. Можно показать [26], что в спектральном представлении справедливы следующие соотношения:

$$\sigma_{\Phi,i}^2 = \int_0^\infty |G_i(\omega)|^2 S_i(\omega) d\omega, \quad (4)$$

здесь $i = (\phi, z, v, a)$ — флуктуирующая величина, $G_i(\omega)$ — фурье-образ функции чувствительности этой величины, $S_i(\omega)$ — спектральная плотность мощности, $\sigma_{\Phi,i}$ — среднеквадратичное отклонение фазы Φ интерферометра, $\sigma_{\Phi,i}^2(\tau)$ — вариация Аллана при времени усреднения τ :

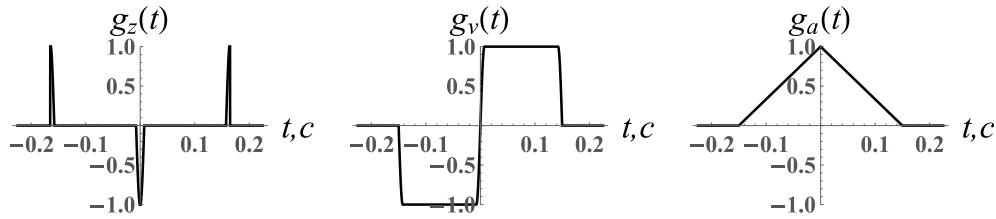


Рис. 5. Общий вид нормированных функций чувствительности $g_z(t)$, $g_v(t)$ и $g_a(t)$ на интервале $(-T_c/4, +T_c/4)$ для схемы $\pi/2 - \pi - \pi/2$ при $T_c = 0.9$ с, $T = 0.15$ с

$$\sigma_{\Phi,i}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \left| G_i \left(\frac{2\pi n}{T_c} \right) \right|^2 S_i \left(\frac{2\pi n}{T_c} \right). \quad (5)$$

Таким образом, для вычисления искомого вклада от произвольного шумового процесса, ограничивающего чувствительность интерферометра, необходимо знать спектральные плотности мощности шума и функции чувствительности. На рис. 6 приведена спектральная плотность мощности функции чувствительности для случая флуктуации ускорения $|G_a|^2$. Отметим, что данная зависимость имеет осциллирующий характер и стремится к нулю на частотах $f_k \approx k/T$. С учетом соотношений (2), (3) для любого шумового процесса функция чувствительности имеет указанную особенность. Вместе с тем функция чувствительности определяет частотную полосу, в которой значителен тот или иной шумовой процесс, что является удобным инструментом для анализа.

4.1. Фундаментальный предел

Прежде чем оценить основные инструментальные шумы на основе развитого аппарата функции чувствительности, проведем оценку фундаментального шума, возникающего при детектировании атомных состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$ [27]. Данный шум является фундаментальным пределом интерферометра и демонстрирует его конечную чувствительность. Однако обычно на практике доминирующим оказывается инструментальный шум. Для оценки фундаментального шума $\sigma_{g,at}$, используя выражение для фазы интерферометра Φ , имеем

$$\Phi = k_{eff} g T^2, \quad (6)$$

$$\sigma_{g,at} = \frac{1}{k_{eff} T^2} \sqrt{\frac{1}{N_{at}} \frac{T_c}{\tau}}.$$

Для экспериментальной установки имеем $N_{at} \approx 10^6$, $T = 0.15$ с, $T_c = 0.9$ с, что дает оценку $\sigma_{g,at} \approx 0.26$ мкГал на времени измерения $\tau = 1$ с. Из дальнейших оценок инструментального шума

будет видно, что фундаментальный шум нашего интерферометра является пренебрежимо малым.

4.2. Рамановское излучение

Без ограничения общности будем считать, что в процессе взаимодействия атомов с рамановским излучением возникают два основных независимых шумовых процесса: фазовые и амплитудные шумы рамановского излучения. Рамановское излучение формируется на основе техники применения ВЭОМ, и благодаря свойству фазовой когерентности такой модуляции конечный фазовый шум оптического излучения определяется фазовым шумом S_ϕ источника сигналов, запрашивающего ВЭОМ [28]. Измеренный кросс-корреляционным методом фазовый шум используемого генератора приведен на рис. 7. Рассчитанное при $T = 0.15$ с, $T_c = 0.9$ с значение оценки $\sigma_{g,\phi}$ на основе выражения (5) составляет 2.61 мкГал на 1 с измерения.

