

ТЕСТИРОВАНИЕ ПРИНЦИПА ЛОКАЛЬНОЙ ПОЗИЦИОННОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ДВУХРЕЗОНАТОРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ

А. Р. Агачев^a, И. Ю. Белов^{b,c}, В. В. Бочкарев^{b,c}, Р. А. Даишев^{b,c}, С. В. Маврин^a,
З. Г. Мурзаханов^b, А. Ф. Скочиллов^{a,b*}, Ю. П. Чугунов^a, О. П. Шиндяев^a

^a Государственный институт прикладной оптики
420075, Казань, Россия

^b Научный центр гравитационно-волновых исследований «Дулкын»
420503, Казань, Россия

^c Казанский государственный университет
420008, Казань, Россия

Поступила в редакцию 21 июля 2009 г.

Представлены результаты по проверке принципа локальной позиционной инвариантности, являющегося составной частью принципа эквивалентности Эйнштейна, в «нулевом» эксперименте по гравитационному «красному» смещению. Обработка массива экспериментальных данных, собранного в течение пяти месяцев работы двухрезонаторной лазерной системы, у которой один резонатор находился в режиме свободной генерации, а частота второго была стабилизирована по нелинейному сверхузкому резонансу поглощения молекулы метана, позволила подтвердить универсальность закона гравитационного красного смещения на уровне 0.9 %. Этот результат почти в два раза улучшает существующую минимальную (1.7 %) оценку тестирования принципа локальной позиционной инвариантности для часов разной физической природы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время общая теория относительности (ОТО) является общепризнанной метрической теорией гравитации и составляет фундамент, на котором базируются наши знания о структуре пространства-времени. Начиная с 1919 г., ОТО проверялась со все возрастающим уровнем точности, и на сегодняшний день она с успехом объясняет все имеющиеся данные многочисленных экспериментов [1]. Однако вопрос описания гравитации на квантовом уровне до сих пор остается неразрешенным. Трудности, встреченные на пути квантования гравитации, а также открытие в конце 1990-х годов аномального поведения Вселенной, обусловленного присутствием темной энергии на космологических масштабах, показывают, что тензорная структура гравитации, ле-

жащая в основе ОТО, возможно, требует изменений. Такие ожидаемые отклонения от ОТО приводят в некоторых новых теориях к необходимости нарушения принципа эквивалентности Эйнштейна. Поэтому тестирование основных принципов ОТО становится сегодня актуальной задачей, причем подтверждение или нарушение этих принципов одинаково важно для развития новых идей и теорий, призванных расширить границы нашего понимания устройства Вселенной.

Одно из следствий принципа эквивалентности Эйнштейна приводит к наличию гравитационного смещения спектральных линий (так называемое красное смещение), что эквивалентно зависимости хода часов от локального гравитационного потенциала φ . При этом, согласно принципу локальной позиционной инвариантности (ЛПИ), являющемуся составной частью принципа эквивалентности Эйнштейна [2], гравитационное смещение частоты хода

*E-mail: skochilov@rambler.ru

часов является универсальным и не должно зависеть от типа используемых часов.

Принцип ЛПИ может быть протестирован с помощью экспериментов по измерению эффекта гравитационного красного смещения, согласно которому в слабых гравитационных полях ($\varphi/c^2 \ll 1$, c — скорость света) зависимость частоты ν хода любых часов от гравитационного потенциала φ имеет вид $\nu = \nu_0(1 + \varphi/c^2)$, где ν_0 — частота хода часов в отсутствие гравитационного поля (собственная частота). Если предположить нарушение принципа ЛПИ, то эту зависимость можно представить в виде [2]

$$\nu_A = \nu_0 \left[1 + (1 + \beta_A) \frac{\varphi}{c^2} \right],$$

где безразмерная величина β_A характеризует степень отклонения от закона красного смещения, следующего из принципа эквивалентности Эйнштейна, а индекс «А» указывает на возможную зависимость частоты ν_A от конкретного типа используемых часов.

