

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

530.12:531.51

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

В. Н. Руденко

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	361
1. Экспериментальная проверка принципа эквивалентности	362
а) Опыты Этвеша — Дики и слабые взаимодействия (362). б) Эффект Норд- тведта (364). в) Орбитальный вариант опыта Этвеша — Дики (367). г) Гравита- ционное «красное смещение частоты» (368).	
2. Релятивистские эффекты в слабом поле	370
а) Измерения метрических параметров (371). б) Солнечный зонд (376). в) Эф- фект Лензе — Тирринга (379). г) Релятивистский гироскоп (381).	
3. Наблюдение релятивистских эффектов в сильном поле (пульсар в составе двойной звезды)	384
а) Традиционные релятивистские тесты (385). б) Определение параметров астрофизических объектов с помощью ОТО (386). в) Гравитационное излучение и неэйнштейновские эффекты (388).	
4. Поиски гравитационных волн	390
а) Всплески излучения из космоса (390). б) Чувствительность антенн вто- рого поколения (392). в) Квантовые магнитометры и гравитационные ан- тенны (395).	
Заключение	397
Цитированная литература	398

ВВЕДЕНИЕ

В данном обзоре описаны последние достижения в области экспериментальных исследований релятивистских гравитационных эффектов, а также некоторые перспективные программы, которые могут быть выполнены в ближайшем будущем. Число лабораторий, уделяющих внимание данной проблеме, заметно увеличилось. В значительной мере этому способствовали замечательные астрофизические открытия последних лет, которые продемонстрировали возрастающую роль теории относительности в крупномасштабных явлениях. Но главная причина связана со скачком в развитии радиолокационной космической техники, ростом числа спутников для научных исследований, появлением более конструктивных атомных стандартов частоты и т. п. В результате такого резкого расширения технической базы стали возможными эксперименты, постановка которых десять-пятнадцать лет назад могла казаться утопией. Параллельно развивалась теория гравитации и релятивистская астрофизика, в частности, был создан так называемый постньютоновский формализм, позволяющий удобно анализировать результаты эксперимента в рамках различных гравитационных теорий.

Два направления характерны для современных гравитационных экспериментов в неволновой зоне. Первое, связанное с именами Эдингтона

и Шиффа, предполагает измерение традиционных и новых релятивистских эффектов для вычисления и уточнения коэффициентов постньютоновского разложения в метрике последовательно в первом, втором и т. д. порядках по параметру слабого поля. Это экспериментальное определение геометрии пространства с возрастающей точностью должно позволить произвести отбор между конкурирующими вариантами метрических теорий тяготения. Второе направление, иногда называемое системой Дики, состоит в постановке опытов, априори не связанных с определенной теорией и проверяющих основные постулаты, на которых базируются наши представления о гравитации. К ним относятся, например, проверка принципа эквивалентности, попытки обнаружения временных вариаций гравитационной константы или локальной анизотропии пространства и т. п. Обзор экспериментов в этих направлениях составляет большую часть этой статьи. К настоящему времени выполнено уже заметное число экспериментов, но хотя бы малейших отклонений от предсказаний ОТО в пользу выводов какой-либо другой теории пока не обнаружено. Тем не менее вопрос выбора, по-видимому, останется открытым, по крайней мере до тех пор, пока не появится возможность точных измерений в сильных гравитационных полях. Первые сдвиги в этом направлении уже сделаны благодаря наблюдениям за пульсаром в составе двойной системы.

Особая роль среди гравитационных экспериментальных исследований принадлежит проблеме поиска гравитационных волн, обнаружение которых откроет новый канал астрофизической информации о Вселенной. Однако ограниченные рамки статьи вынуждают нас остановиться здесь только на наиболее актуальной задаче текущего момента, именно: задаче построения гравитационных антенн второго поколения, которые должны сменить антенны, работавшие в веберовской серии измерений. Другие вопросы читатель может найти, например, в недавнем обзоре Грищука ⁸¹.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Равенство инертной m_i и гравитационной m_{gr} масс тела (а точнее, — постоянная величина отношения m_{gr}/m_i для различных тел) составляет экспериментально проверяемое существо принципа эквивалентности (далее — ПЭ). При изложении теоретических основ ОТО предпочитают формулировку ПЭ, постулирующую локальную эквивалентность гравитационного поля ускоренной системе отсчета. Это утверждение содержит в себе условие эквивалентности масс, так что равенство $m_i = m_{gr}$ является эмпирической основой ПЭ (см. дискуссию ^{82a}).

Эйнштейн придавал ПЭ очень большое значение как фундаменту ОТО: «по моему разумению моя теория покоится исключительно на этом принципе» ¹. В письме к П. Бергману он подчеркивал, что важнее лишний раз проверить на опыте ПЭ, чем известные следствия ОТО — смещение перигелия Меркурия или отклонение луча света в поле Солнца.

Положение с экспериментальной проверкой ПЭ, сложившееся к 1970 г., описано, например, в обзоре ². Наивысшим достижением к тому времени являлись опыты Дики и др. ³, в которых ПЭ был подтвержден с точностью $\sim 10^{-11}$. В последние годы удалось сделать дальнейшие шаги в этом направлении.

а) Опыты Этвеша — Дики и слабые взаимодействия

Прежде всего важен лабораторный эксперимент, выполненный Брагинским и Пановым в МГУ ⁴. В нем была использована методика Дики для измерения относительного ускорения масс из платины и алюминия в гравитационном поле Солнца $g_\odot = 0,62 \text{ см/сек}^2$.

Массы укреплялись на коромысле крутильного маятника, и измерялась амплитуда колебаний маятника с суточным периодом, которая должна была быть отлична от нуля при разном ускорении масс к Солнцу. Подробное описание эксперимента содержится в книге ⁵. Здесь мы хотим обратить внимание только на его отличие от опыта Дики.

Увеличение чувствительности удалось получить за счет применения колебательной системы (крутильного маятника) с малой диссипацией, что эквивалентно снижению интенсивности флуктуационной силы. Время релаксации составляло весьма большую величину $\tau_d^* \geq 6 \cdot 10^7$ сек, т. е. больше двух лет, и значительно превосходило время измерений $\hat{\tau} \sim 6 \cdot 10^5$ сек \sim семь суток (тридцать полных периодов маятника). При таких параметрах выигрыш в чувствительности к измеряемым вариациям амплитуды колебаний составляет $\sqrt{\tau_d^*/\hat{\tau}} \sim 10$ по сравнению с установкой Дики ³. Абсолютное значение минимальной регистрируемой разницы в ускорениях пробных масс к Солнцу было не менее $1 \cdot 10^{-13}$ см/сек². Измеренная амплитуда угловых колебаний на суточной гармонике оказалась равной $(0,55 \pm 1,65) \cdot 10^{-7}$ рад, в то время как нарушение равенства отношений $m_{\text{гр}}/m_{\text{и}}$ для платины и алюминия в единице двенадцатого знака привело бы к колебаниям с амплитудой $1,8 \cdot 10^{-7}$ рад. Этот результат показывает, что «отношения масс» для платины и алюминия равны по крайней мере с точностью $1 \cdot 10^{-12}$.

Оценка физической значимости полученного результата связана с выяснением вопроса — сколь исчерпывающе доказывается эквивалентность инертных и гравитационных свойств полной энергии покоя испытываемых тел. Анализ в известных работах Дики ⁶ и Шиффа ⁷ показывает, что проверка ПЭ для энергии связи нуклонов ядер требует точности опыта на уровне $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$. Вклад электромагнитных сил может быть проверен в экспериментах, точность которых составляет $\sim 10^{-3} - 10^{-6}$. Таким образом, как результаты Дики ³ (а еще ранее Этвеша ⁸), так и эксперимент в МГУ утверждают справедливость ПЭ для энергии сильных и электромагнитных взаимодействий. Что касается слабого взаимодействия, то вплоть до последнего времени здесь существовала известная неопределенность теоретических оценок. Так, в литературе ^{5, 9, 10} предполагается, что для проверки ПЭ на уровне слабых взаимодействий необходима точность эксперимента в пределах $\sim 10^{-12} - 10^{-14}$; это примерно отвечает расчету во втором порядке соответствующей безразмерной константы связи.

Недавно в этот вопрос была внесена большая ясность. В работе ¹¹ было обращено внимание на тот факт, что второй порядок константы слабой связи не определяет величину слабого сдвига уровней нуклонов ядра. Последний должен быть порядка 10^{-7} от значения энергии уровней, обусловленной сильными взаимодействиями ¹². Отсюда оценка ¹¹ для слабого дефекта массы составляет 10^{-9} общей массы ядра, и это означает, что точности опытов ^{3, 4} должно хватить для проверки выполнения ПЭ на уровне слабых взаимодействий.

Более глубокий анализ этого вопроса с вычислениями, доступными на современном уровне развития теории слабых взаимодействий, проведен в работе ¹³. Прежние оценки ^{6, 7, 9} учитывали только несохраняющую четность часть поправки к эффективному гамильтониану за счет слабых взаимодействий $\mathcal{H}_{\text{ср}}$, которая не дает вклада в энергию ядра в основном состоянии в первом порядке по константе слабой связи G_W . Фактически поправка к эффективному гамильтониану за счет слабых взаимодействий может быть записана в виде суммы двух частей, с сохранением четности и без сохранения: $\mathcal{H}_W = \mathcal{H}_{\text{ср}} + \mathcal{H}_{\text{нр}}$. Часть $\mathcal{H}_{\text{ср}}$ по своей структуре не отличается от гамильтониана сильных взаимодействий. В расчетах обычно они объединяются с небольшой перенормировкой константы связи. Видимая индивидуальность сохраняется только для $\mathcal{H}_{\text{нр}}$ части, которая подвергалась оценкам при анализе ПЭ. (Заметим, что такой

подход предполагает, что $\mathcal{E}_{\text{ср}}$ часть автоматически удовлетворяет ПЭ, так же как удовлетворяет ему энергия сильных взаимодействий. Но тождественность математической структуры в описании явлений, в общем случае, не есть гарантия их одинаковой физической природы.) Естественно проверять вклад в гравитационную массу ядра также $\mathcal{E}_{\text{ср}}$ части гамильтониана. Это радикально меняет оценку доли энергии слабых взаимодействий, ибо члены $\mathcal{E}_{\text{ср}}$ части пропорциональны G_W и оказываются значительно больше членов $\mathcal{E}_{\text{пер}}$. Приблизительно можно ожидать, что энергия слабого взаимодействия E_W на один нуклон будет пропорциональна произведению числа протонов Z и нейтронов N в ядре и обратно пропорциональна объему ядра V , т. е. $E_W \sim G_W NZ/V$. Строгий расчет ¹³ приводит к следующей формуле для отношения E_W к массе нуклона m_i :

$$\Delta = \frac{E_W}{m_i} = \frac{1}{2\sqrt{2}} G_W \frac{NZ}{V m_i} f(N, Z) [1 + g(N, Z)] \approx 2,2 \cdot 10^{-8} \frac{NZ}{A^2} f [1 + g]; \quad (1.1)$$

здесь $A = Z + N$, кроме того, подставлены численные значения: $G_W = 0,896 \cdot 10^{-43} \text{ Мэв} \cdot \text{см}^3$, $V = 5,13 \cdot 10^{-39} \text{ А} \cdot \text{см}^3$, $m_i = 0,931 \cdot 10^3 \text{ А} \text{ Мэв}$. Функция $f(N, Z)$ зависит от выбранной модели и состояния ядра. Для модели «свободного ферми-газа» в основном состоянии $f = 1$. Для других реалистических моделей эта функция меняется лишь в пределах 1 %. Вторая функция $g(N, Z)$ зависит от формы теории нейтральных токов в слабых взаимодействиях. Если пренебречь нейтральными токами, то $g(N, Z) = 0$. (Анализ вариаций величины $1 + g(N, Z)$ при различных известных формах теории нейтральных токов в ¹³ позволяет авторам утверждать, что изменения происходят в пределах фактора ~ 2 .) Тогда, составляя разность величин Δ для алюминия ($Z = 13$, $N = 14$) и платины ($Z = 78$, $N = 117$), легко найти из формулы (1)

$$\left[\left(\frac{E_W}{m_i} \right)_{\text{Al}} - \left(\frac{E_W}{m_i} \right)_{\text{Pt}} \right] \approx 2 \cdot 10^{-10}, \quad (1.2)$$

что совпадает с оценкой в работе ¹¹.

Сопоставление формулы (2) с экспериментом, выполненным в МГУ ⁴, показывает, что его результат утверждает справедливость ПЭ для энергии слабых взаимодействий с точностью 0,5 % (то же для опыта Дики ³, но с точностью 5 %). Осознание этого обстоятельства весьма важно, но, тем не менее, разумно повторить эксперименты еще точнее, с тем, чтобы включить в рассмотрение также оставшуюся $\mathcal{E}_{\text{пер}}$ часть энергии слабых взаимодействий.

б) Эффект Нордтведта

Перейдем теперь к вопросу о вкладе гравитационной энергии в массу тела. Проверка эквивалентности $m_{\text{и}}$ и $m_{\text{гр}}$ на уровне энергии гравитационного взаимодействия с лабораторными телами практически невозможна. Отношение внутренней гравитационной энергии к полной энергии тела радиуса a очень мало, именно:

$$\Delta \approx \frac{Gm^2 a^{-1}}{mc^2} = \frac{Gm}{c^2 a} \ll 10^{-25} \quad (1 \text{ см/а})$$

для тел лабораторных размеров. Положение меняется при переходе к космическим объектам. Действительно, относительные вклады энергий ядерного, электромагнитного, слабого и гравитационного взаимодействий приближенно можно расположить в ряд $1 : 10^{-2} : 10^{-12} : 10^{-40}$ в расчете на один атом вещества ¹⁰. Благодаря относительно короткодействующему характеру ядерных и слабых сил, равно как благодаря и электрической нейтральности атомов, соотношение первых трех энергий сохраняется тем же для массивных тел. Иное дело — внутренняя гравитационная энергия. Ее доля растет с увеличением массы из-за добавления притяжений между различными материальными элементами, и ее вклад может сменить место в рассматриваемом ряду отношений.

Такое положение возникает, например, для планет Солнечной системы. Идея траекторных наблюдений планет (в частности, Юпитера, у которого $\Delta \sim 10^{-8}$) для проверки вклада внутренней гравитационной энергии в массу m принадлежит Дики ¹⁴. Однако реализация этой идеи, осуществленная недавно, связана с эффектом Нордтведта. Ввиду заметной роли, кото-

рую сыграл этот эффект для доказательства ПЭ, остановимся на нем более детально.

В 1968 г. Нордтведт обратил внимание на тот факт, что нарушение принципа эквивалентности для гравитационной энергии Земли привело бы к аномальным осцилляциям лунной орбиты, которые, в принципе, можно было бы измерить с помощью лазерной локации¹⁵. Понять эффект Нордтведта и оценить его порядок можно из следующего очень простого анализа.

На рис. 1 схематически изображена система Солнце — Земля — Луна. Внутренняя гравитационная энергия Земли составляет от полной энергии

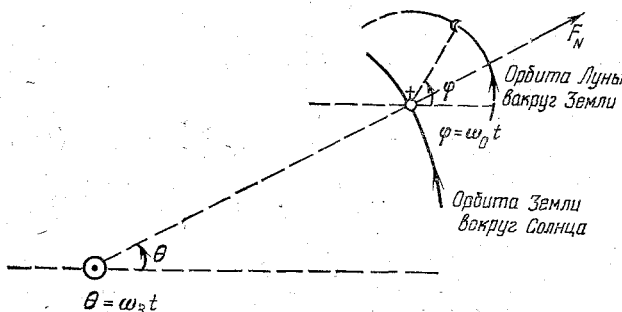


Рис. 1. К расчету эффекта Нордтведта.