Амплитудные флуктуации рамановского излучения приводят к флуктуации частоты Раби, что приводит к флуктуациям фазы Φ и измеряемой величины g интерферометра. Обозначая интенсивность рамановского излучения I , среднеквадратичное отклонение

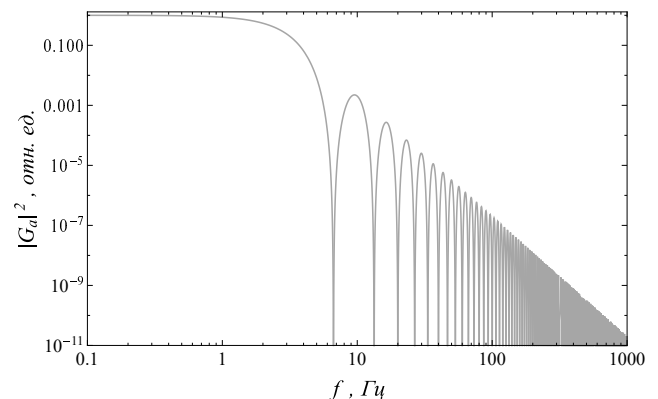


Рис. 6. Частотная зависимость спектральной плотности мощности $|G_a|^2$, построенная при $T = 0.15$ с и длительности π -импульса 5 мкс

Таблица. Вклады в чувствительность атомного интерферометра

Источник	Обозначение	Чувствительность, мкГал/Гц ^{1/2}
Фундаментальный шум	$\sigma_{g,at}$	0.26
Фазовый шум рамановского излучения	$\sigma_{g,\phi}$	2.61
Амплитудный шум рамановского излучения	$\sigma_{g,\delta I}$	2.91
Вибрационный шум рамановского отражателя	$\sigma_{g,\delta a}$	300
Итого	$\sigma_{g,\Sigma}$	300

нение флуктуации интенсивности σ_I , оценку вклада $\sigma_{g,\delta I}$ можно получить, используя выражение [1, 28]

$$\sigma_{g,\delta I} = \frac{1}{k_{eff} T^2} \frac{\pi \sigma_I}{2I} \sqrt{\frac{T_c}{2\tau}}.$$

(7)

Для рамановского излучения нашей лазерной системы флуктуации интенсивности имеют характер белого шума, и на времени измерения около 10 ч величина σ_I/I не превышает 1 %. Тогда значение оценки $\sigma_{g,\delta I}$ на основе (7) составляет 2.91 мкГал на времени измерения $\tau = 1$ с.

4.3. Вибрационные шумы

Вибрационный шум рамановского отражателя или зеркала обычно является основным источником шума, ограничивающим чувствительность атомного интерферометра. Вибрационный шум зеркала определяется как изначальным уровнем вибраций, которые характерны для лаборатории, так и коэффициентом подавления этих вибраций, определяе-

мым техникой компенсации вибрационного шума. Наша лаборатория располагается в подвальном помещении, вынесенном из черты города на расстоянии примерно 3 км. Для подавления вибраций мы используем платформу с системой активной компенсации. На рис. 8 приведены спектральная плотность мощности S_a [м/(с² · Гц^{1/2})] шумов изначального уровня вибраций и коэффициент подавления K_a платформы в спектральном представлении. Данные измерения были проведены в дневное рабочее время, когда средний уровень вибраций помещения является наибольшим по отношению к аналогичным измерениям вибраций на других интервалах времени в течение суток. Рассчитанное при $T = 0.15$ с, $T_c = 0.9$ с значение оценки $\sigma_{g,\delta a}$ на основе функции чувствительности согласно (4), (5) составляет 300 мкГал на 1 с измерения. Как видно на рис. 6 и 8, а также из проведенных расчетов, полоса частот от 1 до 10 Гц является определяющей полосой

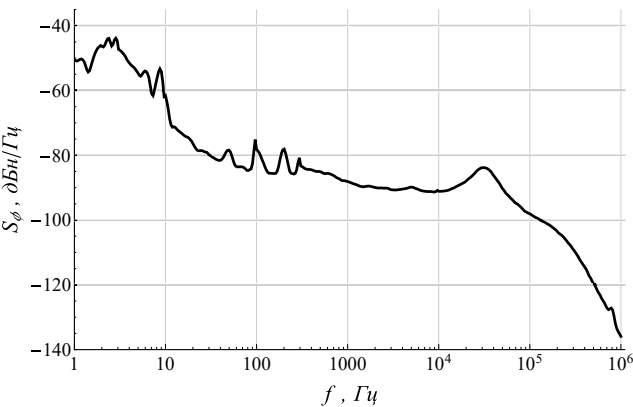


Рис. 7. Спектральная плотность мощности S_ϕ фазового шума генератора, запитывающего ВЭОМ