Один из способов проверки принципа ЛПИ («нулевой» эксперимент по красному смещению — null gravitational red-shift experiment [2]) основан на сравнении хода неидентичных часов А и В, расположенных в точках с одинаковыми значениями гравитационного потенциала, при временных вариациях самого потенциала $\varphi(t) = \varphi_0 + \Delta\varphi(t)$. В этом случае нарушение принципа ЛПИ будет приводить к ненулевой разности частот

$$\nu_A - \nu_B = \nu_0(\beta_A - \beta_B) \frac{\Delta\varphi(t)}{c^2}. \quad (1)$$

Большое число экспериментальных работ, связанных с проверкой принципа ЛПИ по формуле (1), проводилось на основе сравнения частот атомных переходов различных веществ при изменениях $\Delta\varphi(t)$ гравитационного потенциала, вызванных орбитальным движением Земли вокруг Солнца. Минимальный верхний предел возможных значений величины $\beta_A - \beta_B$ был получен этим способом в работе [3] при сравнении вариаций частот водородного мазера (H) и цезиевого атомного стандарта частоты (Cs): $|\beta_H - \beta_{Cs}| \leq 1.4 \cdot 10^{-6}$.

Изменение $\Delta\varphi(t)$ гравитационного потенциала за счет орбитального движения Земли вокруг Солнца по эллипсу с эксцентриситетом e описывается выражением [3]

$$\frac{\Delta\varphi(t)}{c^2} = e \frac{GM}{ac^2} \cos E, \quad (2)$$

где G — гравитационная постоянная, M — масса Солнца, a — большая полуось эллипса, E — эксцентрисическая аномалия, определяющая положение планеты как угол, отмеряемый от перигея.

В работах [4, 5] нулевой эксперимент по красному смещению проводился на основе сравнения частоты атомного перехода с собственной частотой электромагнитного резонатора, т. е. сравниваемые часы имели совершенно разную физическую природу. При этом в работе [4] в результате измерений вариаций частот водородного мазера и сверхпроводящего электромагнитного резонатора был получен верхний предел $|\beta_{res} - \beta_H| \leq 1.7 \cdot 10^{-2}$, а в работе [5] при сравнении изменений частоты электронного перехода в молекулах йода (I_2) и собственной частоты криогенного оптического резонатора, был установлен верхний предел $|\beta_{res} - \beta_{I_2}| \leq 4 \cdot 10^{-2}$. Однако, как было указано [3], в работе [5] ошибочно использовалось вдвое большее значение множителя перед косинусом в формуле (2), что привело к заниженному значению верхнего предела, который с учетом этой поправки должен составлять $|\beta_{res} - \beta_{I_2}| \leq 8.0 \cdot 10^{-2}$.

Эксперименты с часами разной физической природы дают верхний предел на четыре порядка выше, чем при проверке принципа ЛПИ с помощью сравнения только атомных частот перехода различных веществ. Отметим, что в экспериментах с часами разной физической природы универсальность закона гравитационного красного смещения тестируется наиболее жестко, поскольку сравниваются микроскопические (точечные) квантовые часы, частота которых определяется постоянной тонкой структуры, с макроскопическими (протяженными) часами, частота которых определяется оптической длиной резонатора. Кроме того, в работах [6, 7] было указано, что именно в экспериментах с часами разной физической природы необходимо получить максимально точную оценку величины $\beta_A - \beta_B$, поскольку существует несколько подходов релятивистского обобщения классической теории упругости, которые предсказывают различные результаты в нулевом эксперименте по красному смещению. Таким образом тестирование принципа ЛПИ с часами разной физической природы позволяет одновременно проводить более корректную селекцию возможных существующих способов оценки релятивистского отклика упругой среды на переменное гравитационное поле.

Для проверки принципа ЛПИ и тестирования альтернативных способов расчета длины резонатора в слабом переменном гравитационном поле в работе [6] предлагалось использовать двухрезонаторную лазерную систему, в которой частота генерации

одного из резонаторов привязана к атомному стандарту частоты ν_C , а второй резонатор находится в режиме свободной генерации с частотой ν_{res} . При этом была получена формула для изменения разности частот $\Delta\nu(t) = \nu_{res} - \nu_C$ резонаторов лазерной системы в переменном гравитационном потенциале [6]:

$$\Delta\nu(t) = \nu_0(1 - \xi) \frac{\Delta\varphi(t)}{c^2}, \quad (3)$$

где феноменологический безразмерный параметр ξ определяется решением упругодинамической задачи теории упругости для эволюции механической длины резонатора в переменном гравитационном поле и может принимать разные значения для альтернативных подходов релятивистского обобщения классической теории упругости [6, 7]. Идея по проверке принципа ЛПИ, изложенная в работе [6], была реализована на экспериментальной установке — детекторе «Дулкын» первого уровня («Дулкын-1») [8].

В данной работе приводятся экспериментальные результаты тестирования принципа ЛПИ в нулевом эксперименте по гравитационному красному смещению с помощью двухрезонаторной лазерной системы детектора «Дулкын-1».

2. ДВУХРЕЗОНАТОРНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТОРА «ДУЛКЫН-1»

Подробное описание структурно-функциональной схемы детектора «Дулкын-1», а также технические характеристики всех его основных систем и блоков приведены в работе [8], поэтому ограничимся здесь рассмотрением принципиальной схемы экспериментальной установки, изображенной на рис. 1. Основой детектора является двухрезонаторная лазерная система, содержащая два пространственно-неэквивалентных резонатора (сигнальный и опорный), в которых генерируются с помощью одной газоразрядной He-Ne-трубки 1 без окон Брюстера оптические излучения со взаимно ортогональными линейными поляризациями на длине волны 3.39 мкм.

Сигнальный резонатор образован зеркалами R_1 , R_3 , R_4 и R_5 . В нем генерируется оптическое излучение TE-поляризации (сплошная линия), вектор электрического поля которого перпендикулярен плоскости рис. 1. При этом проход излучения с этой поляризацией от зеркал R_3 и R_4 к концевым автоколлимационным зеркалам R_1 и R_5 обеспечивается соответственно поляризационными призмами P_1 и

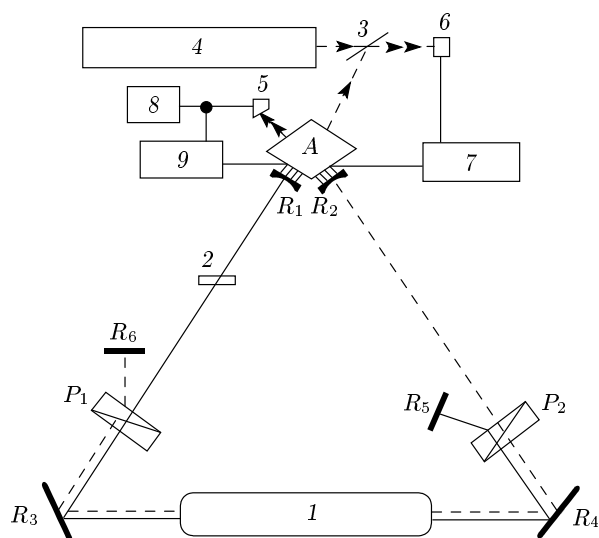


Рис. 1. Двухрезонаторная лазерная система: 1 — He-Ne-трубка; 2 — фазовый модулятор; 3 — светоделительная пластинка; 4 — He-Ne/CH₄-лазер; 5, 6 — фотодетекторы; 7 — блок фазовой автоподстройки частоты; 8 — блок обработки сигналов; 9 — система пороговой подстройки частоты; R_1 – R_6 — зеркала; P_1 , P_2 — поляризационные призмы

P_2 . Между зеркалом R_1 и поляризационной призмой P_1 располагается специальный фазовый модулятор 2, предназначенный для инъекции калибровочных периодических сигналов в сигнальный резонатор.

Опорный резонатор образован зеркалами R_2 , R_4 , R_3 и R_6 . В нем генерируется оптическое излучение ТМ-поляризации (штриховая линия), вектор электрического поля которого расположен в плоскости рис. 1. При этом проход излучения с этой поляризацией от зеркал R_4 и R_3 к концевым автоколлимационным зеркалам R_2 и R_6 обеспечивается соответственно поляризационными призмами P_2 и P_1 . Длины опорного и сигнального резонаторов лазерной системы приблизительно одинаковы (около 2 м).

Излучение из опорного резонатора, выходящее через частично пропускающее выходное зеркало R_2 , поступает в блок А, где разделяется на два потока, первый из которых гетеродинируется с помощью светоделительной пластинки 3 с излучением моноблочного ситаллового He-Ne/CH₄-лазера 4 [9, 10], стабилизированного по нелинейному сверхзуктому резонансу поглощения молекулы метана (относительная стабильность частоты порядка 10^{-14}). Сигнал биений, регистрируемый фотодетектором 6, поступает в электронный блок фазовой автоподстройки частоты 7. Последний с помощью пьезоэlemen-

та, закрепленного на зеркале R_2 , осуществляет привязку частоты генерации опорного резонатора лазерной системы к частоте генерации стабилизированного лазера 4 (с точностью фазовой привязки $3 \cdot 10^{-5}$ рад).