долю $\Delta_3 = 0,8\pi G\rho R_\odot^3/c^2 \approx 4,6 \cdot 10^{-10}$; для Луны $\Delta_L \approx 2 \cdot 10^{-11}$, поэтому при грубом расчете последней величиной можно пренебречь. Если гравитационная энергия Земли не подвержена тяготению, то земная (гелиоцентрическая) орбита для Луны («привязанной к Земле») уже не будет той областью, где ее притяжение к Солнцу равно центростремительной силе. Луна, следовательно, не будет находиться в состоянии свободного падения на Солнце. В системе координат, связанной с центром Земли, на нее будет действовать сила $\bar{F}_N \approx \eta \Delta_3 g_\odot m_L$, направленная по линии Солнце — Земля наружу ($0 < \eta < 1$ — параметр Нордтведта). Уравнения движения Луны в земной системе координат будут иметь вид

$$\ddot{r} = r\dot{\varphi}^2 - \frac{GM_\oplus}{r^2} + \eta \Delta_3 g_\odot \cos(\varphi - \theta), \quad (1.3)$$

$$\dot{K} = -\eta \Delta_3 g_\odot \sin(\varphi - \theta).$$

Первое из уравнений (1.3) описывает изменение радиуса орбиты Луны относительно Земли, второе дает изменение момента количества движения K . В нулевом приближении рассматриваем круговую орбиту: $r = r_0$, $K_0 = r_0^2 \omega_0$, $\omega_0^2 = g_\oplus / r_0$, а для поправок первого порядка имеем

$$\delta K = \frac{\eta \Delta_3 g_\odot r_0}{\omega_0 - \omega_3} \cos[(\omega_0 - \omega_3)t], \quad (1.4)$$

$$\delta \ddot{r} = -\omega_0^2 \delta r + 2K_0 r_0^{-3} \delta K + \eta \Delta_3 g_\odot \cos[(\omega_0 - \omega_3)t].$$

Отсюда легко получается осцилляторное уравнение для вариаций радиуса

$$\delta \ddot{r} + \omega_0^2 r = \left(1 + \frac{2\omega_0}{\omega_0 - \omega_3}\right) \eta \Delta_3 g_\odot \cos[(\omega_0 - \omega_3)t],$$

решение которого есть

$$\delta r \approx \frac{3\eta \Delta_3 g_\odot}{\omega_0^2 - (\omega_0 - \omega_3)^2} \cos[(\omega_0 - \omega_3)t]. \quad (1.5)$$

Формула (1.5) показывает, что радиус орбиты осциллирует примерно с частотой обращения Луны вокруг Земли (ибо $\omega_3 \approx \omega_0/13$ и $\omega_0 - \omega_3 \approx \omega_0$). Фактически это означает превращение круговой орбиты в эллиптическую в постоянном внешнем силовом поле. Ситуация здесь аналогична той, которая имеет место при классической интерпретации штарк-эффекта, рассматриваемого как результат деформации электронной орбиты при наложении электрического поля. В случае штарк-эффекта классический расчет без учета затухания был бы невозможен, ибо приводил бы к бесконечным деформациям в силу совпадения частоты внешней силы с частотой обращения. Для эффекта Нордтведта, однако, наш расчет проходит благодаря малой поправке к частоте, связанной с орбитальным движением Земли. Замена $\omega_0^2 - (\omega_0 - \omega_3)^2 \approx 2\omega_0\omega_3$, имеем для оценки амплитуды колебаний

$$|\delta r| \approx \frac{3}{2} \eta \frac{\Delta_3 g_\odot}{\omega_0 \omega_3} = \eta \frac{3}{2} \Delta_3 R_{ЗЗ} \frac{\omega_3}{\omega_0} \sim 10^3 \eta \text{ (см)}. \quad (1.6)$$

$R_{ЗЗ} = 1$ а. е. — радиус земной орбиты. Если ПЭ не распространялся бы на гравитационную энергию, т. е. $\eta = 1$, то эффект (1.6) составил бы ~ 10 м, — величину, огромную с точки зрения возможностей измерительной техники. Действительно, поскольку точность лазерной локации Луны с использованием угловых отражателей, оставленных на Луне советскими и американскими «лунниками», составляет несколько сантиметров, легко понять оптимизм исследователя, прогнозирующего такой эксперимент. На практике, однако, измерения оказываются весьма тяжелыми из-за разнообразных причин, приводящих к подобным же вариациям орбиты Луны.

Так, самый большой вклад в колебания расстояния Земля — Луна с синодическим периодом дает мультипольная компонента потенциала Солнца $P_3(\cos \theta)$. Эта компонента индуцирует амплитуду ~ 110 км. К счастью, современная вычислительная техника и точность знания необходимых параметров (таких, как полуоси орбит, соотношения масс и др.) достаточны для расчетной коррекции этого эффекта и других траекторных аномалий.

Экспериментальным материалом служит набор временных интервалов, которые представляют время задержки лазерного импульса, посланного с Земли, отраженного угловым рефлектором и возвращенного на Землю.

Существо эксперимента состоит в следующем: нужно найти разницу между вычисленной траекторией Луны, без учета эффекта Нордтведта, и истинной траекторией, определенной по данным лазерной локации. Оказывается возможным вычислить траекторию с точностью в несколько сантиметров. Но необходимо принять во внимание несферичность полей Солнца и Земли, влияние планет, приливные эффекты, релятивистские поправки ОТО. Определяя истинную траекторию по времени задержки, следует ввести поправки на атмосферную рефракцию, межпланетную плазму, релятивистское запаздывание электромагнитного импульса в гравитационном поле, те же приливные деформации Земли и Луны, их вращение и др. Уже это простое, далеко не полное перечисление, делает сложность эксперимента очевидной. Его реализация была осуществлена параллельно двумя мощными исследовательскими группами США. Первую группу составили ученые Лаборатории реактивного движения (J.R.L., Пасадена) и нескольких университетов¹⁶; вторую — ученые Массачусетского технологического института (M.I.T., Бостон) и лаборатории ВВС¹⁷. Анализу были подвергнуты данные (1970—1976 гг.) по лазерной локации Луны, с угловым отражателем, установленным во время экспедиции

«Аполлона-11», полученные Макдональдской обсерваторией (Техас) в рамках «программы планетных эфемерид». Всего — около 1500 сеансов зондирования. Неоднократно дублированные машинные вычисления были проделаны так, что остающаяся погрешность в определении расстояния Земля — Луна не превышала ~ 30 см. Эффект Нордтведта не был обнаружен. Конкретно: оценки группы J.P.L. дают для параметра Нордтведта $\eta = 0,00 \pm 0,03$; группы M.I.T., $\eta = -0,001 \pm 0,015$. Таким образом, можно считать, что собственная гравитационная энергия Земли с точностью 1,5—3% дает равный вклад как в инертную, так и в гравитационную массу. Иначе говоря, отношения m_i/m_{tr} для Земли и Луны одинаковы с точностью $\sim 10^{-11}$. (Заметим, что хотя этого хватает для распространения ПЭ на энергию гравитационного взаимодействия, — лабораторный опыт МГУ⁴ остается в абсолютном смысле на порядок более точным.)

Описанные эксперименты определяют современную степень уверенности в правильности сильного ПЭ (о делении ПЭ на «сильный» и «слабый» ПЭ см., например, ^{2, 7, 10}). Сделаны значительные шаги, позволившие весьма глубоко проверить фундаментальное свойство материи — эквивалентность гравитации и инерции. Однако значимость проблемы такова, что любая новая модификация измерений с повышенной точностью является оправданной. Во-первых, желательна более уверенная проверка вклада слабых взаимодействий в гравитационную массу (с охватом членов гамильтониана без сохранения четности). Во-вторых, нужны новые, более простые и потому более надежные тесты справедливости ПЭ для гравитационной энергии. В-третьих, уточнение степени равенства инертной и гравитационной масс позволило бы отсеять ряд скалярно-тензорных вариантов теории.

в) Орбитальный вариант опыта Этвеша — Дики

В настоящий момент имеется несколько проектов как земных, так и спутниковых, для проверки ПЭ с повышенной точностью (часть можно найти в книге ⁵). Ниже мы кратко опишем вариант, предложенный Эвериттом¹⁸ и по состоянию дел наиболее близкий к исполнению.

Рассматривается спутник, который в процессе обращения по орбите сохраняет ориентацию по отношению к далеким звездам (рис. 2). На борту размещены два коаксиальных цилиндра, ось которых направлена к центру Земли. Один цилиндр из легкого материала (алюминий), другой из тяжелого (платина, золото). Оба находятся в состоянии свободного падения в поле Земли, но это поле является для них знакопеременным с периодом обращения $\sim 5 \cdot 10^4$ сек. В системе отсчета, связанной со спутником, ситуация аналогична условиям опыта Дики³ на Земле — пробные тела оказываются в периодическом гравитационном поле. Далее — логика та же, что в ^{3, 4}. Если отношения масс m_i/m_{tr} пробных тел не совпадают, возникнут периодические взаимные смещения, которые можно резонансно усилить, добавляя элемент упругой связи между ними и подбирая частоту собственных колебаний, равную частоте обращения спутника. В проекте¹⁸ предполагается покрыть цилиндры ниобием, перевести в сверхпроводящее состояние и использовать затем эффект Мейснера для создания положения

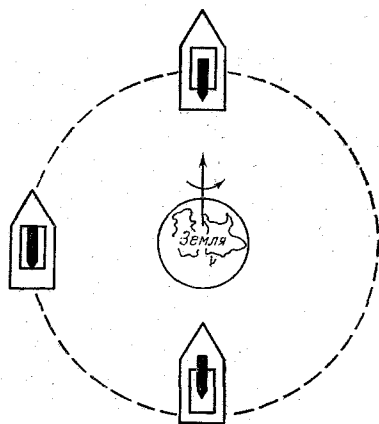


Рис. 2. Схема орбитального эксперимента для проверки принципа эквивалентности.

устойчивого равновесия, а также квантовый магнитометр для измерения малых колебаний. Какое увеличение точности следует ожидать? Амплитуда вынужденных колебаний за время наблюдения τ достигает величины $\Delta x \sim g_{\odot} [(m_{\text{TP}}/m_{\text{H}})_1 - (m_{\text{TP}}/m_{\text{H}})_2] \tau \omega^{-1} = g_{\odot} \Delta \tau \omega^{-1}$ (предполагаем малость затухания $\tau_{\mu}^* \gg \tau$). Флуктуационный уход составит в среднем амплитуду $V \overline{\Delta x_{\text{фл}}^2} \sim (kT/m\omega^2) V \tau / \tau_{\mu}^*$. Отсюда для отношения сигнала к шуму, при идеальной регистрирующей аппаратуре, получим

$$\frac{\Delta x}{V \overline{\Delta x_{\text{фл}}^2}} \sim g_{\odot} \Delta \tau \sqrt{\frac{\tau_{\mu}^*}{\tau}} \sqrt{\frac{m}{kT}}. \quad (1.7)$$

Сравнение этого выражения с точностью опыта МГУ⁴ показывает, что выигрыш в чувствительности получается за счет следующих причин: 1) главное, — поле Земли на три с половиной порядка больше поля Солнца (в области земной орбиты); 2) за счет фактора $V m/kT$, по-видимому, можно выиграть еще два порядка. В итоге в таком проекте точность в определении отношения $m_{\text{TP}}/m_{\text{H}}$ может быть не хуже $\sim 10^{-16}$, что должно включить в рассмотрение энергию слабых взаимодействий уже без всяких оговорок.

г) Гравитационное «красное смещение частоты»

Обращаясь к методическим основам опыта Этвеша — Дики, заметим, что, по существу, это есть измерение разности ускорений свободного падения $\Delta \bar{g}$ одновременно для тел с относительно простой и сложной атомной структурой. По этой причине оно является: а) наиболее точным, как всякое дифференциальное измерение величины по сравнению с измерением ее абсолютного значения; б) охватывающим разные формы материи и виды взаимодействий, что позволяет рассматривать его как тест сильного ПЭ (подробнее см. в работе²). Однако имеет свой смысл и прямое измерение \bar{g} для таких «чистых» форм, как элементарные частицы и фотоны. Анализ подобных экспериментов содержится в раннем обзоре², но многие из описанных достижений остаются на том же уровне и сегодня. В частности, для нейтронов ускорение свободного падения совпадает с ускорением (напряженностью) гравитационного поля Земли в пределах нескольких процентов; аналогичные измерения с электронами имеют точность 10%. Давно запланированный эксперимент для позитронов пока не реализован. В качестве некоторой «компенсации» за эту задержку можно рассматривать новые опыты с фотонами, на которых мы остановимся подробнее. Измерение \bar{g} для фотонов сводится к регистрации изменения частоты монохроматического электромагнитного излучения в поле Земли, — так называемое «гравитационное смещение спектральных линий». Лабораторные эксперименты здесь стали возможны благодаря использованию эффекта Мёссбауэра, и были с блеском выполнены Паундом с сотрудниками в начале 70-х гг. Достигнутая точность совпадения с теорией составила 1%¹⁹. Отметим, что теоретическая интерпретация эффекта в литературе не всегда единообразна. Есть работы, трактующие «гравитационное смещение частоты» как следствие ОТО (напомним, что и сам Эйнштейн предложил этот эксперимент среди трех возможных проверок ОТО²⁰); в других, более современных, работах эффект рассматривается среди экспериментальных оснований ОТО (см. подробнее^{82a}).

Уже потому, что формально расчет «гравитационного покраснения» фотона возможен в рамках специальной теории относительности, более естественно считать его предшествующим ОТО. Он содержится в ОТО как одна из форм выражения слабого ПЭ. Такая точка зрения свойственна

учебникам Ландау — Лифшица²¹ и Вейнберга²². В монографии Мизнера, Торна, Уилера²³ эффект «красного смещения» служит экспериментальным свидетельством в пользу слабого ПЭ в наиболее важной для ОТО формулировке: «траектории пробных тел суть геодезические пространства-времени».

Последние успехи в измерении эффекта достигнуты недавно в двух околосветовых экспериментах, связанных с подъемом эталонов частоты на относительно большие высоты с помощью самолетов и ракет. Первый из них проведен исследовательской группой Мерилендского университета и др.²⁶ Измерялась разность временных показаний атомных часов, размещенных на самолете и в наземной лаборатории. Время полета составляло ~ 15 часов, высота полета ~ 10 км (это дает $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-12}$ против $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$ в экспериментах Паунда; см.²⁷). Самолет курсировал в заданном квадрате на постоянной высоте с минимальной скоростью, для уменьшения специального релятивистского эффекта изменения частоты. Ожидаемый гравитационный эффект ОТО при этом составлял $\sim +50$ нсек, против эффекта СТО ~ -7 нсек.

Использовались несколько цезиевых и рубидиевых стандартов на борту; в земной лаборатории, кроме того, привлекались водородные стандарты. Сличение экспериментальных часов с опорными осуществлялось специальной системой счета, развитой для программ лунной лазерной локации и обладающей точностью $\pm 0,1$ нсек, на борту и на земле. Летящие часы сравнивались с наземными «до», «после», и, что весьма ценно, во время полета.

Последнее позволило следить за динамикой развития эффекта, т. е. накоплением запаздывания наземных часов по отношению к бортовым. Достигалось это относительно простым способом. Опорный лазер с земли посылал короткие $\sim 0,1$ нсек импульсы на борт, которые там фиксировались и отражались угольным рефлектором назад. Пусть времена t_1 и t_2 соответствуют посылке и приему отраженного импульса по наземным часам: t_2 моменту приема зондирующего импульса самолетом. Тогда искомый эффект определяется через разность $t_2 - (1/2)(t_1 + t_2)$ в функции времени полета. Результаты измерений наглядно иллюстрирует график на рис. 3. С ошибкой 1,6% наблюдения соответствуют теоретическим предсказаниям. Это не выше точности опыта Паунда и Снайдера, но зато впервые наблюдалась динамика процесса запаздывания.

Точность же была значительно увеличена во втором из упомянутых экспериментов. Группа физиков Смитсоновского института под руководством Р. Вессо уже давно планировала измерение гравитационного смещения атомными часами на спутнике²⁸ и на баллистической ракете²⁹. Летом 1976 г. такие измерения были проведены. Водородный стандарт частоты с относительной стабильностью $2 \cdot 10^{-10}$ (за $\tau \sim 10^3$ сек) был помещен на борт ракеты. В верхней части траектории, на высоте ~ 160 км, где скорость мала, проводились сличения частот. Приемники были расположены на четырех наземных станциях. Это позволило при измерении положения ракеты с точностью до метра и ее скорости с точностью до 6 см/сек значительно уменьшить ошибку, связанную с доплер-эффектом. Предварительная обработка результатов дала погрешность, не превышающую 0,04% от теоретической величины эффекта³⁰.

Хотя точность последнего эксперимента почти на два порядка выше, чем результаты предшествующих опытов, имеются аргументы для дальнейшего улучшения качества подобных измерений. Они связаны с задачей оценки постньютоновских метрических коэффициентов и будут рассмотрены нами в дальнейшем. Здесь мы только еще раз подчеркнем значе-

ние измерений гравитационного сдвига частоты цитатой из монографии Вейнберга ²²: «Даже если мы предположим, что эксперименты Этвеша — Дики могут быть улучшены до неограниченной точности, и что грави-

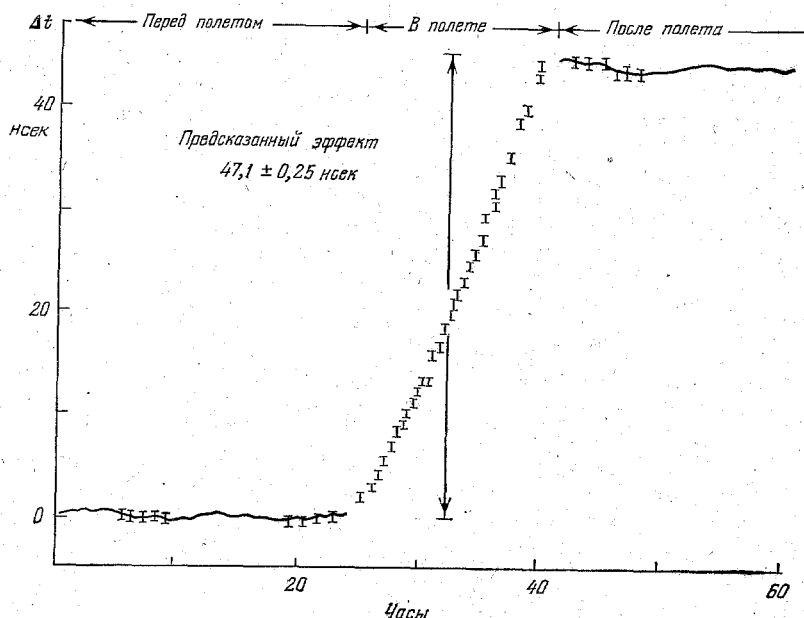


Рис. 3. Экспериментальное измерение эффекта гравитационного «замедления» наземных атомных часов по отношению к часам на борту самолета.