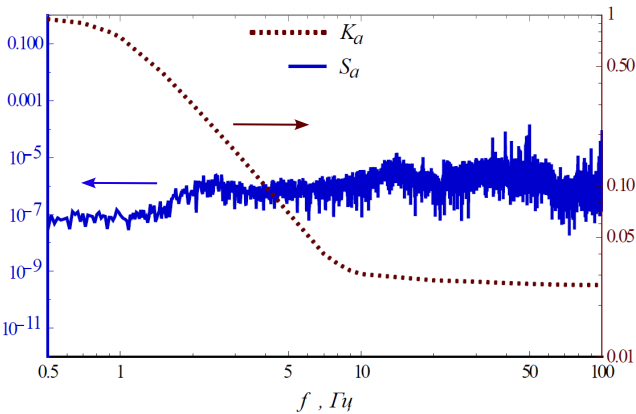


Рис. 8. Спектральная плотность мощности S_a вибраций и коэффициент подавления K_a платформы в спектральном представлении

вибрационных шумов, которые ограничивают чувствительность нашего интерферометра.

Таким образом, проведенный анализ чувствительности интерферометра, результаты которого отображены в таблице, показывает доминирование вклада вибрационных шумов рамановского зеркала, которые ограничивают чувствительность измерений. Дальнейшее подавление таких шумов можно выполнить, например, с помощью измерений чувствительного акселерометра, установленного вблизи зеркала.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты выполненных исследований, изложенные в разд. 4, показывают чувствительность интерферометра около $300 \text{ мкГал}/\text{Гц}^{1/2}$. Типичная картина измерений при $T = 0.15 \text{ с}$, $T_c = 0.9 \text{ с}$, проведенных на полусуточном интервале времени наблюдения, приведена на рис. 9 а. Для расчета приливных ускорений использовалась модель на основе планетарной теории EPM2021 [29].

Определим остаточную флуктуацию δg ускорения свободного падения:

$$\delta g = (g - g_0) - g_t, \quad (8)$$

где g — измеряемая величина ускорения свободного падения, g_0 — среднее значение измеренного ускорения свободного падения, g_t — величина приливного изменения ускорения свободного падения, определяемая из модели приливных ускорений.

Результаты построенной девиации Аллана для величины δg , соответствующей данным, отображенным на рис. 9 а, показаны на рис. 9 б. Из представленной зависимости следует, что остаточные флуктуации δg имеют характер белого шума и предельная чувствительность нашего интерферометра составляет около 5 мкГал при времени усреднения 1 ч .

После серии полусуточных измерений (рис. 9) были проведены долговременные измерения на пяти сутках, результаты которых приведены на рис. 10. Время цикла и время между импульсами равны соответственно $T_c = 0.9 \text{ с}$ и $T = 0.15 \text{ с}$. Оценка среднеквадратичного отклонения величины δg составляет около 300 мкГал на времени $\tau = 1 \text{ с}$ по всему массиву данных измерений, что говорит об отсутствии какой-либо деградации чувствительности интерферометра в течение всего времени измерений. Таким образом, разработанный интерферометр позволяет проводить долговременные непрерывные измерения ускорения свободного падения.