Излучение из сигнального резонатора, выходящее через частично пропускающее выходное зеркало R_1 , поступает в блок А, где оно гетеродинируется с помощью линейного поляризатора, у которого ось пропускания образует угол 45° с плоскостью рис. 1, со вторым потоком излучения опорного резонатора лазерной системы, причем сигнал биений регистрируется фотодетектором 5. Сигнал с фотодетектора 5 поступает в блок обработки сигналов 8 и в систему пороговой подстройки частоты 9, которая управляет работой пьезоэлемента, закрепленного на зеркале R_1 . Эта система осуществляет смещение частоты генерации сигнального резонатора в зону захвата частот опорного и сигнального резонаторов лазерной системы и далее начинает работать в пороговом режиме, обеспечивая сохранение режима захвата частот, когда информация о разности частот $\Delta\nu(t)$ переносится в разность фаз $\Delta\Phi(t)$ сигнального и опорного резонаторов.

Все оптические элементы, образующие двухрезонаторную лазерную систему и оптический блок стабилизированного He-Ne/CH₄-лазера, жестко закреплены на единой плите-основании из алюминиевого сплава Д16 (масса 400 кг, диаметр 1.4 м), расположенной внутри вакуумной камеры (остаточное давление не более 0.013 Па). Вакуумная камера, системы 7 и 9 (см. рис. 1) находятся в специализированной экспериментальной кабине, размещенной на глубине 12 м от уровня земли, что вызвано соображениями минимизации влияния вибрационного фона и упрощения задачи температурной стабилизации. В штатном режиме работы детектора «Дулкын-1» система термостабилизации обеспечивает температурный дрейф на плите-основании двухрезонаторной лазерной системы внутри вакуумной камеры на уровне не более 0.01 °С в течение суток.

Непрерывная запись разности фаз $\Delta\Phi(t)$ сигнального и опорного резонаторов лазерной системы, температуры $T(t)$ плиты-основания и давления $P(t)$ внутри вакуумной камеры проводилась в периоды с 24.09 по 30.12.2008 г. (серия 1) и с 18.01 по 5.03.2009 г. (серия 2). Знание зависимости $T(t)$ позволило вычлест из $\Delta\Phi(t)$ часть, коррелированную с изменением температуры плиты-основания (остаточный термодрейф разности фаз сигнального и опорного резонаторов).

Калибровка детектора «Дулкын-1» показала, что синусоидальные сигналы, инжектируемые в сигнальный резонатор с помощью фазового модулятора на частотах $3.6 \cdot 10^{-1}$ Гц ($\Delta\nu_{cs}/\nu_0 = 2 \cdot 10^{-10}$), $2.2 \cdot 10^{-3}$ Гц ($\Delta\nu_{cs}/\nu_0 = 3.3 \cdot 10^{-11}$) и $4.6 \cdot 10^{-5}$ Гц ($\Delta\nu_{cs}/\nu_0 = 2 \cdot 10^{-10}$), выделялись в разности фаз $\Delta\Phi(t)$ с амплитудами соответственно 0.06, 0.01 и 0.06 рад, ($\Delta\nu_{cs}$ — амплитуда изменения частоты генерации сигнального резонатора, вызванная калибровочным сигналом). Таким образом отклик детектора «Дулкын-1» на калибровочные сигналы линеен во всем рабочем диапазоне частот. Последние два калибровочных сигнала постоянно инжектировались в сигнальный резонатор и были наблюдаемы в записи разности фаз $\Delta\Phi(t)$ в сериях 1 и 2, подтверждая отсутствие какого-либо влияния на их форму и амплитуду со стороны системы 9 (см. рис. 1) в течение всего долговременного эксперимента.

Система телеуправления и дистанционного контроля эксперимента позволяла осуществлять активный дистанционный (до 100 м) контроль за всеми измеряемыми параметрами детектора «Дулкын-1» без нарушения температурно-влажностного режима экспериментальной кабины.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В проведенном эксперименте формула (1) для проверки принципа ЛПИ имела следующий вид:

$$\nu_{res} - \nu_{CH_4} = \nu_0(\beta_{res} - \beta_{CH_4}) \frac{\Delta\varphi(t)}{c^2}, \quad (4)$$

где ν_{res} — частота генерации сигнального резонатора лазерной системы, $\nu_{CH_4} \approx \nu_0 \approx 8.848 \cdot 10^{13}$ Гц — частота генерации опорного резонатора лазерной системы, привязанная к частоте генерации прецизионного моноблочного ситаллового He-Ne/CH₄-лазера, стабилизированного по нелинейному сверхузкому резонансу поглощения молекулы метана CH₄.