тационная масса будет найдена в точности равной инертной массе, все же имеет смысл рассматривать гравитационное красное смещение спектральных линий как независимую проверку принципа эквивалентности».

2. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СЛАБОМ ПОЛЕ

«Первые полвека своей жизни общая теория относительности являла рай для теоретиков, но ад для экспериментаторов. Не было теории более прекрасной и более трудной для проверки» (²², М.Т.В. Chapter 38). Причина этого хорошо известна: околосолнечное пространство, доступное современному эксперименту, оказывается областью «слабого» гравитационного поля. Мера «слабости» поля, величина ϕ/c^2 даже на поверхности Солнца достигает всего лишь $GM_{\odot}/R_{\odot}c^2 \sim r_g/R_{\odot} \sim 10^{-6}$. Специфические эффекты, отличающие релятивистскую гравитационную теорию от ньютоновской, настолько малы, что их наблюдение требовало высокого экспериментального искусства и значительных материальных затрат.

Тем не менее эксперименты по обнаружению и исследованию релятивистских поправок в поле тяготения Солнца проводились начиная с 1919 г. (с момента создания ОТО) по сегодняшний день, со все возрастающей точностью. Если для первых опытов было достаточно обнаружения эффектов, предсказанных Эйнштейном, то задача современных исследований была значительно сложнее. Требовалось довести точность измерений до такой степени, чтобы отделить ОТО от других конкурирующих теорий тяготения, возникших в последние десять-пятнадцать лет ^{22, 23}. Сегодня можно считать, что эта задача в значительной степени решена. Но следует добавить, что, несмотря на огромный прогресс техники — релятивистские гравита-

ционные измерения на стали легче, они просто стали «выполнимы» на том уровне, о котором раньше в «первые полвека» — не мечтали. Они по-прежнему остаются труднейшими экспериментами, осуществление которых под силу лишь крупным научным центрам с высококвалифицированным персоналом и внушительным финансированием.

а) Измерение метрических параметров

Теоретический анализ релятивистских поправок в поле Солнца обычно проводится на основе идеализированной модели шварцшильдовского поля: изолированной статической сферы. Наиболее часто употребляемое выражение для линейного элемента в этой модели

$$dS^2 = \left(1 - \frac{r_g}{R}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{r_g}{R}\right)^{-1} dR^2 - R^2 d\theta^2 - R^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (2.1)$$

записано в специальных «стандартных» или «шварцшильдовских» координатах, что не очень удобно для экспериментальных оценок. Переход к «почти обычным» сферическим координатам с началом в центре Солнца (так называемые «изотропные» координаты) возможен с помощью замены переменных $R = r [1 + (r_g/4r)]^2$, $(r_g = 2GM_\odot/c^2)$, $\varphi' = \varphi$, $\theta' = \theta$, $t' = t$. Тогда выражение для интервала, разложенное по степеням r_g/r , принимает вид

$$dS^2 \approx \left[1 - \alpha \frac{r_g}{r} + \beta \left(\frac{r_g}{r}\right)^2\right] c^2 dt^2 - \left(1 + \gamma \frac{r_g}{r}\right) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)]. \quad (2.2)$$

Формула (2.2) известна как разложение Эдингтона — Робертсона²². Здесь введены параметры α , β , γ , которые в ОТО равны единице. В других теориях тяготения β и γ могут иметь иное значение. Метрика в формуле (2.2) универсально пригодна в слабом поле для расчета релятивистских эффектов, следующих из различных метрических теорий. Возмущения, связанные с наличием масс планет, к счастью, могут быть учтены с достаточной точностью. В ряде теорий, предполагающих существование выделенной системы отсчета, где Вселенная в среднем находится в покое, появляются дополнительные параметры α_i ($i = 1, 2, 3$) при членах в метрике, зависящих от скорости Солнца по отношению к этой системе отсчета; кроме того, некоторые параметры ζ_i ($i = 1, 2, 3, 4$) вводятся в предположении нарушения законов сохранения. Запись (2.2) отвечает приближенному варианту обобщенной теории — «параметризованному постньютоновскому формализму», начало которой было положено Эдингтоном и Робертсоном, а в наиболее законченном виде этот подход развит Уиллом и Нордтведтом³¹.

Коэффициент α в любом случае должен быть равен единице, для того чтобы в пределе слабого поля получалось ньютоновское тяготение. Смысл остальных параметров качественно следующий: γ — «мера кривизны» пространства, β — «мера нелинейности» при сложении полей. Измеряя эффекты, связанные с поправками к ньютоновской метрике, экспериментатор может найти действительные значения постньютоновских параметров.

Наиболее удобными для проверки ОТО оказались эксперименты, связанные с наблюдением за распространением электромагнитного излучения в Солнечной системе. Причина в том, что, исследуя движение массивного тела, экспериментатор должен выделять слабые релятивистские

поправки к ньютоновской траектории в поле Солнца и планет. Для электромагнитного излучения, распространяющегося с максимальной возможной скоростью, релятивистские возмущения траектории сравнимы с ньютоновскими. Действительно, для пробного тела, движущегося по геодезической со скоростью v , на расстоянии r от центра Солнца, кривизна траектории определяется двумя членами ²¹⁻²³:

$$\rho \approx -\frac{GM_{\odot}}{c^2 r^2} \left(\frac{c^2}{v^2} + \gamma \right). \quad (2.3)$$

Первый член — обычная ньютоновская кривизна траектории материальной точки в центральном поле $\rho_N = GM_{\odot}/r^2 v^2 = r^{-1}$ (ибо $GM_{\odot}/v^2 = r$). Второй — постньютоновская поправка к кривизне. Видно, что с увеличением скорости пробного тела порядки обоих слагаемых выравниваются. Для электромагнитного луча $v = c$, а поскольку в ОТО $\gamma = 1$, то релятивистская поправка искривления луча равна кривизне его ньютоновской траектории. (Это хорошо известный факт, что «отклонение луча» в ОТО вдвое превышает классический эффект, рассчитанный еще в 1801 г. Зольдером ³³ на основе корпускулярной теории света.)

Теорию и детали классических экспериментов по отклонению и задержке электромагнитного излучения в поле Солнца, сегодня можно найти во многих обзорах, монографиях и учебниках (например, ^{2, 22, 23}). Ниже мы только кратко представим эволюцию измерения каждого из экспериментов, приведем последние результаты, обсудим перспективы повышения точности.

1) *Отклонение электромагнитного луча в поле Солнца* (измерение параметра γ). Старая «оптическая» форма эксперимента заключалась в определении положения звезды, близкой к краю солнечного диска во время затмения, и сравнение его с положением той же звезды спустя полгода, когда угловое расстояние $\hat{\alpha}$ Солнце — звезда максимально. Релятивистский эффект проявляется в вариации углового расстояния на величину ²¹⁻²³:

$$\delta \hat{\alpha} \approx (1 + \gamma) \frac{GM}{c^2 b} (1 + \cos \hat{\alpha}). \quad (2.4)$$

Для луча, проходящего у края солнечного диска, $b \sim R_{\odot}$, откуда $\delta \hat{\alpha} \approx 0,5 (1 + \gamma) \cdot 1,75''$. До 1968 г. проводились только «оптические» измерения. За все время, начиная с 1919 г., «промерено» около 380 различных звезд (одно из наиболее комплексных измерений Кэмпбелла и Тримплера охватывает сразу 15 звезд внутри $\hat{\alpha} \sim 2,5^\circ$ ³⁴). Отклонение от расчетной величины ОТО $1,75''$ в среднем составило 20%. Оценка γ : $0,9 < \gamma < 1,3$. С 1969 г. начинаются измерения в радиодиапазоне отклонения радиоизлучения от квазара 3С 279, около которого Солнце проходит в октябре. Репером служит соседний, но более далекий от Солнца, квазар 3С 273. По сравнению с оптическим методом здесь нет необходимости в затмении Солнца; радиоинтерферометрия — более точный инструмент для измерения угловых координат, и двухчастотные измерения обеспечивают возможность исключения электромагнитной рефракции. В первых экспериментах 1969—1972 гг. на интерферометрах с базой 2—20 км в диапазоне $\lambda \sim 12-6$ см релятивистское отклонение измерено с точностью 15% ^{22, 23}. В 1974 г. группой М.И.Т. ³⁵ получен положительный результат с точностью 6% на интерферометре с базой 800 км. Наконец, последние измерения Фомало и Шрамека ³⁶ проведены для трех компактных радиоисточников с угловыми размерами $0,1''$. (Источники 0116 + 08; 0119 + 11; 0111 + 02 лежат почти на прямой линии, занимающей 10° и первый из них подходит

к Солнцу на $1,5^\circ$. Интерферометр, содержащий в общей сложности семь антенн, работал на двух частотах, $\lambda \sim 10$ см и 3,7 см, и обладал максимальной базой 35 км.) Достигнутая точность соответствия предсказанию ОТО (она же точность выполнения равенства $\gamma = 1$) в этом эксперименте $\sim 2\%$.

В ближайшие годы можно ожидать повышения разрешения за счет увеличения базы интерферометров (например, «Голдстоун» имеет базис ~ 4000 км и потенциальную точность измерения угловой координаты $\sim 0,0001''$ ²²).

2) *Замедление скорости электромагнитного излучения в поле Солнца* (измерение параметра γ). Если эффект «отклонения луча» предсказан Эйнштейном и известен с момента создания ОТО, то аналогичный по своей природе эффект «задержки электромагнитного излучения» в гравитационном поле указан Шапиро лишь в 1964 г. ³⁷. Первые опыты состояли в измерении задержки радиоимпульсов, посланных с Земли и отраженных обратно от Венеры и Меркурия ^{2, 22, 23}. Расчет величины задержки (для случая, когда расстояния от Земли до Солнца r_A и от планеты-рефлектора до Солнца r_B много больше прицельного параметра радиолуча по отношению к Солнцу — b) приводит к формуле ^{22, 23}

$$\Delta\tau \approx \frac{2}{c} \left[\frac{(1+\gamma) GM_\odot}{c^2} \ln \frac{4r_A r_B}{b^2} \right]. \quad (2.5)$$

Подстановка значений $r_A \sim r_B \sim 10^{13}$ см, $b \sim R_\odot \sim 7 \cdot 10^{10}$ см дает величину $\Delta\tau \approx 200$ мксек при общем времени путешествия сигнала $\tau_0 \sim 30$ мин т. е. $\Delta\tau/\tau_0 \sim 10^{-7}$. Измерение расстояний r_A и r_B , входящих в (2.5), с такой точностью невозможно. К счастью, в этом нет необходимости. Как видно из (2.5), величина релятивистского запаздывания логарифмически меняется при прохождении планетой «дальнего соединения» (параметр b проходит через нуль). В эксперименте достаточно измерять дифференциальные вариации τ_0 . Однако чтобы отделить логарифмический эффект изменения τ_0 от траекторных вариаций задержки, требуется очень точное выяснение траектории планеты-рефлектора.

В первых опытах с Венерой и Меркурием (в 66—70 гг.) огромная счетная работа по траекторным вычислениям проводилась на ЭВМ (для иллюстрации укажем, что было привлечено около 300 начальных траекторных параметров, 400 радарных и 6000 оптических измерений. Разрешение при временных отсчетах было ~ 10 мксек, относительная точность $\sim 5 \cdot 10^{-9}$). Эффект был обнаружен и измерен в пределах двадцатипроцентного соответствия теории ². Затем в качестве активных отражателей использовались космические станции «Маринер-6,7» во время полета к Марсу ³⁸. Точность измерений повысилась до 4%, из которых 3% приходилось на долю неопределенности в оценке траекторных данных спутника из-за сноса солнечным ветром. Следующим этапом были измерения с Марсом, траектория которого оценивалась по данным «Маринера-9», вращающегося на орбите вокруг Марса ^{39а}. Тяжелая планета практически не подвержена сносу за счет солнечного ветра, а «Маринер» жестко привязан к ее центру. Таким образом, здесь сочетались преимущества планетного и спутникового (активная ретрансляция) вариантов эксперимента. В итоге точность возросла до $\sim 2\%$. Наконец, последние измерения эффекта «задержки» с помощью орбитальных модулей «Викинг» дали следующие предварительные результаты: отклонение γ от единицы, если существует, то менее или порядка 1%. При условии продолжения измерений с «Викингами» в течение полного марсианского года есть ^{39б} надежда, что ошибка в определении γ будет уменьшена до 0,2% ^{39б}. Ограничение точности в настоящий момент связано с неполной информацией о свойствах околосолнечной

плазмы, поправку на задержку в которой приходится вносить при выполнении эксперимента. Уменьшить погрешность можно, используя два синхронных разночастотных ретранслятора на борту спутника.

Измерения на двух частотах должны обеспечить уровень точности 0,1% и лучше.

Итак, оба «электромагнитных» опыта по проверке ОТО завершились во многих независимых измерениях в ее пользу. Постньютоновская величина γ действительно равно единице с точностью $\sim 1-2\%$. Обычно по величине γ принято оценивать константу связи скалярно-тензорного поля $\tilde{\omega}$ в теории тяготения Брэнса — Дики $\gamma = (1 + \tilde{\omega})/(2 + \tilde{\omega})$. Полагая $\gamma > 0,98$, легко найти $\tilde{\omega} > 48$ при достоверности $\sim 0,7$; для более высокого уровня достоверности 0,9 получается $\tilde{\omega} > 35$ ³⁶. Напомним, что первоначальная оценка Брэнса — Дики $\tilde{\omega} \simeq 6$ (для объяснения уменьшенного релятивистского смещения перигелия Меркурия при наличии значительного квадрупольного момента Солнца²²) все время увеличивается. Поскольку при $\tilde{\omega} \rightarrow \infty$ теория Брэнса — Дики переходит в ОТО, то уже сейчас потребность в ней начинает носить лишь академический характер. (Отсутствие эффекта Нордтведта, описанного в разделе 1, тоже приводит к оценке $\tilde{\omega} > 30$).

3) *Релятивистское смещение перигелия орбит* (измерение параметра β). Как известно, это — самое старое доказательство в пользу ОТО. Сам эффект аномального смещения перигелия был известен до теории Эйнштейна, ОТО объяснило его природу.

Расчет задачи двух тел на основе метрики (2.2) обнаруживает поворот орбитального эллипса на угол

$$\delta\varphi_0 = \frac{2 - \beta + 2\gamma}{3} \frac{6\pi G M_\odot}{a(1 - e^2)c^2} \quad (2.6)$$

при каждом обходе пробного тела по орбите (a , e — большая полуось и эксцентриситет; T_0 — период обращения в годах). Очевидно, что удобны ближайшие к Солнцу планеты, имеющие малое a и большой эксцентриситет e .

Иное качество «смещение перигелия», по сравнению с эффектами распространения электромагнитного излучения в гравитационном поле, — это его зависимость от постньютоновского коэффициента β . Широко цитируемый результат для Меркурия, полученный Клеменсом⁴⁰, путем анализа многолетних астрономических наблюдений, дает значения $\sim 42,5'' + 0,9''$, что соответствует теоретической оценке поворота за сто лет

$$\delta\varphi_0 \frac{100}{T_0} \approx 43'' \cdot \frac{2 - \beta + 2\gamma}{3}.$$

В последние годы поднимался вопрос о несферичности Солнца, которая также должна была бы привести к смещению перигелия²³. Однако новая оценка несферичности (она может быть мерой квадрупольного момента Солнца) по данным лунной локации⁴¹ $J_2 \approx \Delta R_\odot / R_\odot < 6 \cdot 10^{-6}$ достаточно мала, чтобы пренебречь ее влиянием на «смещение перигелия».

Современный анализ выполнен под руководством Шапиро⁴². К старым астрономическим данным добавился большой объем систематических радарных измерений динамики внутренних планет Солнечной системы. Результат следующий: $(2 - \beta + 2\gamma)/3 = 1 \pm 0,01$. Привлекая значение $\gamma \sim 2\%$ из «электромагнитных» опытов, найдем, что $\beta = 1$ с точностью 7%. Надежда на повышение разрешения в этом важном эксперименте уже давно связывается с использованием искусственных спутников (см., напри-

мер, ⁸²⁶). Действительно, поместив спутник на гелиоцентрическую орбиту с малым a и большим e , формально из (2.6) можно получить весьма значительную величину релятивистской прецессии \sim единицы — десятки угловых секунд в год.

Трудность, однако, состоит в том, что малый объект-спутник легко меняет параметры орбиты под действием негравитационных возмущений (солнечный ветер, давление радиации, микрометеориты и т. п.), которые вблизи Солнца особенно сильны. Тем не менее проект этот нельзя считать закрытым. Напротив, по-видимому, он будет реализован в будущем, при достаточном развитии техники спутника, «свободного от сноса».

Заканчивая наш краткий обзор классических релятивистских тестов, отметим, что задача определения β -меры нелинейных эффектов в гравитационном поле — оказалась сложнее, чем измерение параметра кривизны пространства γ . Единственная экспериментальная оценка получена из эффекта смещения перигелия не прямо, а в результате косвенного пересчета с привлечением значения γ . Для того чтобы определить β непосредственно, нужно суметь выполнить измерение во втором порядке параметра «слабости поля» (φ_{\odot}/c^2). Последнее, по-видимому, будет возможно либо при близком подлете к Солнцу, либо при помощи более совершенных эталонов частоты.