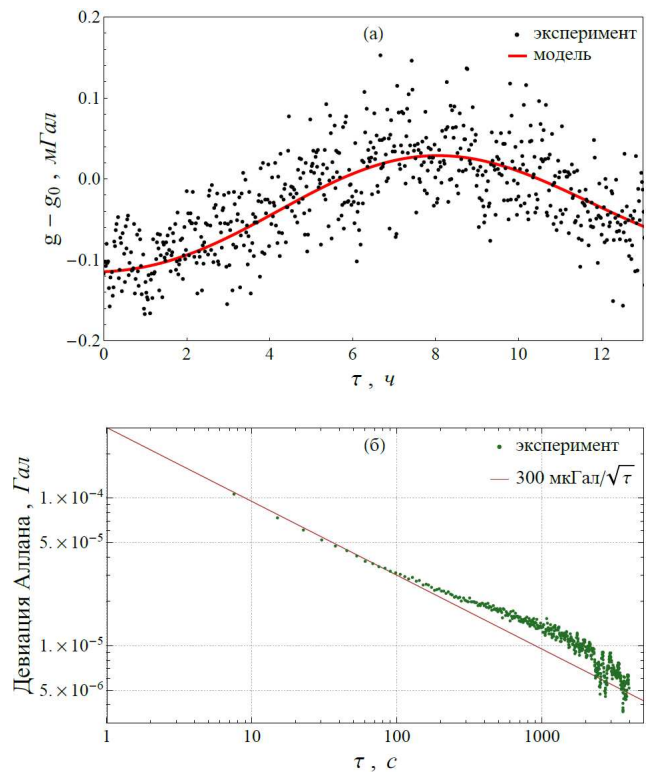


Рис. 9. а — Временная зависимость измеряемой величины $g - g_0$; длительность усреднения составляет 1 мин, $g_0 = 981.55905 \text{ Гал}$. б — Девиация Аллана остаточных флуктуаций δg ускорения свободного падения

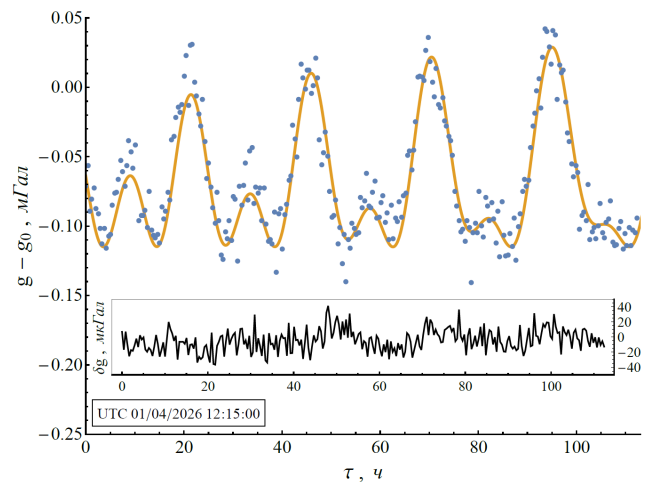


Рис. 10. Временная зависимость измеряемой величины $g - g_0$ и соответствующей остаточной флуктуации δg . Время начала измерений в формате UTC приведено на специальной вставке, длительность усреднения составляет 20 мин, $g_0 = 981.55905 \text{ Гал}$

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В нашем институте разработан квантовый интерферометр на основе фонтана охлажденных атомов ^{87}Rb . В настоящей статье приведены результаты полученной интерферометрии, а также подробный анализ факторов, влияющих на конечную чувствительность интерферометра, находящийся в согласии с результатами натурных измерений. Измерения ускорения свободного падения демонстрируют средний уровень чувствительности $300 \text{ мГал/Гц}^{1/2}$, достигающий 5 мГал на времени усреднения 1 ч , и отсутствие деградации чувствительности на интервале измерений 5 сут . Следует отметить, что полученные результаты измерений атомного интерферометра впервые продемонстрированы в России.

Улучшить чувствительность интерферометра в несколько раз возможно за счет дополнительного контроля вибраций и некоторых других технических факторов. Вместе с тем необходимо определить предварительный бюджет систематической погрешности для дополнительного анализа точности измерений прибора.