Изменение безразмерного гравитационного потенциала $\Delta\varphi(t)/c^2$ в выражении (2) для случая небольших значений эксцентриситета e ($e \approx 0.0167$ для орбиты Земли) с достаточной степенью точности можно описать выражением

$$\frac{\Delta\varphi(t)}{c^2} = e \frac{GM}{ac^2} \cos \left[\sqrt{\frac{GM}{a^3}} (t - t_0) \right], \quad (5)$$

где t_0 — ближайший момент времени прохождения через перигеум. Если время t , прошедшее от t_0

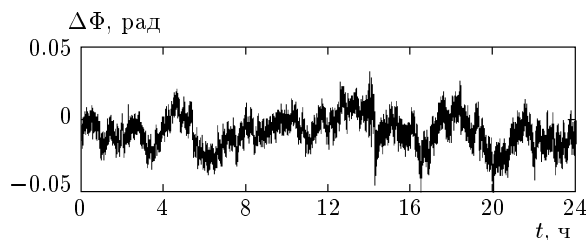


Рис. 2. Суточная запись разности фаз резонаторов лазерной системы

(4.01.2009 г.), измеряется в сутках, то, подставляя в (5) значения соответствующих констант, с достаточно хорошим приближением получаем

$$\frac{\Delta\varphi(t)}{c^2} \approx 1.65 \cdot 10^{-10} \cos \left[\frac{2\pi}{365.25}(t - t_0) \right]. \quad (6)$$

В штатном режиме работы детектора «Дулкын-1» разность частот в левой части формулы (4) трансформируется в изменение разности фаз сигнального и опорного резонаторов лазерной системы. С учетом результатов калибровки детектора «Дулкын-1» амплитуда годового изменения величины $\Delta\varphi(t)/c^2$ (множитель перед косинусом в выражении (6)) будет соответствовать при измерениях разности фаз значению $A_0 = 4.95 \cdot 10^{-2}$ рад.

Для нахождения верхнего предела величины $|\beta_{res} - \beta_{сн_4}|$, характеризующей точность выполнения принципа ЛПИ, необходимо в массиве экспериментальных данных определить уровень составляющей с годовым периодом, соответствующим изменению солнечного гравитационного потенциала на орбите Земли. На рис. 2 приведена типичная суточная запись разности фаз сигнального и опорного резонаторов лазерной системы (после вычитания остаточного термодрейфа фазы и калибровочных сигналов) с интервалом дискретизации 0.05 с.

Определение уровня составляющей с годовым периодом выполняется по ряду среднесуточных значений сигнала. Посуточное усреднение может выполняться с использованием арифметического либо медианного усреднения. На рис. 3 сопоставляются среднесуточные значения разности фаз резонаторов лазерной системы, полученные двумя способами. Среднеквадратичные отклонения медианных средних составляют $3.65 \cdot 10^{-3}$ рад; среднесуточных значений, полученных арифметическим усреднением — $3.73 \cdot 10^{-3}$ рад. Среднеквадратичное отклонение значений, полученных двумя способами, составляет примерно 0.001 рад.

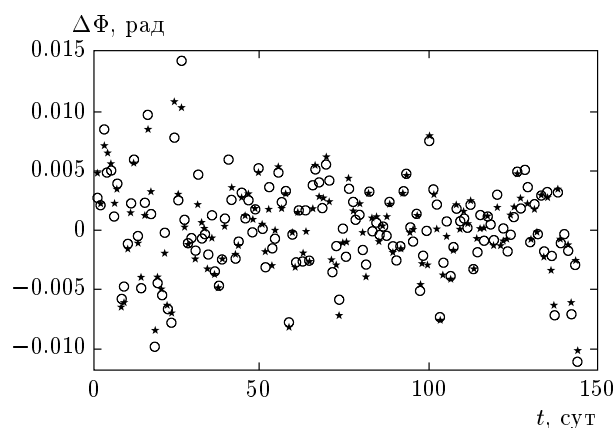


Рис. 3. Медианные (*) и арифметические (o) среднесуточные значения разности фаз резонаторов лазерной системы