Будущие релятивистские эксперименты в космосе связаны с надеждой использования спутников, «свободных от сноса» с истинно геодезической траектории в гравитационном поле. Напомним, что в основе такого спутника лежит идея экранировки пробной массы сферической оболочкой от внешних негравитационных воздействий ⁴³, ⁴⁴ (рис. 4). Отслеживание центрального положения пробной массы внутри оболочки с помощью датчиков и струйных органов коррекции в принципе обеспечивает геодезическое движение (другой способ восстановления геодезической предложен в ⁴⁵). Анализ требований, предъявляемых гравитационными измерениями к такому спутнику, особенности его конструкции можно найти в работах ⁴⁴, ⁴⁶, ⁴⁷ (подробный обзор в ⁵).

Первый «свободный от сноса» спутник «Triad-I» был запущен в США в 1972 г. и функционировал в течение года ⁴⁸. Пробная масса была изготовлена из сплава платины и золота, т. е. диа- и парамагнетиков. Это снизило суммарную магнитную проницаемость на два порядка по сравнению с обычными ферромагнитными материалами. Испытания показали, что уровень компенсации негравитационных ускорений составил $\sim 10^{-8}$ см/сек². Высота орбиты ~ 800 км. Основные силы, сбивающие спутник с геодезической, были скомпенсированы в среднем на уровне $\sim 10^{-3}$. Положение «Triad-I» прогнозировалось с точностью 100 м на две недели вперед, в то время как для обычных спутников сотни метров составляет суточная поправка. В проекте спутника «Гелиос» ⁴⁹ достижимый уровень компенсации должен был быть еще больше, $\sim 1 \cdot 10^{-10}$ см/сек². Точность двухнедельного прогноза при этом увеличивается до сантиметров.

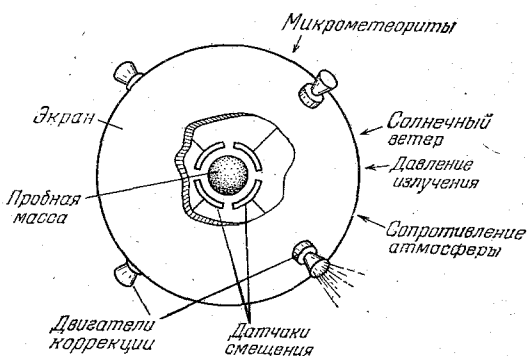


Рис. 4. Схема спутника, свободного от сноса.

Ввод в практику космических полетов спутников, свободных от сноса, дает для гравитационных экспериментов качественно новый инструмент, при достаточном совершенстве которого становятся возможными серии важных исследований. Ниже мы обсудим три экспериментальные программы, выполнение которых зависит от практической возможности устранения сноса с геодезической.

б) Солнечный зонд

Эта программа Европейского космического агентства (E.S.A.), объединяющего усилия научных центров нескольких европейских стран, воплощает старую волнующую астрофизиков идею подхода к Солнцу на минимально возможное расстояние. Безусловно, это имеет огромный научный интерес, но сопряжено со значительными техническими трудностями. В последние годы группа специалистов из различных областей физики и техники (Хаскель, Бертогги, Балог и др.) разработала замкнутый проект полета к Солнцу, который, по соображениям космической навигации, может быть осуществлен в 1982—1985 гг. (Часть этого проекта была сообщена проф. Бертогги на IV Советской гравитационной конференции в Минске (июль 1976 г.). В следующих ниже пунктах использованы также материалы технического доклада E.S.A. ⁵⁰.)

Какие гравитационные эксперименты возможны во время полета солнечного зонда?

1) Прежде всего могут быть выполнены измерения структуры солнечного гравитационного поля, которые позволят дать определенное заключение о внутреннем строении Солнца. В частности, достаточно точное (лучше, чем 10^{-6} от абсолютной величины) измерение солнечного квадрупольного момента возможно исключительно при подлете зонда на достаточно близкое расстояние. Никаким другим способом пока этого сделать нельзя. Известно, что существующая модель Солнца не является вполне удовлетворительной. Одним из основных параметров релятивистской модели служит квадрупольный момент J_2 , который непосредственно связан с моментом количества движения внутреннего ядра. Если предположить, что вращение Солнца «жесткое», т. е. угловая скорость вращения точки не зависит от расстояний до оси вращения, то квадрупольный момент можно просто оценить из наблюдаемого вращения. При этом получается величина $J_2 \sim 10^{-7}$.

Заметим, что традиционно употребляемая для оценок переменная J_2 в действительности не есть квадрупольный момент в буквальном смысле. Это безразмерный параметр вида

$$J_2 = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{2M_{\odot}R_{\odot}^2} \quad (2.7)$$

где I_{\perp} , I_{\parallel} — моменты инерции относительно оси вращения и экваториальной оси. Выражение гравитационного потенциала Солнца с учетом его квадрупольного момента в сферических координатах (ρ, θ) выглядит следующим образом:

$$\varphi = \frac{M_{\odot}}{\rho} \left[1 - J_2 \frac{R_{\odot}^2}{\rho^2} \left(\frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right) \right]. \quad (2.8)$$

Существует ряд причин, по которым J_2 следует полагать большим, чем 10^{-7} . После экспериментов Дики — Гольденберга ⁵¹ по измерению сплюснутости Солнца, казалось, величина J_2 определена на уровне $\sim 10^{-5}$, что не встречало серьезных астрофизических возражений. Но повторные изме-

рения Хилла и др.⁵² выяснили, что такого рода оптические наблюдения сопряжены с ошибками из-за поверхностных тепловых эффектов, так что J_2 может отклоняться от 10^{-7} в любую сторону. Мы уже упоминали о последней оценке⁴¹ по данным лунной локации $J_2 \leq 6 \cdot 10^{-6}$. Единственный достоверный путь определения J_2 есть измерение отклонений гравитационного потенциала Солнца от сферической симметрии (см. (2.8)). Знание J_2 весьма существенно для отыскания геодезических траекторий планет и спутников. (Так, релятивистское смещение перигелия планет должно быть пересчитано, если J_2 имеет значительную величину²³.)

Кроме того, знание J_2 важно для изучения поведения солнечной короны. Солнечный ветер, унося водород и гелий, должен способствовать потере углового момента наружными слоями и, следовательно, должен разрушать поверхностное вращение. Насколько глубоко от поверхности проникает процесс разрушения, можно определить по величине J_2 .

В программе «солнечный зонд» предлагается отыскать J_2 , имея в руках данные по вариациям ускорения спутника, полученные из локационных параметров: — дальности и скорости изменения дальности. Негравитационные силы должны быть скомпенсированы, если в качестве зонда посылается спутник, «свободный от сноса», либо (второй вариант) их можно будет учесть по данным акселерометров спутника с необходимой точностью. Вариации ускорения, связанные с влиянием квадрупольного момента, можно рассчитать по простой формуле

$$\Delta a = J_2 \frac{r_g}{R_\odot} \frac{c^2}{R_\odot} \frac{1}{r^4} = J_2 \cdot \frac{3 \cdot 10^4}{r^4}, \quad (2.9)$$

где R_\odot и r_g — нормальный и гравитационный радиусы Солнца, r — расстояние до центра Солнца в единицах R_\odot . Точность, предусматриваемая программой⁵⁰ $\Delta J_2 \sim 10^{-8}$; отсюда для расстояний $r = 4$ формула (2.9) дает $\Delta a \approx 1 \cdot 10^{-6}$ см/сек², что вполне доступно измерению, например, со спутником класса «Triad-I».

Из (2.9) видна сильная зависимость эффекта от расстояния r до центра Солнца, что и объясняет необходимость близкого подлета.

2) Полет зонда допускает измерение основных постньютоновских параметров γ и β с гораздо большей точностью, чем достигнуто до сих пор. Аномальное ускорение зонда, связанное с «кривизной» и «нелинейностью» поля Солнца, должно иметь порядок

$$\Delta a = (\gamma, \beta) \cdot \frac{6 \cdot 10^{-2}}{r^3} \approx 10^{-3} \text{ см/сек}^2 \quad (2.10)$$

(как и выше, $r \approx 4$ в единицах R_\odot). Но из (2.10) следует, что ускорение в этом полете должно будет измеряться с точностью не хуже $\Delta a \sim \sim 10^{-6}$ см/сек². Тогда точность в измерении γ и β составит 0,1%. Выигрыш получается снова за счет близости подлета к Солнцу.

3) Улучшенная точность измерения γ и β в свою очередь даст возможность проверки некоторых не совсем обычных эффектов (вне рамок ОТО). Так, программа⁵⁰ включает задачу измерения гипотетического отклонения поля Солнца от сферической симметрии, возникающего из-за движения по отношению к далеким массам. (Фактически эта гипотеза совпадает с точкой зрения Маха о влиянии движения удаленной материи на локальную динамику частиц.) По оценкам Уилла и Нордтведта³² такое отклонение создало бы поправки к величинам γ и β порядка v/c , где v — скорость движения Солнца в нашей Галактике. Поскольку $v \approx 300$ км/сек, то искомые поправки имели бы порядок $\sim 10^{-3}$, как раз на уровне точности измерений в этом эксперименте.

4) Наконец, возможно наблюдение гравитационного смещения частоты с точностью, достаточной для измерения эффекта во втором порядке по Φ_{\odot}/c^2 , благодаря близкому подлету и соответственно росту Φ_{\odot}/c^2 . О значении такого измерения для ОТО мы упоминали, — это чистое определение параметра β . С более общих позиций — это тест для теорий, нарушающих (частично) такой постулат ОТО, как принцип эквивалентности.

То, что «гравитация не влияет на скорость хода часов» в том смысле, что в свободно падающей системе отсчета период часов не зависит от \bar{g} , а определяется только величинами атомных констант, есть следствие сильного принципа эквивалентности (законы природы универсальны в локально-лоренцевой системе отсчета). Теоретически допустима следующая постановка вопроса — можно ли построить теорию, нарушающую сильный ПЭ при сохранении слабого ПЭ (тождественности закона свободного падения пробных тел). Лайтман и Ли⁵³, а также Уилл⁵⁴ показали, что такие теории логически мыслимы. В них стандарты, основанные на сверхтонкой структуре атомных уровней, должны менять частоту в гравитационном поле в соответствии с законом

$$\nu = \nu_0 \left[1 - \alpha_0 \frac{r_g}{r} + \alpha_1 \left(\frac{r_g}{r} \right)^2 + \dots \right], \quad (2.11)$$

где второй коэффициент α_1 отличается от β .

Точность измерения красного смещения в экспериментах Вессо³⁰ $\sim 4 \cdot 10^{-3}$. С «солнечным зондом», в принципе, можно достигнуть точности

$$\Delta\alpha_0 = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \cdot 5 \cdot 10^5 r. \quad (2.12)$$

При $\Delta\nu/\nu_0 = 10^{-13}$, $r = 4$, уже имеем $\Delta\alpha_0 \approx 2 \cdot 10^{-7}$. Разрешение в измерении эффекта второго порядка связано с формулой $\Delta\alpha_1 = \Delta\alpha_0 \cdot 10^6$, так что отличие α_1 от β может быть установлено на уровне 20%. В земных условиях для той же цели потребовался бы стандарт со стабильностью $\Delta\nu/\nu \sim 5 \cdot 10^{-18}$, которого пока не существует.

Методика эксперимента должна состоять в сравнении частот стандартов на борту и на земле. Отсюда, требуется система передачи данных, при которой отделяется доплеровский сдвиг частоты от гравитационного.

Перечисленные эксперименты уникальны и возможны лишь благодаря очень тесному сближению с Солнцем, вплоть до $\sim 4R_{\odot}$. Как обеспечить такое сближение?

Авторы проекта⁵⁰ нашли оригинальное решение с помощью так называемой «гравитационно-связанной траектории». Зонд посылается не прямо, в сторону Солнца, а к Юпитеру. Поле тяготения Юпитера изменяет импульс зонда, так что он переходит на орбиту с очень большим эксцентриситетом и теперь уже летит к Солнцу. Возможны три класса орбит: «неэстетичная» угловатая орбита с исчезающим перигелием («орбита камикадзе»); орбита с перигелием в несколько солнечных радиусов в плоскости эклиптики и вне нее. Оптимизация параметров позволила отдать предпочтение орбите в плоскости эклиптики с перигелием $4R_{\odot}$. «Орбита камикадзе», хотя и неограниченно приближается к Солнцу, оказывается неудовлетворительной: ее конечный участок неэффективен из-за технологических ограничений. В итоге просто происходит потеря половины данных «обратного полета»; кроме того, релятивистские параметры этой орбиты сильно коррелированы.

Главный технический результат проекта — это отыскание орбиты, при которой обеспечивается возможность наблюдать перигелий с Земли, во время прохождения его зондом. Для большей ясности даты и взаимные

конфигурации изображены на рис. 5. Полет зонда позволит, конечно, получить богатую информацию об околосолнечной плазме, на чем мы не останавливаемся, так как это выходит за рамки данной статьи. Но и без этого ясно, что ценность миссии «солнечный зонд» исключительно

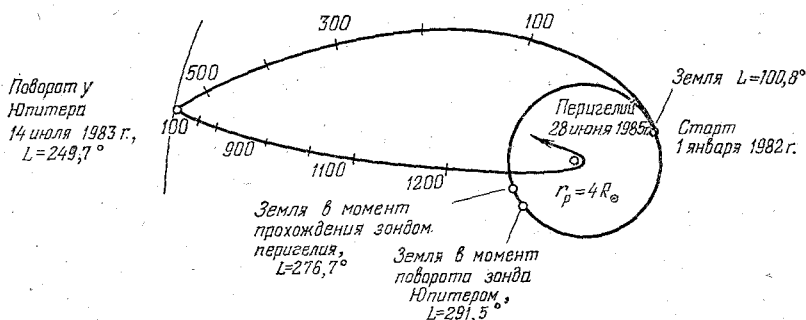


Рис. 5. Траектория «солнечного зонда».

высока; научные результаты при самых умеренных предположениях о точности приборов должны быть уникальными, должны представить новую фундаментальную информацию о гравитационном поле, невозможную другим способом.

в) Эффект Лензе — Тирринга

Эффектом Лензе — Тирринга называют «систематическое («вековое») смещение орбиты частицы, движущейся в поле центрального тела, связанное с вращением последнего» (Теория поля, § 104²¹). Соответствующая задача была решена авторами, давшими имя эффекту, еще в 1918 г.⁵⁵ Неоднократно исследовалась возможность обнаружения этого эффекта на практике⁵⁶. Однако для планет и их спутников он «замазан» гораздо более значительными возмущениями ньютоновского происхождения.

В лабораторных условиях, где под эффектом ЛТ часто понимается изменение притяжения двух тел при вращении одного из них⁵⁷, величина полезного возмущения во всех обсужденных вариантах обычно оказывалась много ниже флуктуационных помех. Недавно появился интересный проект Ван Паттена и Эверитта⁵⁸, который реально может быть воплощен в космической программе с использованием спутников, свободных от сноса.

Характер возмущения орбиты ИСЗ земным вращением может быть описан как прецессия вектора орбитального момента спутника вокруг вектора собственного углового момента Земли. При этом линия узлов (линия, соединяющая узлы, — точки пересечения орбиты с экваториальной плоскостью) поворачивается с угловой скоростью $\Omega = d\varphi/dt$, так что прямое восхождение восходящего узла все время растет (прямое восхождение — угловое расстояние от точки весеннего равноденствия до восходящего узла, т. е. узла, через который спутник поднимается (восходит) над экваториальной плоскостью). Величина Ω может быть вычислена по формуле²²

$$\bar{\Omega} = \dot{\varphi} = \frac{2GJ\omega}{c^2 a^3 (1-e^2)^{3/2}} \bar{n}_z, \quad (2.13)$$

J , ω — момент инерции и угловая скорость вращения Земли; a , e — большая полуось и эксцентриситет орбиты спутника; \bar{n}_z — единичный вектор в направлении углового момента Земли.

Численный счет по (2.13) для спутника, летящего на расстоянии несколько сотен километров над поверхностью Земли, дает значение $\Omega \approx 0,1-0,2$ угл.сек/год. При такой скорости прецессии смещение узловой точки орбиты по дуге экватора составит 10—20 м за два-три года. Для сравнения с релятивистской прецессией гироскопа, вызванной вращением Земли, отметим, что на одинаковых полярных орбитах скорость прецессии ЛТ примерно в четыре раза больше скорости спин-орбитальной прецессии гироскопа Шиффа со спином, нормальным к плоскости орбиты (см. далее гл. 2, п. г.). Возможно ли зарегистрировать этот эффект со спутником класса «Триад-1». Мы уже приводили экспериментальную величину сноса «Триад-1», примерно равную 10^2 м за две недели или несколько десятков километров в год. Однако этот темп сноса характерен для направления вдоль орбитальной траектории. Но даже он может быть значительно уменьшен, если заставить спутник вращаться вокруг собственной оси, — тогда вектор остаточного ускорения будет усреднен вращением⁵. В поперечном направлении снос значительно меньше. Спутник, как гигантский гироскоп, проявляет устойчивость к возмущению орбитальной плоскости.

По оценкам⁵⁸ поперечный снос для спутника типа «Триад-1» должен составить менее 10 см в год. На этом фоне прецессия ЛТ выглядит весьма грубым, легко измеримым эффектом.