Финансирование. Работа финансировалась за счет средств бюджета Всероссийского научно-исследовательского института физико-технических и радиотехнических измерений.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Metrologia* **38**, 25 (2001).
2. J. Le Gouët, T. Mehlstäubler, and J. Kim, *Appl. Phys. B* **92**, 133 (2008).
3. Z.-K. Hu, B.-L. Sun, X.-C. Duan et al., *Phys. Rev. A* **88**, 043610 (2013).
4. T. Farah, C. Guerlin, A. Landragin et al., *Gyroscopy Navig.* **5**, 266 (2014).
5. M. de Angelis, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti et al., *Meas. Sci. Technol.* **20**, 022001 (2009).
6. M. Schmidt, A. Senger, M. Hauth et al., *Gyroscopy Navig.* **2**, 170 (2011).
7. M.-K. Zhou, X.-C. Duan, L.-L. Chen et al., *Chin. Phys. B* **24**, 050401 (2015).
8. B. Wu, Z. Wang, B. Cheng et al., *Metrologia* **51**, 452 (2014).
9. D. N. Kapusta, A. E. Bonert, A. N. Goncharov et al., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **168**, 47 (2025) [Д. Н. Капуста, А. Э. Бонерт, А. Н. Гончаров и др., *ЖЭТФ* **168**, 47 (2025)].
10. M. J. Snadden, J. M. McGuirk, P. Bouyer et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 971 (1998).
11. N. Yu, J. Kohel, J. Kellogg et al., *Appl. Phys. B* **84**, 647 (2006).
12. X.-C. Duan, M.-K. Zhou, D.-K. Mao et al., *Phys. Rev. A* **90**, 023617 (2014).
13. T. L. Gustavson, P. Bouyer, and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2046 (1997).
14. A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 760 (1997).
15. B. Dubetsky and M. A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **74**, 023615 (2006).
16. Yu. S. Domnin, G. A. Yolkin, A. V. Novoselov et al., *Quantum Electron.* **34**, 1084 (2004) [Ю. С. Домнин, Г. А. Елкин, А. В. Новоселов и др., *Квант. электрон.* **34**, 1084 (2004)].
17. D. S. Kupalov, V. N. Baryshev, I. Yu. Blinov et al., *Meas. Tech.* **64**, 817 (2022) [Д. С. Купалов, В. Н. Барышев, И. Ю. Блинов и др., *Измер. техника* № 10, 28 (2021)].
18. K. Yu. Pavlenko, Yu. K. Pavlenko, A. A. Belyaev et al., *Quantum Electron.* **48**, 967 (2018) [К. Ю. Павленко, Ю. К. Павленко, А. А. Беляев и др., *Квант. электрон.* **48**, 967 (2018)].
19. A. Yu. Gribov, O. I. Berdasov, G. S. Belotelov et al., *Meas. Tech.* **63**, 959 (2021) [А. Ю. Грибов, О. И. Бердасов, Г. С. Белотелов и др., *Измер. техника* № 12, 22 (2020)].
20. A. V. Semenko, G. S. Belotelov, D. V. Sutyurin et al., *Quantum Electron.* **51**, 484 (2021) [А. В. Семенко, Г. С. Белотелов, Д. В. Сутырин и др., *Квант. электрон.* **51**, 484 (2021)].
21. V. N. Baryshev, G. V. Osipenko, A. V. Novoselov et al., *Quantum Electron.* **52**, 538 (2022) [В. Н. Барышев, Г. В. Осипенко, А. В. Новоселов и др., *Квант. электрон.* **52**, 538 (2022)].
22. M. N. Skvortsov, S. M. Ignatovich, V. I. Vishnyakov et al., *Quantum Electron.* **50**, 576 (2020) [М. Н. Скворцов, С. М. Игнатович, В. И. Вишняков и др., *Квант. электрон.* **50**, 576 (2020)].
23. M. Kasevich and S. Chu, *Appl. Phys. B* **54**, 321 (1992).

24. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, *Nature* **400**, 849 (1999).
25. G. V. Osipenko, M. S. Aleynikov, Ju. V. Pashkova et al., *Meas. Tech.* **68**, 26 (2025) [Г. В. Осипенко, М. С. Алейников, Ю. В. Пашкова и др., *Измер. техника* **74**(1), 29 (2025)].
26. P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos et al., *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **57**, 1141 (2008).
27. G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619 (1999).
28. Lingxiao Zhu, *A Cold Atoms Gravimeter for Use in Absolute Gravity Comparisons*, PhD Thesis, University of Birmingham, Birmingham (2018).
29. <https://iaaras.ru/dept/ephemeris/online/>

High Sensitivity Atom Interferometer Based on Cold Rubidium Atomic Fountain

M. S. Aleynikov, G. V. Osipenko, A. V. Novoselov*

All-Russian Scientific Research Institute for Physical-Engineering and Radiotechnical Metrology,
141570, Mendeleevo, Moscow Region, Russia

*E-mail: alejnikov@vniiftri.ru

Received May 16, 2026

Revised July 24, 2026

Accepted July 27, 2026

Abstract

The paper presents the first results of research on an atom interferometer based on a fountain of cold ^{87}Rb atoms developed at VNIIFTRI. The key characteristics of the atom interferometer and the factors that limit its sensitivity are discussed. The results of atomic interferometry obtained through the interaction of ^{87}Rb atoms with different sequences of optical pulses are presented. The developed interferometer demonstrates a sensitivity of approximately $300 \mu\text{Gal}/\text{Hz}^{1/2}$, which reaches $5 \mu\text{Gal}$ at an interrogation time of 1 h. The results of continuous five-day measurements without sensitivity degradation, illustrating the effect of tidal forces, are presented. These results, obtained for the first time in Russia, pave the way for long-term absolute measurements of free fall acceleration with high sensitivity.

Keywords: atom interferometer, laser cooling, cold atoms, gravimetry, inertial sensors

Funding. This work was funded from the budget of the All-Russian Scientific Research Institute for Physical-Engineering and Radiotechnical Metrology.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.