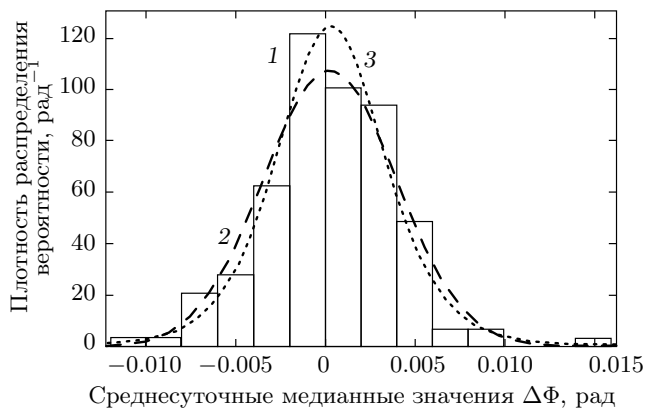


Рис. 4. Распределение вероятностей среднесуточных значений $\Delta\Phi$: 1 — эмпирическое распределение; 2 — нормальное распределение; 3 — t -распределение

Дальнейшие вычисления проведены для ряда медианных среднесуточных значений. Была выполнена проверка на соответствие ряда среднесуточных значений нормальному закону распределения. Использовался тест Лильефорса [11]. Вероятность получить рассчитанное значение статистики Лильефорса при верности гипотезы о нормальном распределении составляет 0.02232, и, таким образом, при любом разумном уровне значимости гипотеза не подтверждается. Эмпирическое распределение среднесуточных значений и его модельные аппроксимации приведены на рис. 4.

Существенно лучше эмпирическое распределение аппроксимируется t -распределением с числом

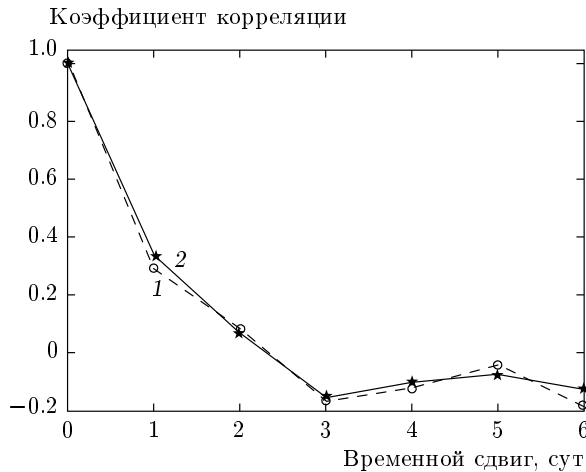


Рис. 5. Нормированная автокорреляционная последовательность среднесуточных значений $\Delta\Phi$, полученная с помощью коэффициентов корреляции Пирсона (1) и Спирмена (2)

степеней свободы 6.17. Решение о типе распределения принимается по значению отношения правдоподобия

$$l(y_1, \dots, y_n) = \frac{w(y_1, \dots, y_n | H_t)}{w(y_1, \dots, y_n | H_n)},$$

где $w(y_1, \dots, y_n | H_t)$ — плотность распределения эмпирических среднесуточных значений y_i при верности гипотезы о t -распределении (при оцененных по эмпирическим данным параметрах), а $w(y_1, \dots, y_n | H_n)$ — при верности гипотезы о нормальном распределении. В нашем случае логарифм отношения правдоподобия равен 2.8. Вероятность того, что $l(y_1, \dots, y_n) \geq 2.8$ при верности гипотезы о нормальном распределении, можно оценить методами статистического моделирования. Такой расчет был выполнен; вероятность ошибки при принятии решения для данного объема выборки составляет 0.0484 ± 0.0003 . Отсюда видно, что следует предпочесть гипотезу о t -распределении анализируемых величин.

Также была проведена проверка некоррелированности среднесуточных значений. На рис. 5 приведены графики нормированной автокорреляционной последовательности ряда среднесуточных значений. Использовался как стандартный коэффициент корреляции Пирсона, так и ранговый коэффициент корреляции Спирмена, который позволяет получить более адекватную оценку статистической связи для случаев, когда распределение существенно отличается от нормального. Значимая корреляция (коэффи-

циент равен 0.28) обнаруживается только для лага, равного 1 сут (при уровне значимости 0.05).

Поскольку форма сигнала, обусловленного изменением солнечного гравитационного потенциала на орбите Земли, известна, задача состояла в подгонке значения амплитуды, наиболее соответствующего экспериментальным данным. Для случая распределения, близкого к нормальному, метод максимального правдоподобия совпадает с методом наименьших квадратов. Для распределений, заметно отличающихся от нормального, оценка по методу максимального правдоподобия даст лучший результат, чем по методу наименьших квадратов [12]. Поскольку плотность распределения вероятности среднесуточных значений разности фаз двух резонаторов лазерной системы лучше аппроксимируется t -распределением, оценка по методу максимального правдоподобия представляется более правильной, чем оценка по методу наименьших квадратов, которая корректна только при нормальном распределении плотности вероятности.