В действительности это не так и главная причина, затрудняющая наблюдение, есть аналогичная прецессия орбиты спутника, вызванная геофизическими особенностями, именно, — отличным от нуля квадрупольным моментом земли $J_{2\oplus}$. Угловая скорость такой геофизической прецессии описывается выражением

$$\Omega_{\text{гф}} = -\frac{3}{2} \omega_0 \left[\frac{R_{\oplus}}{a(1-e)^2} \right]^2 J_{2\oplus} \cos \theta \bar{n}_3 = \text{const} \cdot J_{2\oplus} \cos \theta \bar{n}_3, \quad (2.14)$$

где ω_0 — средняя орбитальная угловая скорость спутника; R_{\oplus} — радиус Земли, θ — наклонение плоскости орбиты к экватору. Нетрудно видеть, что эта прецессия много больше релятивистской (2.13), поскольку не содержит малого множителя G/c^2 .

Казалось бы, ситуация здесь аналогична многим уже выполненным релятивистским экспериментам, таким как наблюдения смещения перигелия Меркурия, задержка радарного эха от планет и спутников, наконец, измерения эффекта Нордтведта. Во всех случаях малый релятивистский сдвиг выделялся, как некомпенсируемый остаток, из большого, но точно рассчитанного фона. К несчастью, в данном случае такой метод неприемлем. Нельзя сделать точного расчета $\Omega_{\text{гф}}$ и ее эволюции из-за большой ошибки в определении угла θ , которая при современной технике измерения спутниковых траекторий приводит к неопределенности, в 6—7 раз превышающей эффект ЛТ. Оригинальный выход из положения заключается в том, что удастся указать способ непрерывного экспериментального контроля за геофизической прецессией. Используется различие (2.13) и (2.14), связанное с зависимостью геофизической прецессии от наклонения орбиты. Рассматривая два спутника на симметричных орбитах, близких к точной полярной, но по обе стороны от нее, легко видеть, что сумма абсолютных величин геофизических прецессий равна

$$(\Omega_{1\text{гф}} + \Omega_{2\text{гф}}) = \text{const} \cdot J_{2\oplus} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \approx \\ \approx \text{const} \cdot J_{2\oplus} (\theta'_1 + \theta'_2) = \text{const} \cdot J_{2\oplus} \cdot 2\alpha; \quad (2.15)$$

здесь $\theta' = (\pi/2) - \theta$, $2\alpha = \theta'_1 + \theta'_2$ — угол между плоскостями орбит спутников. Для суммарного смещения орбит за счет геофизической

прецессии за время t имеем

$$(\varphi_1 + \varphi_2)_{\text{геофиз}} = \text{const} \cdot 2J_{2\frac{1}{2}} \int_0^t \alpha dt. \quad (2.16)$$

Формула (2.15) показывает, что можно точно вычислить геофизический относительный поворот орбит, если иметь в распоряжении функцию $2\alpha(t)$ (погрешности в нашем знании $J_{2\frac{1}{2}}$, ω_0 , $R_{\frac{1}{2}}$ достаточно малы). Это можно сделать, измеряя расстояние между двумя спутниками методами радио или лазерной локации на каждой орбите. Схема эксперимента может выглядеть следующим образом. Спутники вращаются по близким орбитам в противоположных направлениях, так что встреча происходит каждый раз над полюсами; последнее достигается корректировкой начальных полетных параметров. Точка максимального сближения определяется моментом прохода через нуль доплеровского частотного сдвига в локационной измерительной линии связи спутник — спутник. В этот момент с помощью лазерной локации измеряется взаимное расстояние $\sim 2\alpha a$, с точностью до единиц сантиметров. Результат передается на Землю. Станции слежения за траекторией на экваторе регистрируют прямое восхождение (долготу) орбит. По их данным измеряется относительный угол поворота восходящих узлов за время наблюдения $(\varphi_1 + \varphi_2)_{\text{изм}}$. По данным временной эволюции угла $2\alpha(t)$ вычисляется геофизический поворот (2.15). Наконец релятивистское смещение ЛТ должно выявиться как разность измеренного и вычисленного сдвигов:

$$\Delta\varphi_{\text{ЛТ}} = (\varphi_1 + \varphi_2)_{\text{изм}} - (\varphi_1 + \varphi_2)_{\text{геофиз}}.$$

Встречное обращение спутников необходимо потому, что позволяет исключить смещение узлов орбиты из-за градиентов гравитационного поля, созданных такими факторами, как влияние планет, Луны, приливных эффектов и др. Эти ньютоновские возмущения вызывают равные по величине, но противоположные по знаку смещения встречающихся орбит так, что суммарный угловой сдвиг $\varphi_1 + \varphi_2$ не меняется⁵⁶.

Слежение за эволюцией угла $2\alpha(t)$ — удобный практический способ сбора информации о фигуре Земли и распределении ее масс. Общая ценность подобного эксперимента не ограничена, следовательно, только измерением релятивистских поправок.

Анализ источников ошибок (при условии, что уровень компенсации негравитационных ускорений такой же, как у Triad-I) прогнозирует достижения точности в измерении эффекта ЛТ на уровне 1—2%⁵⁹. В случае успеха это будет новая проверка ОТО.

г) Р е л я т и в и с т с к и й г и р о с к о п

В механике Ньютона идеальный гироскоп (вращающаяся сфера) не испытывает прецессии при любом движении в гравитационном поле. Его спин сохраняется во времени. Теория Эйнштейна предсказывает релятивистскую прецессию спина. Почти одновременно с созданием ОТО изучалась возможность наблюдения этой прецессии на «естественных гироскопах»: Де Ситтер⁶⁰ рассматривал гироскоп — связку Земля — Луна, Эдингтон⁶¹ прецессию Земли в поле Солнца. Релятивистское возмущение в этих случаях оказывалось незначительным (для Земли это величина 10^{-2} угл.сек/год, что существенно меньше точности определения общей прецессии, составляющей ~ 50 угл.сек/год). Вскоре после запуска первых спутников Земли, Шифф^{62а} в 1960 г. предложил эксперимент с искусственным гироскопом на земной орбите и рассчитал скорость прецессии.

Эффект состоит из двух частей, которые хорошо разделяются на полярной орбите. Гироскоп со спином, лежащим в плоскости орбиты, испытывает относительно большую «геодезическую» (или томасовскую *) прецессию, составляющую 7 угл.сек/год для орбиты высотой $\sim 500 \text{ км}$. (Спин гироскопа вращается вокруг вектора нормали к орбите.) Гироскоп, спин которого нормален плоскости орбиты, прецессирует вокруг земной оси, — «спин-орбитальная прецессия» **) со скоростью $\sim 0,05 \text{ угл.сек/год}$. Первый эффект не зависит от вращения Земли, второй как раз им и вызывается. Подробная теория релятивистского гироскопа дана в основных монографиях ²¹⁻²³, экспериментальная ситуация была описана, например, в ².

Хотя идея эксперимента очень стара, он все еще не выполнен. Много лет работает над соответствующим проектом научная группа из Стэнфорда (США) ^{2, 63}. — Хансеновская лаборатория физики и факультет аэронавтики и астронавтики. (В составе группы: Фейербенк, Эверитт, Де-Брэй,

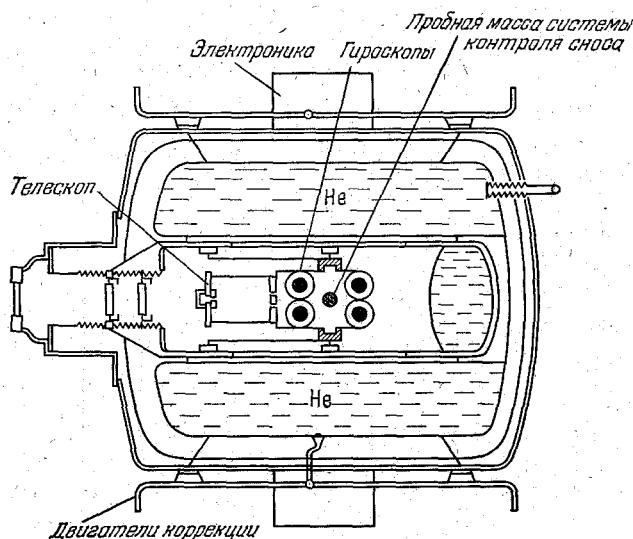


Рис. 6. Схема спутника для эксперимента «релятивистский гироскоп».

Ван-Паттен, Андерсон, Липа и др.) Сроки выполнения работы все время сдвигаются. Причина — чрезвычайная сложность эксперимента, являющегося комбинацией многих трудных технологических и конструктивных задач, только одновременное решение которых может обеспечить успех. Ниже мы кратко опишем основные детали проекта и состояние его подготовки.

Общая схема спутника, свободного от сноса, несущего гироскопы, изображена на рис. 6 ^{18, 63}. Телескоп ориентации, четыре гироскопа и пробная масса системы слежения за «сносом» размещены в одном сверхпроводящем дьюаровском сосуде. Дьюар рассчитан на 800 литров жидкого гелия со сроком функционирования два года. Отдельный гироскоп — это сфера из чистого кварца (однородность $\sim 10^{-6}$, точность формы $\Delta r/r \sim$

*) Аналогичный эффект, вычисляемый на основе ОТО, существует для спина электрона на орбите вокруг ядра (см. ^{62b}).

**) Аналогия есть — взаимодействие орбитального момента электрона со спином ядра, что обуславливает тонкую структуру спектральных линий.

$\sim 10^{-7}$). Наружное покрытие из ниобия. Поддерживается гироскоп электростатическим подвесом с тремя взаимно перпендикулярными парами электродов (точность центровки 10^{-5} см, напряжение «поддержки» в космических условиях $\sim 0,5$ в). Раскрутка осуществляется струей паров гелия до 200 гц за время 30 мин при вакууме $\sim 10^{-9}$ тор.

Каждый гироскоп окружен сверхпроводящим магнитным экраном. Пробная масса системы слежения, также из кварца, вместе с гироскопами находится в кварцевом футляре, к которому жестко прикреплен кварцевый телескоп. Все соединения выполняются без применения клея, на оптическом контакте. Магнитное экранирование осуществляется еще сверхпроводящим дьюаром, выполненным из немагнитного материала; остаточное поле находится на уровне менее $\sim 10^{-7}$ гс.

Все эти меры преследуют одну цель: — сделать гироскоп с остаточным дрейфом не больше $\sim 10^{-16}$ рад/сек ($6 \cdot 10^{-4}$ угл.сек/год). Тогда точность измерения «геодезической прецессии» достигнет 0,01%, спин-орбитальной — 30%. Контроль за положением спинов гироскопов осуществляется при помощи наблюдения за магнитным моментом Лондона, которым должна обладать вращающаяся сверхпроводящая сфера. Три взаимно-перпендикулярные петли съема окружают каждый гироскоп и подают сигнал на квантовые магнитометры джозефсоновского типа. Точность измерения углового положения спина таким методом достигает $\sim 10^{-3}$ угл.сек за время 10^4 сек.

Проектные требования к степени сноса спутника с геодезической не превышают технического уровня «Triad-1». Двигатели корректировки сноса используют основной запас жидкого гелия. Общее управление кораблем происходит по сигналу ошибки, поступающему с телескопа.

Телескоп захватывает звезду-ориентир, и два реперных гироскопа выстраивают свои оси по этому направлению. Два оставшиеся — измерительные: один ориентирует спин примерно по направлению земной оси, другой — перпендикулярно к ней. Оба лежат в плоскости нормальной оптической оси телескопа: первый измеряет главным образом геодезическую, второй — спин-орбитальную прецессию. Реперные гироскопы тоже измеряют, но смешанную прецессию, причем их сигнал будет периодическим при вращении спутника вокруг оси телескопа. Вращение полезно, поскольку помогает дополнительно избавиться от дрейфовых эффектов; удобный период вращения $\sim 20-30$ мин. Корректировка телескопа, естественно, не может вестись непрерывно из-за орбитального движения. Контроль происходит на каждом обороте в отрезок времени, когда звезда захвачена в телескоп. (Удобной реперной звездой может быть, например, Праксион или Ригель.)

К моменту написания настоящего обзора были готовы все детали в отдельности, проведены стендовые испытания гироскопов систем подвеса, раскрутки и съема сигналов¹⁸. Пробный полет для испытания всей системы в целом предусмотрен программой на космическом корабле «Shuttle-10» в 1980 г.

Остановимся кратко на значении последних двух экспериментов, описанных в гл. 1, п.в), г). Оба проекта достаточно дороги и трудоемки, поэтому уместно еще раз спросить, что нового они могут дать для нашего знания природы гравитации в сравнении с другими тестами. С точки зрения определения метрических коэффициентов — не слишком много. Геодезическая прецессия гироскопа связана все с тем же коэффициентом «кривизны» γ , который, правда, при достижении проектного разрешения, может быть измерен с точностью 0,01%. Наблюдение эффекта ЛТ и спин-орбитальной прецессии (природа которых примерно одинакова) в принципе допускает оценку одного из параметров, связанных с гипотезой о привиле-

гированной системе отсчета, $-\alpha_1$, но довольно грубо, с точностью [не более 50%. Важно, однако, подчеркнуть новое качество этих экспериментов. Именно, это будут первые измерения релятивистских особенностей гравитационных систем с вращением, искажения ньютоновского поля вращающейся массы и поведения вектора углового момента в гравитационном поле.

В эволюции представлений о пространстве и материи опыты с вращением сыграли заметную роль: напомним, что эксперименты (мысленные) с вращающейся системой отсчета служили для Ньютона доказательством существования абсолютного пространства. Мах в этих же опытах усматривал подтверждение своего принципа — инерция тел обусловлена притяжением далеких масс Вселенной *). В ОТО на смену этим воззрениям приходит принцип эквивалентности: в инерциальной системе отсчета (какой является локально-лоренцова) скомпенсированы все поля как удаленной материи, так и близких масс. Свободно падающий гироскоп не прецессирует в инерциальной (т. е. своей собственной) системе отсчета.

Прецессия наблюдается в системе, связанной со звездами. Инерциальная система (ось гироскопа) смещается по отношению к звездной из-за влияния земного поля, которое изменяется благодаря вращению. По этой причине эксперимент «релятивистский гироскоп» иногда называют измерением «сноса инерциальной системы отсчета»²³. Заметим, что обращение к «спину гироскопа» лишь реальный способ задания инерциальной системы; прецессию должен был бы испытывать любой другой свободный вектор; ее скорость не зависит от абсолютной величины спина.

Лабораторные проекты и оценки по измерению эффектов, описанных в двух последних главах, можно найти в^{57, 67, 68}.

3. НАБЛЮДЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ (ПУЛЬСАР В СОСТАВЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ)

Объекты, которые должны обладать сильным гравитационным полем, открыты в течение десяти последних лет. Это нейтронные звезды (пульсары) и двойные рентгеновские источники с компактным невидимым компонентом, возможно, — «черной дырой». Естественно, что сразу же были предприняты попытки отыскать релятивистские гравитационные особенности по каким-либо наблюдательным параметрам таких объектов. К сожалению, этого сделать не удалось из-за сильного фона гидродинамических и плазменных процессов в окружающей среде, которые искажают картину и исключают однозначное указание причин того или иного эффекта. Но вот недавно положение несколько изменилось.

В конце 1974 г. был обнаружен пульсар, входящий в состав двойной звезды. Пульсар — нейтронная звезда — при массе порядка солнечной и радиусе ~ 10 км обладает значением $\phi/c^2 \sim 0,1$, что на пять порядков больше соответствующей величины для Солнца. Каков бы ни был второй компонент, он находится в относительно сильном поле пульсара, так что динамика взаимных движений должна иметь заметный релятивистский характер. Самое замечательное, что выделяет данный объект среди других компактных двойных, — это наличие высокостабильного радиисточника, которым служит пульсар, на орбите двойной звездной системы. Природа дарит нам «релятивистскую лабораторию» с готовым инструментом для ее исследования.

*) Прямым опровержением принципа Маха являются эксперименты по измерению анизотропии инертной массы^{65, 66}.

Обнаружившие этот пульсар PSR 1913 + 16, Тейлор и Халс⁶⁹ обычными методами, применяемыми для двойных звезд, оценили параметры системы. Они нашли, что период орбитального движения равен $T = 27907 \pm 30 \text{ сек} \approx 7,5$ часов; максимальный период следования импульсов пульсара $P_{\max} = 59,045 \text{ сек}$, минимальный $P_{\min} = 58,967 \text{ сек}$ (изменение P — следствия эффекта Доплера и других, более тонких причин); расстояние от Земли до пульсара порядка 5 *кпс*. Вторым компонентом ни оптическими, ни радиометодами пока обнаружить не удалось.

Анализ тестов, которые могут быть выполнены с помощью этого уникального объекта, возможен со следующих позиций: сколь хорошо подтверждаются этой системой классические эффекты ОТО? Что дают эффекты ОТО для определения характеристик самой двойной, ее физики? Какие новые проверки гравитации возможны с помощью такой системы?