Оценивание неизвестной амплитуды A сигнала известной формы $\psi(t)$ по методу максимального правдоподобия по серии некоррелированных отсчетов сводится к задаче нахождения минимума функционала вида

$$F(A) = - \sum_i \ln [w(y_i - A\psi(t_i))],$$

где $w(x)$ — плотность распределения вероятности для отдельных отсчетов шумовой составляющей сигнала. Для случая t -распределения она имеет вид [13]

$$w(x, \mu, \sigma, \omega) = \frac{\Gamma((\omega + 1)/2)}{\sigma \sqrt{\omega \pi} \Gamma(\omega/2)} \times \left[1 + \left(\frac{x - \mu}{\sigma \sqrt{\omega}} \right)^2 \right]^{-(\omega+1)/2},$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, а μ, σ, ω — параметры.

Метод максимального правдоподобия в предположении, что помеха некоррелирована и имеет t -распределение, дает оценку $A = 1.899 \cdot 10^{-4}$ рад с среднеквадратичным отклонением $2.5994 \cdot 10^{-4}$ рад.

На рис. 6 представлены среднесуточные значения разности фаз резонаторов лазерной системы, кривая ожидаемого сигнала-отклика от изменения солнечного гравитационного потенциала (ожидаемая амплитуда $A_0 = 4.95 \cdot 10^{-2}$ рад) и сигнал той же формы с амплитудой, полученной по методу максимального правдоподобия.

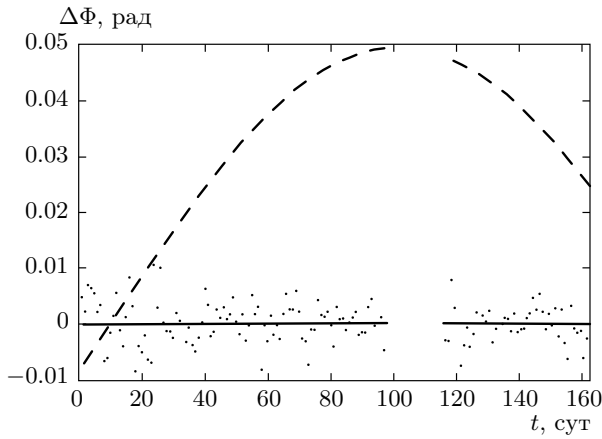


Рис. 6. Ряд среднесуточных значений разности фаз резонаторов лазерной системы (точки), ожидаемый сигнал от солнечного гравитационного потенциала (штриховая линия) и сигнал, полученный по методу максимального правдоподобия (сплошная линия). Начало отсчета времени 24.09.2008 г.

Таблица

Разные атомные часы (атомные стандарты частоты)		
Год	Верхний предел	Ссылка
1992	$ \beta_{\text{H}} - \beta_{\text{Cs}} \leq 1 \cdot 10^{-4}$	[15]
1995	$ \beta_{\text{Mg}} - \beta_{\text{Cs}} \leq 7 \cdot 10^{-4}$	[16]
2002	$ \beta_{\text{H}} - \beta_{\text{Cs}} \leq 4.2 \cdot 10^{-5}$	[17]
2003	$ \beta_{\text{H}} - \beta_{\text{Cs}} \leq 3.2 \cdot 10^{-5}$	[18]
2007	$ \beta_{\text{H}} - \beta_{\text{Cs}} \leq 1.4 \cdot 10^{-6}$	[3]
Часы разной физической природы (резонатор — атомные часы)		
1983	$ \beta_{\text{res}} - \beta_{\text{H}} \leq 1.7 \cdot 10^{-2}$	[4]
2002	$ \beta_{\text{res}} - \beta_{\text{I}_2} \leq 8.0 \cdot 10^{-2}$	[5]
2009	$ \beta_{\text{res}} - \beta_{\text{CH}_4} \leq 0.9 \cdot 10^{-2}$	Данная работа

Нормируя оценки амплитуды A отклика и ее среднеквадратичное отклонение на ожидаемую амплитуду A_0 , получим следующие значения для величины $|\beta_{\text{res}} - \beta_{\text{CH}_4}|$ и ее погрешности:

$$|\beta_{\text{res}} - \beta_{\text{CH}_4}| = |3.836 \pm 5.251| \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, для верхнего предела точности выполнения принципа ЛПИ получается оценка (центральное значение плюс погрешность)

$$|\beta_{\text{res}} - \beta_{\text{CH}_4}| \leq 9.09 \cdot 10^{-3}. \quad (7)$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Величина $\Delta\beta = |\beta_{\text{res}} - \beta_{\text{CH}_4}|$, характеризующая степень отклонения от принципа ЛПИ в нулевом эксперименте по красному смещению, ограничивает возможные значения параметра ξ [6, 7], определяющего различные варианты релятивистских обобщений теории упругости, в пределах $|1 - \xi| \leq \Delta\beta$. Поскольку из оценки (7) следует, что величина $|\beta_{\text{res}} - \beta_{\text{CH}_4}|$ не превышает значений примерно 0.009, параметр ξ должен быть близок к единице ($\xi = 1.000 \pm 0.009$). Это означает, что подход Можена [14] для релятивистского обобщения классического уравнения распространения волн в упругой сре-

де, который соответствует значению $\xi = 1$ [6, 7], оказывается в согласии с результатами эксперимента и строгим выполнением принципа ЛПИ.

В таблице сведены основные результаты, полученные разными экспериментальными группами в ходе тестирования принципа ЛПИ в нулевом эксперименте по гравитационному красному смещению. Видно, что на детекторе «Дулкын-1» удалось подтвердить универсальность закона гравитационного красного смещения на уровне 0.9%, что почти в два раза улучшает минимальную предыдущую (1.7% [4]) оценку тестирования принципа ЛПИ для часов разной физической природы.

Подчеркнем еще раз, что эксперименты с часами разной физической природы дают верхний предел на три-четыре порядка выше, чем при проверке принципа ЛПИ с помощью сравнения только разных атомных часов. Тем не менее, по нашему мнению, именно для часов разной физической природы скорее всего можно обнаружить возможное нарушение принципа ЛПИ и, соответственно, принципа эквивалентности Эйнштейна. Как показано в работе [6], потенциальная чувствительность двухрезонаторной лазерной системы к определению $\Delta\beta$ может быть доведена до уровней 10^{-6} и ниже, поэтому предполагаемое создание в ближайшее время детектора «Дулкын» второго уровня позволит намного улучшить результаты проверки принципа ЛПИ для часов разной физической природы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Турышев, УФН **179**, 3 (2009).
2. С. М. Will, *Theory and Experiment in Gravitational Physics*, Cambridge University Press, Cambridge (1993).
3. N. Ashby, T. P. Heavner, S. R. Jefferts et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 070802 (2007).
4. J. P. Turneaure, C. M. Will, B. F. Farrell et al., Phys. Rev. D **27**, 1705 (1983).
5. С. Врахмаиер, Н. Муллер, О. Прадл et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 010401 (2002).
6. Р. А. Даишев, З. Г. Мурзаханов, А. Ф. Скочиллов, ЖЭТФ **130**, 48 (2006).
7. R. A. Daihev, Z. G. Murzakhanov, and A. F. Skochilov, Gravitation and Cosmology **12**, 78 (2006).
8. А. Р. Агачев, Р. А. Даишев, С. Ф. Левин и др., Измерительная техника № 6, 34 (2009).
9. М. А. Губин, Е. Д. Проценко, КЭ **27**, 1048 (1997).
10. М. А. Gubin, D. А. Tyurikov, А. С. Shelkovnikov et al., IEEE J. Quant. Electr. **31**, 2177 (1995).
11. W. J. Conover, *Practical Nonparametric Statistics*, Wiley, New York (1998).
12. А. А. Боровков, *Математическая статистика*, Наука, Москва (1984).
13. А. И. Кобзарь, *Прикладная математическая статистика*, Физматлит, Москва (2006).
14. G. A. Maugin, J. Math. Phys. **19**, 1198 (1978).
15. N. A. Demidov, E. M. Ezhov, B. A. Sakharov et al., Proc. of the 6th European Frequency and Time Forum, European Space Agency Publications, ESA SP-340 (1992), p. 409.
16. A. Godone, C. Nevero, and P. Travela, Phys. Rev. D **51**, 319 (1995).
17. A. Bauch and S. Weyers, Phys. Rev. D **65**, 081101 (2002).
18. A. Bauch, L. Nelson, T. Parker et al., Proc. of the 2003 IEEE Frequency Control Symposium, IEEE, New York (2003), p. 217.