а) Традиционные релятивистские тесты

Естественно в первую очередь обратиться к эффекту релятивистской прецессии орбиты или смещения периастра (для Солнца — перигелия). Оценка по известной формуле для углового сдвига периастра за один оборот дает при $M_1 = M_2 \sim M_\odot$

$$\Delta\varphi_P = 6\pi \frac{M_1 + M_2}{c^2 a (1 - e^2)} = \frac{6\pi^{5/3} \cdot 2^{2/3} [G (M_1 + M_2)]^{2/3}}{c^2 (1 - e^2) T^{2/3}} \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ рад/оборот}, \quad (3.1)$$

что означает сдвиг порядка ~ 3 *угл. град.* в год. Это огромный эффект в сравнении со смещением перигелия Меркурия $\sim 0,43$ *угл. сек* за год. Экспериментально Тейлор и Халс нашли для смещения периастра величину $\sim 3,6 \pm 1,6^\circ$, что находится в хорошем согласии с теорией.

Гравитационное красное смещение частоты пульсара в принципе можно было бы наблюдать, используя вариации расстояния между компонентами в процессе орбитального движения, но его трудно отделить от релятивистского эффекта Доплера второго порядка. Совместное их наблюдение возможно и, как показано ниже, оно играет важную роль при исследовании этой двойной системы.

Задержка излучения пульсара в поле второго компонента в принципе также может быть измерена. Однако, поскольку наклонение орбиты не равно наиболее благоприятному для этого эксперимента углу $i = \pi/2$, эффект задержки будет сказываться на частоте следования импульсов только в членах порядка $(v/c)^3$ и для его измерения необходимо улучшение инструментальной техники^{70, 71}.

В работах^{72, 73} обсуждалась возможность наблюдения эффекта Шиффа, т. е. прецессии гироскопа на кеплеровской орбите. Гироскопом является сам пульсар. Если его ось вращения не перпендикулярна плоскости орбиты, то она будет испытывать геодезическую прецессию, т. е. будет вращаться вокруг вектора орбитального углового момента пульсара. («Спин-орбитальная», тонкая прецессия в силу малости, по-видимому, ненаблюдаема.) Интегральный за оборот сдвиг оси пульсара, усредненный по периоду обращения, равен

$$\Delta\varphi_g = \frac{6\pi}{2} \frac{GM_2 (3M_2 + 4M_1)}{a (1 - e^2) c^2 \cdot 3 (M_2 + M_1)}. \quad (3.2)$$

В пределе, когда масса второго компонента сильно превышает массу пульсара $M_2 \gg M_1$, величина $\Delta\varphi_g$ составляет половину релятивистского смещения периастра $\Delta\varphi_P$; при $M_1 \sim M_2$ получим $\Delta\varphi_g \approx (7/24) \Delta\varphi_P$. Поскольку экспериментальный результат для смещения периастра $\Delta\varphi_P \sim 4^\circ \text{ год}^{-1}$, — следует ожидать геодезическую прецессию оси пульсара

$\Delta\varphi_g \sim 2^\circ \text{ год}^{-1}$. (Напомним, что гироскоп Шиффа прецессирует лишь на $\sim 7'' \text{ год}^{-1}$.)

Как наблюдать прецессию оси пульсара с Земли? Ответ зависит от модели механизма излучения. В пульсарной модели вращающегося маяка излучение покидает звезду внутри конуса с раствором 2α , ось которого составляет угол ξ с осью вращения. Наблюдатель на Земле принимает излучение в том случае, если луч зрения попадает внутрь угла 2α . Вращение пульсара модулирует излучение, придавая ему характер импульсов заданной длительности. При этом поляризация излучения сканируется в определенном интервале. Прецессия оси приведет к изменению угла, под которым луч зрения пронизывает конус излучения. В результате принимаемые на Земле импульсы изменят свою длительность и интервал сканирования поляризации. По этим изменениям в принципе возможно зарегистрировать и измерить геодезическую релятивистскую прецессию пульсара — гироскопа^{72, 73}. При определенной геометрии излучение может исчезнуть из поля зрения и возникнуть снова, спустя время, равное периоду прецессии. Однако это слишком большой промежуток 180 лет для PSR 1913-16, так, что реально разумен лишь поиск малых вариаций ширины и поляризации импульсов. С периодом прецессии ~ 180 лет изменения поляризации составят несколько процентов за год. Ширина импульсов, конечно, может быть измерена с большей точностью, чем поляризация. Но на практике оба эти параметра меняются случайным образом от импульса к импульсу из-за возмущений различными межзвездными процессами. Следует надеяться лишь на процедуру усреднения по большому числу импульсов, при выделении секулярных изменений длительности и поляризации.

Как видим, измерения здесь также весьма сложны и трудоемки, требуют многолетних наблюдений и детального анализа соотношения «сигнала» и «шума». Однако такой эксперимент гораздо дешевле земного проекта «релятивистский гироскоп» (см. раздел г) гл. 2). Очень важно также, что, кроме наблюдения релятивистского эффекта, этот эксперимент даст ценную информацию о пульсарных параметрах, таких как ширина радиационного конуса, наклонение конуса к оси вращения, наклонение самой оси вращения к орбитальному моменту, что позволит оценить правдоподобность теоретических моделей.

б) Определение параметров астрофизических объектов с помощью ОТО

В предыдущем пункте просматривается вторая сторона взаимоотношений ОТО и уникальной двойной. Именно: ОТО выступает не как гипотеза, нуждающаяся в подтверждении, а как теория, позволяющая указать критический тест для проверки астрофизической модели пульсара. В самом деле, эффекты ОТО достаточно доказаны, чтобы с их помощью можно было бы отыскивать неизвестные параметры релятивистских объектов, уточнять ту или иную гипотезу об их структуре.

Это новое качество гравитационных экспериментальных исследований хорошо видно уже из результатов наблюдения прецессии периастра. Совпадение измеренной величины прецессии с релятивистской оценкой позволяет сделать заключение о компактности компаньона пульсара. Действительно, если бы компаньон был звездой главной последовательности, то только из-за приливных эффектов смещение периастра было бы в 50 раз больше наблюдаемого⁷⁰.

При успешном измерении геодезической прецессии пульсара появится возможность раздельного определения масс обоих компонентов из (3.1)

и (3.2). Менее изощренный эксперимент, связанный с измерением релятивистского смещения частоты радиоизлучения пульсара, также позволит найти массы компонентов и наклонение орбиты^{70, 74}.

Ввиду важности вопроса, остановимся на нем более подробно, следуя работе⁷⁴.

На рис. 7 схематически изображены простейшие геометрические построения, представляющие картину двойной системы для земного наблюдателя.

Луч зрения от наблюдателя к двойной системе перпендикулярен к картинной плоскости, в которой лежит видимая проекция орбиты. Орбитальная плоскость наклонена к картинной под углом i . Точка π — периастр орбиты; p — мгновенное положение пульсара, точка O — центр масс двойной системы; NN' — линия узлов. Угол $\angle N'O\pi$ — долгота периастра; πO — линия аписид, угол $\angle \pi O P$ — истинная аномалия пульсара.

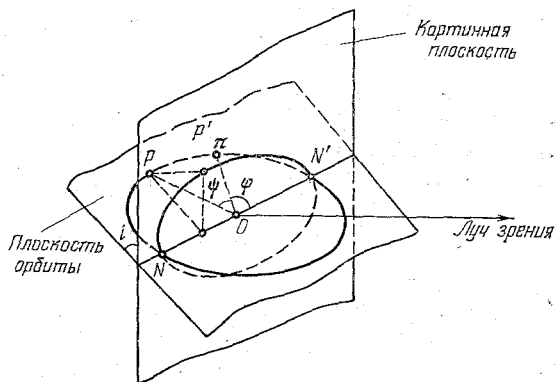


Рис. 7. Геометрия орбиты двойной системы для земного наблюдателя.

Период следования радиоимпульсов изменяется при движении пульсара по орбите следующим образом:

$$P \approx P_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta + \frac{v^2}{2c^2} + \frac{GM}{c^2 r} \right) \quad (3.3)$$

(предполагается, что центр масс покоится по отношению к наблюдателю), M — масса компаньона, r — расстояние между ним и пульсаром, $v \cos \theta$ — проекция скорости пульсара на луч зрения.

Уравнение (3.3) учитывает обычный и релятивистский эффекты Доплера, а также гравитационное смещение частоты. С помощью законов кеплеровской орбиты, вводя среднее значение \bar{P} по орбитальному периоду T (при этом в качестве $v \cos \theta$ следует рассматривать лучевую скорость изменения отрезка $PP' = OP \sin i \cdot \sin(\varphi + \psi)$), несложно получить из (3.3) уравнение для вариаций периода

$$\Delta p = p - \bar{p} = p \left[\left(\frac{K}{c} \cos \varphi + \frac{eA}{c^2} \right) (\cos \varphi + e) - \frac{K}{c} \sin \varphi \sin \psi \right]. \quad (3.4)$$

Константы K и A определены формулами

$$K = \frac{(2\pi G)^{1/3} M \sin i}{T^{1/3} (M+m)^{2/3} \sqrt{1-e^2}}, \quad A = \frac{(2\pi G)^{2/3} M^2 \left(2 + \frac{m}{M} \right)}{T^{2/3} (M+m)^{4/3} (1-e^2)}. \quad (3.5)$$

Положение периастра, угол φ , может считаться фиксированным за время одного — нескольких оборотов. Производя фурье-анализ вариаций периода на частоте обращения $\frac{2\pi}{T} = \dot{\psi}$, наблюдатель в состоянии определить величины

$$\tilde{\alpha} = \frac{K}{c} \cos \varphi + \frac{eA}{c^2}, \quad \tilde{\beta} = \frac{K}{c} \sin \varphi. \quad (3.6)$$

Константа A включает в себе оба релятивистских эффекта: доплер-эффект второго порядка и гравитационное смещение частоты. Из (3.6)

видно, что если долгота периастра остается постоянной, выделить релятивистский член невозможно. Но, как мы знаем, φ медленно меняется из-за гравитационной прецессии ОТО, угловая скорость которой уже измерена. Так появляется путь к определению A . Например, составляя из (3.4) комбинацию

$$\Delta P = P_{\max} - P_{\min} = 2\bar{P} \left(\frac{K}{c} + \frac{eA}{c^2} \cos \varphi \right), \quad (3.7)$$

легко видеть, что, измерив разность значений $\Delta P/\bar{P}$ для $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$, можно чисто выделить релятивистский член $2eA/c^2$. Практически это неудобно, поскольку продолжительность полупериода прецессии ~ 90 лет. Реальный метод мог бы заключаться в измерении скорости изменения величин $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$. Тогда из (3.6) получим

$$2eA/c^2 = \frac{d}{dt} (\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2) / \frac{d\tilde{\alpha}}{dt}.$$

Наиболее выгодным для оценки A будет положение орбиты, при котором $d\tilde{\alpha}/dt$ максимально, т. е. положение, когда долгота периастра $\varphi = \pi/2$ или $\varphi = 3\pi/2$. Наблюдения Тейлора и Халса⁶⁹ дают в настоящее время $\varphi = 179^\circ$. В этой ситуации линейный доплер-эффект максимален, и выделить на его фоне релятивистскую поправку A (указанным или другими методами) затруднительно. Следует подождать более благоприятного положения. Нам, однако, важно подчеркнуть принципиальную возможность такого измерения. Определение величины A даст значение независимой комбинации масс $B = M(2M + m)/(M + m)^{4/3}$, которая, вместе с известной прецессией периастра $\Delta\varphi_P$ (3.1) и классической функцией масс $f(M) = (M \sin i)^3/(M + m)^2$, обеспечит раздельную оценку массы компонентов и угла наклона орбиты. Таким образом, эффекты ОТО выступают в роли *experimentum crucis* при исследовании нового объекта Вселенной.

в) Гравитационное излучение и неэйнштейновские эффекты

Идея наблюдения уменьшения периода двойной звезды для косвенного доказательства существования гравитационного излучения известна давно⁷³. Ее реализации на практике всегда мешала малая точность измерения орбитального периода. Пульсар в составе двойной звезды предоставляет возможность значительного повышения точности измерений относительных вариаций периода по доплеровскому сдвигу частоты.

Потери на гравитационное излучение должны привести к уменьшению периода и эксцентриситета орбиты с темпом⁶⁴:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{T}}{T} &= -\frac{96}{5} G^3 \frac{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{a^4} F(e) \approx 6,3 \cdot 10^{-11} \frac{\chi(1+\chi)^3}{\sin^5 i} \text{год}^{-1}, \\ \frac{T}{e} \frac{de}{dT} &= 0,342, \quad \chi = \frac{M_1}{M_2}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Второе из этих уравнений не требует знания масс компонентов и угла наклона орбиты, но, к сожалению, мы не умеем измерять эксцентриситет с достаточной точностью. Первое равенство (3.8) при $\chi = 1$ и $i \lesssim 60^\circ$ ⁶⁹ дает оценку $(\dot{T}/T) \gtrsim 10^{-9} \text{год}^{-1}$ ^{74, 76}, что с существующими частотными стандартами вполне могло бы быть измерено. В действительности измерение такого замедления обращения не привело бы нас к однозначному выводу в пользу гравитационного излучения, ибо существуют и другие причины, вызывающие падение периода со временем. Наиболее существ-

венная из них — это возможное ускорение центра масс двойной звезды, например, при движении относительно центра Галактики. Другая версия — наличие третьего невидимого компонента. При массе $\sim M_\odot$ ему достаточно располагаться на расстоянии ~ 100 а. е. от центра двойной ⁷¹. Подчеркнем, что именно монотонный характер изменения периода за счет гравитационного излучения не позволяет пока достоверно выделить его на фоне других возмущений.

На практике экспериментально измеренное замедление орбитального периода пульсара оказалось $\dot{T}/T \geq 5 \cdot 10^{-8} \text{ год}^{-1}$ ⁷⁷, что несколько больше оценки из (3.8) и, таким образом, работает в пользу гипотезы ускорения центра масс.

Начиная с теории Брэнса — Дики большинство теорий гравитации, конкурирующих с ОТО, предполагают существование дипольного гравитационного излучения. В ряде вариантов постньютоновские эффекты, связанные с параметрами γ и β , полностью совпадают с теми же эффектами ОТО и их нельзя выделить в рамках обычных тестов. Дипольные гравитационные волны — один из немногих моментов, которые могут служить экспериментальным критерием разделения.

Интенсивность дипольного излучения в теориях Брэнса — Дики, Лайтмана — Ли, Розена, Эрдли можно единообразно характеризовать некоторым безразмерным параметром ξ с индивидуальным значением в каждом варианте ⁷⁸. Общим правилом является то, что дипольное излучение существенно, если $\Delta > (v/c)^2$, где Δ — введенный в гл. 1 параметр отношения гравитационной энергии системы к ее полной энергии. Для нейтронной звезды $\Delta \sim 0,1 \gg (v/c)^2 \sim 10^{-6}$, так что двойная с пульсаром как раз является интересным объектом. Оценка скорости изменения орбитального периода за счет дипольного излучения проведена в работе Уилла ⁷⁸. Эффект должен составить величину

$$\frac{\dot{T}}{T} \approx -\xi \mu \Delta^2 \left(\frac{2\pi}{T} \right)^2 \left(1 + \frac{e^2}{2} \right) (1 - e^2)^{-5/2} \approx \xi (3,09 \cdot 10^{-7}) \left(\frac{\Delta}{0,1} \right)^2 \frac{\mu}{M_0} \text{ год}^{-1}, \quad (3.9)$$

$\mu = Mm/(m + M)$ — приведенная масса. Если ξ велико, то дипольное излучение должно бы дать эффект значительно больший, чем другие разумные механизмы уходов периода. В ОТО $\xi = 0$ в теории Брэнса — Дики $\xi = 2/(2 + \omega) \lesssim 2/3 \sim 0,07$, в остальных вариантах $\xi \gg 1$.

Экспериментальное измерение замедления даст верхнюю границу для ξ . Суждение в пользу какой-либо из теорий можно будет сделать, если будут известны массы компонентов.

Ускорение центра масс двойной мешает наблюдению гравитационно-излучательных потерь. Однако оно может быть использовано для проверки неконсервативных метрических теорий, в которых нарушаются законы сохранения, в частности, закон сохранения импульса. Расчеты ⁷⁹ показывают, что в этом случае возникает ускорение центра масс, но в избранном направлении, именно, в направлении периастра орбиты.

Как упоминалось в разделе а) гл. 2, неконсервативные теории содержат в постньютоновском разложении интервала дополнительные константы α_i и ζ_i , которые как раз определяют искомое ускорение к периастру:

$$\ddot{a} = \frac{\pi M m (M - m) e}{T (M + m)^{3/2} P^{3/2}} (\alpha_3 + \zeta_2 - \zeta_W) \bar{n}_P. \quad (3.10)$$

\bar{n}_P — единичный вектор в направлении периастра (мы сохранили за постньютоновскими коэффициентами обозначение монографии ²³). Не вдаваясь в детали, укажем, что в ОТО и теории Брэнса — Дики $\alpha_3 = \zeta_2 = \zeta_W = 0$, у Лайтмана и Ли, а также из экспериментов в Солнечной системе известны границы на α_3 и ζ_W ²³, так, $|\alpha_3| < 2 \cdot 10^5$, $|\zeta_W| < 10^{-2}$. Отсюда оценка ускорения центра масс двойной к периастру даст возможность установить какие-то границы для константы ζ_2 , которая, грубо говоря, есть мера вклада гравитационной энергии тела в активную гравитационную массу (о соотношении «активной» и «пассивной» гравитационных масс см. обзор ²).

Определить ускорение (3.10) возможно снова по изменению частоты радиоизлучения пульсара. Особенность в том, что релятивистское движение периастра должно гармоническим образом кодировать эффект. По-видимому, это может обеспечить его выделение, правда, за значительный промежуток времени. Исходя из (3.10), Уилл ⁷⁹ дает оценку вариации орбитального периода за счет ускорения к периастру

$$\frac{\dot{T}}{T} = 2,5 \cdot 10^{-8} \frac{\chi(1-\chi)}{1+\chi} \left(\frac{m+M_\odot}{M_\odot} \right)^{2/3} \sin \varphi (\alpha_3 + \zeta_2 - \zeta_W) \text{ год}^{-1},$$

где φ — угол периастра (см. рис. 7). Поскольку выше отмечалось, что в настоящее время $\varphi \sim 180^\circ$, это измерение невозможно сейчас; но через несколько лет благодаря смещению периастра $\sim 4^\circ$ в год такой эксперимент будет иметь смысл. О проверке гипотезы анизотропии гравитационной массы с помощью рассматриваемой двойной системы см. ⁸⁰.

4. ПОИСКИ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Если отвлечься от задач тонкого разделения гравитационных релятивистских эффектов, то следует констатировать, что ОТО хорошо доказана как многими измерениями в слабом поле, так и первыми наблюдениями в сильном. Нет ни одного случая нарушения предсказаний ОТО. С освоением спутников, свободных от сноса, учет релятивистских траекторных поправок становится обычной навигационной операцией в космосе. Это означает, что ОТО из ранга «чистой» науки выходит в область прикладных дисциплин.

К сожалению, все еще за границей опыта остается один из важнейших прогнозов теории Эйнштейна — гравитационные волны (ГВ). Коль скоро ОТО подтверждена, нет сомнений в существовании гравитационного излучения, в его физической реальности. Для большинства теоретиков его открытие — лишь дело времени ⁸². На этом фоне обнаружение ГВ имеет гораздо больший смысл, чем просто очередное доказательство ОТО. Необходимо открыть ГВ и научиться с ними «работать» для того, чтобы овладеть новым каналом астрофизической информации, невозможным другим образом.

Известен, правда, на случай неудачи успокоительный мотив, отмеченный Вейнбергом: «Гравитационное излучение представляло бы интерес, даже если бы не было никаких надежд когда-либо его обнаружить, поскольку теория гравитационного излучения является естественным мостом между общей теорией относительности и современной микроскопической физикой». Для экспериментатора все же этот мотив — лишний стимул к активному действию, — цена эффекта существенно зависит от того, овладеем мы им или нет.

После обнадеживающих результатов, полученных Вебером на первых гравитационных антеннах, казалось, что начало «гравитационно-волновой астрономии» положено ^{83, 85}. Теоретический анализ и последующие проверки этих данных развеяли начальный оптимизм.

Сегодня экспериментаторы находятся в состоянии нелегкой погони за качеством гравитационных приемников, имея целью достижение теоретически разумного уровня чувствительности.

Природа ГВ, расчеты разнообразных источников излучения так же как первые экспериментальные попытки обнаружения, неоднократно освещались в литературе ^{2, 21-23, 81, 83}. В данном обзоре мы остановимся лишь на одном моменте, — на основании и перспективах гравитационных антенн веберовского типа.

а) Всплески излучения из космоса

Пионером поиска внеземных импульсных ГВ явился профессор Мериллендского университета (США) Дж. Вебер, проводивший в 1968—1971 гг. серию измерений на гравитационных антеннах ⁸⁴ и обнаруживший совпадающие всплески, отмеченные независимыми установками, разнесенными на тысячу километров (детали в обзорах ^{2, 85}).

Теоретический анализ результатов Вебера сразу обнаружил серьезные трудности гравитационно-волновой интерпретации совпадений ^{86, 87, 101}. При чувствительности антенн $I \sim (10^6 - 10^7) \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2$ по потоку энергии

и частоты событий более пяти в месяц, оценка требуемого расхода энергии источником в центре Галактики превышает $10^3 M_{\odot} c^2$ в год, что аномально много для возраста Галактики.

В 1972 г. опыты были проведены МГУ совместно с ИКИ АН СССР^{88, 89}. Антенны с параметрами, близкими к веберовским, обладали улучшенной системой регистрации и были разнесены ~ 20 км. За двадцать суток чистого времени наблюдений совпадающих всплесков, превышающих шумовой фон, зарегистрировано не было.

В 1973—1974 гг. подобные эксперименты повторялись в Рочестерском университете лабораториями Белл-телефон⁹⁰, IBM⁹¹ (США); совместно с центрами во Фраскати, Мюнхене и Медоне⁹² (Италия, ФРГ, Франция), Университетом Глазго⁹³ (Шотландия) и др. Чувствительность установок во всех случаях была не хуже веберовской, но эффект Вебера не был обнаружен.

В соответствии с теоретическими соображениями о том, что мощные всплески ГВ должны сопровождаться излучением иной природы, предпринимались поиски радио⁹⁴ и нейтронных⁹⁵ всплесков, коррелированных с событиями Вебера. Результат оказался отрицательным. В то же время была отмечена корреляция веберовских событий с солнечной и геомагнитной активностью, со вспышками космических лучей^{96, 97}.

Очевидно, что нужны новые измерения. Однако антенны второго поколения уже не могут быть рассчитаны только на счастливый случай. Они должны соответствовать достаточно правдоподобным теоретическим прогнозам.

Прогнозирование внеземных импульсных источников оказалось не легкой задачей. Некоторая ясность была достигнута в последнее время. Полный анализ удастся провести для модели скопления черных дыр⁸⁸⁻¹⁰⁰, предсказав все характеристики всплесков ГВ-излучения, включая их форму^{100, 102}. Однако для экспериментатора разумно рассчитывать на данные, пусть менее исчерпывающие, но зато более свободные от рамок той или иной гипотетической модели. Этому требованию в значительной мере удовлетворяют оценки, которые мы проводим ниже.

Мощные всплески ГВ-излучения могут возникнуть только при участии сверхплотных звезд с $r \sim r_g$. Нормальные звезды в состоянии обеспечить лишь крайне слабый поток излучений на Землю с очень низкой частотой $\omega < 10^{-4}$. Существование черных дыр все еще содержит в себе элемент гипотезы, но такой релятивистский объект, как нейтронная звезда, наблюдается, и его существование сомнению не подлежит.

Напомним, что твердотельные антенны веберовского типа в состоянии перекрыть диапазон частот $\nu \sim 10^2 - 10^4$ гц. Такие частоты должны излучаться в процессе вспышки сверхновой от ее плотного остатка. Это событие достаточно надежно, кроме того с минимальной гипотетичностью можно рассчитывать на несимметричный коллапс и столкновение плотных звезд.

Статистика звездных масс нашей Галактики достоверно позволяет взять объекты с массами $3 M_{\odot} - 30 M_{\odot}$. Более крупные звезды встречаются весьма редко. Без большой ошибки можно полагать, что доля гравитационного излучения ε составляет $(10^{-1} - 10^{-3})$ от энергии покоя объекта. Вероятность отдельного события по наблюдаемым вспышкам сверхновых в нашей Галактике примерно равна $p \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ штук/год на одну галактику. Однако следует учесть возможность таких же ненаблюдаемых событий (вспышка, закрытая пылевыми облаками, звездными скоплениями и т. д.). Тогда прогноз частоты составит $p \sim 5 \cdot 10^{-2}$ штук/год на галактику.

Размеры той части Вселенной, которую необходимо принять во внимание, диктуется практически разумной интегральной частотой ≥ 10 всплес-

ков в год. При средней плотности галактик $n \sim 3$ штук/млн³ расстояние до максимально удаленного источника будет порядка $R \sim \sqrt[3]{3N_0/4\pi n\rho} \sim \sim 3-10$ млн. Отсюда универсальная оценка ожидаемой плотности энергии ГВ-излучения в импульсе на земле $W = \varepsilon (Mc^2/4\pi R^2)$ должна лежать в интервале от максимума $\sim 10^4$ эрг/см² до минимума ~ 1 эрг/см². Длительность всплеска при этом $\hat{\tau} \sim (2-3) r_g/c \sim (10^{-3}-10^{-4})$ сек.

Изложенные соображения достаточно общи и почти наверняка правильно отражают действительность. Обычно, более конкретно, указывается на скопление галактик в созвездии Девы «Virgo Cluster», которое отстоит от нас на расстояние ~ 10 млн¹⁰³ и содержит около 2,5—3 тысяч компонентов. В этом скоплении наблюдается в среднем 3—4 сверхновых в течение года, так что полное число с учетом невидимых вспышек, вероятно, не менее десяти в год (напомним, что число галактик в сфере радиуса 10 млн порядка $\sim 10^4$ штук — это еще утроит интегральное число событий). Выполняя оценки, так же как и выше, найдем, что от «Virgo Cluster» следует ожидать ГВ-всплески с $W \sim 10^3-1$ эрг/см².

б) Чувствительность антенн второго поколения

В первой серии гравитационно-волновых экспериментов чувствительность антенн в среднем характеризовалась параметрами: $I_{\min} \sim \sim 10^6$ эрг/сек.·см², полоса $\Delta f \sim 0,5$ гц. Задачи антенн второго поколения, продиктованные оценками предыдущего раздела, значительно сложнее и находятся на границе технических возможностей. Тем не менее вполне реально значительное повышение чувствительности по сравнению с уровнем веберовских антенн.

Взаимодействие излучения с цилиндрическим гравитационным детектором (ГД) может быть рассчитано вполне строго. Но все практически важные следствия получаются уже при анализе простейшей модели ГД в виде квадрупольного осциллятора с точечными эквивалентными массами m , на расстоянии l друг от друга. Для вынужденных колебаний ГД справедливо уравнение Вебера вида

$$\ddot{x}^\alpha + 2\delta_\mu x^\alpha + \omega_\mu^2 x^\alpha = -c^2 R_{0\beta 0}^\alpha(t) l^\beta + f_{\text{фл}}(t). \quad (4.1)$$

Первый член в правой части — возмущающее или «сигнальное» ускорение, эквивалентное действию ГВ в компонентах тензора кривизны $R_{0\beta 0}^\alpha(t)$. Второй член — флуктуационное ускорение, производимое различными помехами; при идеальной изоляции $f_{\text{фл}} = F_{\text{фл}}/m$ представляет флуктуационную силу Найквиста со спектральной интенсивностью $\bar{F}_v^2 = 4kTH$, где $H = 2m/\delta_\mu$ — коэффициент трения материала ГД. Экспериментатору удобнее перейти от «величины кривизны» $R_{0\beta 0}^\alpha$ к единицам плотности энергии W , для чего следует произвести замену по формуле

$$\left(\frac{F}{m}\right)_c = |c^2 R_{0\beta 0}^\alpha l^\beta| \approx \omega_\mu l \sqrt{\frac{8\pi G}{c^3} \frac{W}{\hat{\tau}}}. \quad (4.2)$$

Подставим в формулу (4.2) следующие параметры: среднюю по диапазону частоту $\omega_\mu = 3 \cdot 10^4$ рад/сек, «лабораторную длину» $l = 50$ см. Тогда для двух крайних возможностей прогноза — а) ($W \approx 10^4$ эрг/сек, $\hat{\tau} \sim 10^{-3}$ сек); б) ($W \approx 1$ эрг/сек, $\hat{\tau} \approx 10^{-4}$ сек) — найдем оценки амплитуд «сигнальных» ускорений, возбуждающих колебания в ГД:

$$\left(\frac{F}{m}\right)_a \approx 10^{-9} \text{ см/сек}^2, \quad \left(\frac{F}{m}\right)_b \approx 3 \cdot 10^{-11} \text{ см/сек}^2. \quad (4.3)$$

Если частота механических колебаний ГД совпала с основной гармоникой гравитационного всплеска, то и тогда изменение амплитуды колебаний, вызванное всплеском, остается ничтожно малым (полагаем $\hat{\tau} \ll \delta_{\mu}^{-1} = \tau_{\mu}^*$ так, что $\Delta x \approx F_0 \tau / 2m\omega_{\mu}$).

$$\Delta x, \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}, \Delta x_0 \approx 1 \cdot 10^{-19} \text{ см}. \quad (4.4)$$

Эти оценки показывают, насколько чувствительной должна быть новая гравитационная антенна. Собственный тепловой шум ГД, флуктуации, навязанные внешними помехами и (самое сложное) шумы системы регистрации колебаний необходимо снизить настолько, чтобы было возможно измерение малых возмущений (4.3); (4.4).

Программы по созданию второго поколения гравитационных антенн веберовского типа в настоящее время приняты к исполнению в ряде зарубежных научных центров: Мерилендский, Стэнфордский, Луизианский, Рочестерский университеты (США); Римский университет и Институт им. Маркони (Италия). Отечественную группу составляют ИФЗ АН СССР, МГУ и др. Предполагается использовать целый ряд новых методов и новых технических решений для достижения требуемой чувствительности. Остановимся на основных моментах этих программ.

Предположим, что используя хорошую механическую изоляцию, удалось избавиться от сейсмических и акустических шумов. Остается тепловой шум ГД. При условии оптимального выделения сигнала из шума ГД его обнаружение возможно, если выполнено условие

$$\frac{F_c}{m} \geq \frac{1}{m} \sqrt{F_v^2 \frac{1}{\hat{\tau}}} = \frac{2}{\hat{\tau}} \sqrt{\frac{kT_{\mu} \omega_{\mu} \hat{\tau}}{mQ_{\mu}}}. \quad (4.5)$$

Удовлетворить (4.5) на практике можно подбором параметров m , Q_{μ} , T_{μ} . Известны два варианта. Первый отражает идеи программы⁸⁸ и заключается в использовании, при умеренных m и T_{μ} , больших значений Q_{μ} за счет исполнения тела детектора из монокристаллических блоков сапфира или рубина. Если подставить в (4.5) $\omega_{\mu} = 3 \cdot 10^4 \text{ рад/сек}$, $\hat{\tau} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$, $m = 2 \cdot 10^4 \text{ г}$, $T_{\mu} = 2^\circ \text{К}$, $Q_{\mu} = 10^{10}$, то можно удовлетворить (4.3) даже в самом жестком случае; б) действительно, подстановка дает $F/m \simeq 3 \cdot 10^{-11} \text{ см/сек}^2$.

Во втором варианте та же цель достигается за счет сверхглубокого охлаждения весьма больших масс: $m = 2 \cdot 10^6 \text{ г}$, $T_{\mu} \sim 2 \cdot 10^{-3}^\circ \text{К}$ при среднем $Q_{\mu} \approx 10^6$. Эта программа выдвинута Стэнфордским университетом.

Практическая реализация технических параметров ГД, которые мы только что указали, вполне возможна на современном уровне эксперимента. Однако это будет означать, что сделан лишь первый шаг на пути к антенне, именно: возможно снижение теплового шума ГД до требуемого уровня (4.5). Оказалось, что главные трудности связаны с построением системы индикации, т. е. электромеханического преобразователя, или просто датчика, с помощью которого измеряются малые вариации в колебаниях ГД. На антеннах Вебера (см.⁸⁵) и у большинства других антенн⁹⁰⁻⁹³ датчиками служили пьезоэлементы, покрывавшие центральную часть цилиндрического тела ГД или зажатые между торцами двух одинаковых ГД⁹³. Этот тип датчика (относящийся к классу пассивных преобразователей, не требующих внешнего источника энергии) не является пригодным для антенн второго поколения^{104, 105}. Простые соображения позволяют убедиться в этом.

Условие обнаружения требует по крайней мере равенства мощности сигнала, вложенной в ГД за время $\hat{\tau}$, и мощности электрических флуктуа-

ций датчика в полосе частот, занятой спектром сигнала $\Delta f \sim 2/\tau$ (считая, что броуновские тепловые шумы собственного ГД снижены одним из методов, обсужденных выше). Имеем

$$\frac{(F_0 \tau)^2}{2m\tau} \beta \approx kT_e \frac{2}{\tau}; \quad (4.6)$$

здесь T_e — температура датчика; β — важнейший параметр датчика, коэффициент электромеханического преобразования энергии, равный отношению электрической энергии сигнала на выходе датчика к механической энергии колебаний антенны. Максимальное значение β , полученное на практике для пьезоэлементов, близко к 0,1⁹³ (теоретически β не может превысить 0,5, что соответствует условию согласования электрической и механической степеней свободы антенны). Таким образом, минимальное обнаружимое значение (F_0/m) оказывается равным

$$\frac{F_0}{m} \gtrsim \frac{2}{\tau} \sqrt{\frac{kT_e}{m\beta}}. \quad (4.7)$$

Подставляя параметры, характерные для варианта стэнфордской программы: $m = 1 \cdot 10^6$ г, $T_e = 0,02$ К°, $\beta \approx 0,1$ и $\tau = 10^{-3}$, найдем $F/m \gtrsim 10^{-8}$ см/сек, что, очевидно, недостаточно в сравнении с оценками (4.3) (минимальное регистрируемое смещение при этом $\Delta x \sim 3 \cdot 10^{-16}$ см).

Гораздо более перспективными выглядят преобразователи с дополнительным источником энергии, свободные от ограничения $\beta \leq 0,5$. По-видимому, наилучшим устройством является параметрический преобразователь (питаемый от генератора накачки), в котором механические колебания ГД модулируют емкость или индуктивность электрического резонатора. Собственная частота резонатора ω_e много выше ω_μ частоты ГД. Под действием «сигнала» возникают новые электромагнитные гармоники $\omega_e \pm \omega_\mu$, которые должны быть обнаружены с помощью чувствительного усилителя. Датчик такого типа с переменной емкостью и частотой накачки $\omega_e \sim 10^7$ был успешно использован на антенне⁸⁸.

Максимальное значение β для параметрического датчика при условии согласования равно отношению частот электрической и механической сторон $\beta = \omega_e/\omega_\mu$. Отсюда формула для чувствительности, следующая из (4.6) (справедливая до небольшого численного множителя), принимает вид

$$\frac{F_0}{m} \gtrsim \frac{2}{\tau} \sqrt{\frac{kT_e \omega_\mu}{m \omega_e}}. \quad (4.8)$$

Условие согласования, при котором выполняется (4.8), заключено в требовании определенной величины напряжения накачки U_0 . Подчеркнем, что условие согласования (максимум сигнала на выходе преобразователя) и условие высокой чувствительности (минимум обнаружимой величины F_0/m , вообще говоря, требуют различной величины напряжения накачки U . В работе¹⁰⁶ показано, что при оптимальной фильтрации сигнала датчика увеличение $U > U_0$ приводит к уменьшению правой части (4.8) в U_0/U раз. Однако этот процесс сопровождается падением β в $(U_0/U)^2$ раз, и таким образом, предъявляются повышенные требования к шумам последующего усилителя. Физическая причина падения сигнального отклика антенны проста: — увеличение связи между ГД и датчиком за счет роста U понижает частоту ω_μ , уводя ее в сторону от частоту гравитационной волны ω_0 . При $U > U_0$ сдвиг $\Delta\omega$ превышает ширину спектра сигнала $\sim 2/\tau$, и тогда начинает заметно падать реакция ГД на нерезонансное возбуждение. Если искусственно подстраивать частоту ГД каким-

либо третьим способом, сохраняя ω_μ внутри полосы спектра сигнала, то чувствительность все равно оказывается замороженной на уровне (4.8) из-за эффективного усиления шума в сильно связанной параметрической системе (так называемый эффект обратного влияния)¹⁰⁷. Вернемся к (4.8) и подставим параметры, характерные для варианта программы с высокочастотным ГД: $m = 2 \cdot 10^4$, $T_e = 2^\circ \text{K}$, $\omega_\mu = 3 \cdot 10^4$. Выгодно брать частоту накачки как можно выше, однако технические ограничения, связанные с отсутствием высокочастотных генераторов гармонического сигнала с достаточной стабильностью частоты, допускают выбор накачки лишь с $\omega_e \leq 2 \cdot 10^{10} \text{ рад/сек}$ (СВЧ диапазон)¹⁰⁷. Тогда для $\hat{\tau} \sim 10^{-3} \text{ сек}$ найдем, что $F_0/m \gtrsim 3 \cdot 10^{-10} \text{ см/сек}$, т. е. достигается чувствительность $\sim 10^2 \text{ эрг/см}^2$, что ниже верхней границы оптимистического прогноза для плотности энергии всплеска.

Как же подойти к нижней границе $\sim 1 \text{ эрг/см}^2$ при $\hat{\tau} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$? В рамках классического параметрического датчика остается лишь использовать резерв повышения чувствительности, связанной с принесением в жертву величины полезного сигнала. Предположим, что в руках экспериментатора имеется маломощный усилитель, такой, что допустимо снижение амплитуды сигнала в 50 раз по сравнению с максимальной «согласованной» величиной. Тогда, умножая (4.8) на фактор $u/u_0 = 30$ и, подставляя $\hat{\tau} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$, получим $F_0/m \gtrsim 3 \cdot 10^{-11} \text{ см/сек}^2$. Таким образом, в принципе параметрический датчик дает возможность выхода на предельно низкую прогнозируемую отметку по интенсивности всплесков. Сформулируем теперь более конкретные требования к шумовой температуре усилителя $T_{\text{ш}}$, принимающего сигнал с датчика. Если датчик работает в согласованном режиме, то шумовые температуры усилителя и датчика могут быть равными (полагаем, что генератор накачки является нешумящим). В режиме $u > u_0$ шумовая температура усилителя должна быть существенно ниже. Общее требование к $T_{\text{ш}}$ находим из условия равенства мощности сигнала и шума в полосе $\Delta f \approx 2/\hat{\tau}$ ^{105,106}

$$\frac{(F_0 \hat{\tau})^2}{2m\hat{\tau}} \frac{\omega_e}{\omega_\mu} \left(\frac{u}{u_0} \right)^2 \gtrsim k T_{\text{ш}} \frac{2}{\hat{\tau}}. \quad (4.9)$$

Учтем, что сигнальный импульс содержит примерно один период частоты ω_μ , т. е. $\hat{\tau} \sim 2\pi/\omega_\mu$. Тогда, принимая во внимание (4.2) из (4.9), имеем ($u \gtrsim u_0$)

$$T_{\text{ш}} \leq \frac{8\pi^2 m \omega_e l^2}{c^3 k} \left(\frac{u_0}{u} \right)^2 W. \quad (4.10)$$

Если сюда подставить $m = 2 \cdot 10^4$, $\omega_e = 2 \cdot 10^{10}$, $l = 50$ при $u = u_0$, то получим, что $T_{\text{ш}} \leq 10^\circ \text{K}$ для $W = 10^4 \text{ эрг/см}^2$; и $T_{\text{ш}} \leq 10^{-3}^\circ \text{K}$ для $W = 1 \text{ эрг/см}^2$. Современные лазерные усилители обладают шумовой температурой в данном частотном диапазоне порядка $1 - 10^\circ \text{K}$. Это означает, что, имея ГД с небольшой массой, можно рассчитывать лишь на уровень чувствительности $W \sim 10^3 \text{ эрг/см}^2$. Для более массивных ГД требования к шумовой температуре снижаются, уменьшаются регистрируемые величины F/m и W . Однако одновременно растет значение $u_0 \sim m^{1/2}$ и антенну трудно довести даже до согласованного режима, так что слишком большой рост m не спасает существа дела.

Приведенные оценки демонстрируют сложность использования резерва чувствительным в режиме $u > u_0$. Положение таково, что необходим дальнейший прогресс измерительной техники. Он связан либо с разработкой усилителей с очень низкой шумовой температурой, либо с отысканием новых маломощных датчиков с высоким коэффициентом преобразования.

в) Квантовые магнитометры и гравитационные антенны

Попытки преодоления трудностей, отмеченных выше, в ряде работ¹⁰⁸⁻¹¹¹ связаны с идеей использования в качестве регистрирующего элемента квантовых магнитометров на основе эффекта Джозефсона так называемых скиндов. Скинды обнаружили рекордную чувствительность в измерениях магнитного поля и магнитного потока при относительно простой конструкции. Казалось, удачное соединение ГД с чувствительным

магнитометром сулит хорошие результаты. Однако теоретический анализ в работе ¹¹² показал, что одноконтактные сквиды с высокочастотной внешней накачкой являются параметрическими преобразователями и чувствительность антенны в лучшем случае будет подчинена формуле (4.7). В частности, для наиболее распространенного сквида — магнитометра Циммермана — Сильвера в гистерезисном режиме справедлива следующая формула, определяющая минимальное регистрируемое ускорение ¹¹²

$$\frac{F_0}{m} \gtrsim \frac{4\pi}{\tau} \sqrt{\frac{kT_s \omega_\mu}{m \omega_e} \frac{1}{\gamma^{1/3}}}, \quad (4.11)$$

где параметр $\gamma = 2\pi kT_s / \Phi_0 I_0 \ll 1$ — относительная мера тепловой энергии и энергии квантового перехода в датчике; T_s — температура сквида, I_0 , Φ_0 — критический ток джозефсоновского контакта и квант магнитного потока. Сравнение (4.8) и (4.11) иллюстрирует сказанное выше.

Положение меняется при переходе к квантовому интерферометру — магнитометру с постоянным питающим током, содержащим два джозефсоновских контакта. Схематически ГД с таким датчиком изображен на рис. 8.

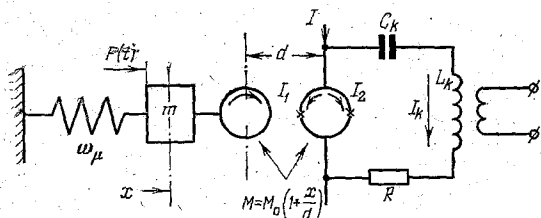


Рис. 8. Гравитационный детектор с квантовым интерферометром.

В работе ¹¹³ обращено внимание на то, что подобная антенна в принципе может достигнуть уровня чувствительности, определяемого формулами (4.3), (4.4).

Квантовый интерферометр можно рассматривать как датчик параметрического

типа с самонакачкой и самодетектированием. Как только постоянный ток питания превысит критическое значение I_0 , при котором разрушается сверхпроводимость, по крайней мере в одном из контактов, в кольце возникает высокочастотный ток за счет эффекта Джозефсона второго рода (т. е. включается собственный ВЧ генератор «накачки»). Внешний, медленно меняющийся в такт колебаниям ГД магнитный поток, проникая в кольцо, модулирует переменный ток Джозефсона по амплитуде и фазе. В силу нелинейных свойств контактов здесь же осуществляется операция детектирования и «медленное» напряжение появляется на зажимах кольца. Резонансный контур, настроенный на частоту ω_μ , фильтрует это медленное напряжение. Замечательно, что поскольку все три элемента параметрического датчика: генератор накачки, ВЧ резонансный контур и детектор объединены в одном, — единственным источником шума является нормальное сопротивление контакта R (фликкер-шум тока смещения лежит в области частот ниже 1 кГц). Частота джозефсоновской генерации зависит от этого сопротивления и критического тока: $\omega_0 = 2\pi R I_0 / \Phi_0$; подбором параметров она может быть доведена в принципе до величины $\omega_0 \sim 10^{12}$. Именно увеличение эффективной частоты накачки на два порядка по сравнению с $\omega_e \sim 10^{10}$ в формулах (4.7)–(4.10) позволяет рассчитывать на достижение нижней границы теоретического прогноза $F/m \sim 3 \cdot 10^{-11}$ см/сек² (при $m \sim 10^6$, $T_e \sim 2^\circ\text{K}$). Здесь, правда, необходимо выносить суждения осторожно, считаясь с квантовыми ограничениями на чувствительность, которые начинают играть роль при $\omega_e \rightarrow \infty$ (или $T_e \rightarrow 0$). В этом пределе регистрируемое ускорение уже не зависит от параметров накачки, а подчиняется формуле

$$\frac{F_0}{m} \gtrsim \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\hbar \omega_\mu}{m}}. \quad (4.12)$$

Последнее связано с тем, что определяющими становятся квантовые флуктуации по сравнению с тепловыми. Важно оценить критическую частоту накачки, для которой еще справедливо соотношение (4.8). Эта критическая частота зависит от эффективности преобразования высокочастотных квантовых флуктуаций в область низких частот (на частоту измерений ω_μ). Анализ для квантового интерферометра, проведенный в ¹¹³, показывает, что $(\omega_0)_{кр} > 10 kT/\hbar \sim 10^{12}$, $T_e \sim 2-4^\circ\text{K}$, т. е. рассчитывать на частоту накачки $\omega_e = \omega_0 \sim 10^{12}$ допустимо даже при учете квантовых ограничений чувствительности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог изложенному в этом обзоре, нам хотелось бы подчеркнуть следующее обстоятельство: концентрация экспериментальных усилий гравитационистов, по-видимому, будет все сильнее смещаться из области неволновой в волновую. Связано это с тем, что сомнений в справедливости выводов ОТО для неволновой зоны практически уже нет, — они многократно проверены с точностью около 1%. Более глубокая проверка во втором порядке по малому параметру $(\varphi/c^2)^2$ в слабом поле потребует длительной подготовки. Кроме того, практическая ценность сверхточных измерений постньютоновских коэффициентов очевидно уступает значению тех шагов, которые могли бы вести к открытию гравитационных волн и их последующему освоению. Поиски всплесков гравитационного излучения из космоса на антеннах второго поколения, несомненно, будут проведены, и это потребует не менее пяти лет. Положение, однако, сильно осложнится, если на этом новом уровне волны не будут обнаружены. Тогда дальнейшие поиски с наземными антеннами придется отложить из-за ограничений существующей измерительной техники. Возможно, что новый прогресс здесь будет связан с развитием идей квантовых неразрушающих измерений ¹¹⁴.

В случае отрицательных результатов с наземными антеннами второго поколения центр тяжести, по-видимому, будет смещен на эксперименты с космическими антеннами со сверхдлинной базой в несколько астрономических единиц (обсуждение перспектив космических гравитационных антенн содержится в работе ¹¹⁵).

Радиоинтерферометры со сверхдлинной базой в космосе в перспективе будут служить основой для развития еще одного (неволнового) направления в релятивистском гравитационном эксперименте. Здесь имеется в виду обсуждаемая в работах ¹¹⁶ возможность прямого измерения средней плотности материи во Вселенной и ее вариаций по релятивистским параллаксам далеких объектов, находящихся на космологических расстояниях.

Однако сейчас трудно предсказать, как скоро экспериментаторы приступят к разработке этого направления.

В заключение обратим внимание еще на одно обстоятельство. Сегодня деятельность экспериментаторов-гравитационистов принято относить к разряду «чистой науки» или, в более устоявшейся терминологии, к разряду «фундаментальных исследований». Говорить о прикладном значении релятивистских гравитационных измерений почти не приходится, хотя с освоением спутников, «свободных от сноса», релятивистские эффекты становятся «навигационными поправками к траекториям кораблей» при полетах в космосе. Все же уже сейчас усилия, расходуемые на эксперименты в релятивистской гравитационной физике, приносят заметные практические плоды. Именно — погоня за чувствительностью при исследовании сверхтонких эффектов на Земле и в космосе стимулировала значительное развитие технологии и техники эксперимента; созданы новые инструменты, пригодные

для исследований в разнообразных научно-технических задачах. В качестве примера можно отметить те же спутники, свободные от сноса, которые родились благодаря идее геодезического движения, и стали чувствительными акселерометрами, незаменимыми при изучении плотности атмосферы и фигуры Земли.

Казалось бы, бесплодная пока работа над гравитационными антеннами в действительности уже привела к рождению новой крупномасштабной криогенной техники, оперирующей массами в несколько тонн при тысячных долях градуса. Сюда же следует отнести разработку вторичных СВЧ эталонов частоты со стабильностью, недоступной современным мазерам. И не только экспериментальная техника, целый ряд принципиальных вопросов прикладной и фундаментальной физики был частично разработан в ходе гравитационных экспериментов. Например, экспериментальное исследование диссипативных свойств различных сплавных и монокристаллических материалов, разработка технологии получения механических и электромагнитных резонаторов с рекордными значениями добротности. Наконец, измерение сверхмалых сил и деформаций. Здесь из потребностей эксперимента возникает целый ряд новых задач, связанных с выяснением классических и квантовых пределов точности измерения. Можно считать, что появляется новая развивающаяся область, — теория и методы предельных измерений в физике, принципиальное и практическое значение которой несомненно.

Таким образом, уже в настоящем, работу экспериментаторов-гравитационистов следует оценивать как весьма плодотворную, хотя, конечно, открытие гравитационных волн сделало бы эту оценку однозначной и вдохнуло бы новые силы в эту нелегкую сферу деятельности.

В заключение автору хотелось бы выразить искреннюю признательность В. Б. Брагинскому, совместная работа с которым в значительной мере определила позиции автора при написании данной статьи.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Эйнштейн А. Собрание трудов, — М.: Наука, 1965. — Т. 1, с. 505.
2. Брагинский В. Б., Руденко В. Н. — УФН, 1970, т. 100, с. 395.
3. Dike R. E., Roll P. G., Krotkov I. — Ann. Phys. (N.Y.), 1964, v. 26, p. 442.
4. Брагинский В. Б., Панов В. И. — ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 873.
5. Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физических экспериментах. — М.: Наука, 1974.
6. Dike R. H. — Rev. Mod. Phys., 1957, v. 29, p. 355.
7. Schiff L. I. — Proc. Nat. Acad. Sci., 1959, v. 45, p. 69. — Перевод в кн. Новейшие проблемы гравитации / Ред. Д. Иваненко. — М.: ИЛ, 1961.
8. Eotvos R., Pekar D., Fekete E. — Ann. d. Phys., 1922, Bd. 68, S. 11.
9. Schiff L. I. — Rev. Geophys. and Space Phys., 1971, v. 9, p. 407.
10. Цзю Х., Гоффман В. — В кн. Гравитация и относительность. — М.: Мир, 1965. — С. 15.
11. Колосницын Н. И., Михеев В. М., Осипова А. В. — В кн. Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. — М.: Атомиздат, 1975. — Вып. 6, с. 171.
12. Любов Г. А. Слабое взаимодействие и структура ядра. — М.: Наука, 1975.
13. Naugan M. P., Will C. M. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1.
14. Dicke R. H. — В кн. Гравитация и относительность. — М.: Мир, 1965. — С. 49.
15. Nordtvedt K. — Phys. Rev., 1968, v. 169, p. 1014; v. 170, p. 1186.
16. Williams J. A., Dicke R. H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 551.
17. Counselman Ch. C., Shapiro I. I. et al. — Ibid., p. 555.
18. Everitt F. — In: Experimental Gravitation: Proc. of the Conference on Experimental Tests of Gravity/Ed. B. Bertotti. — N. Y.: Academic Press, 1977. — Course 56, «Enrico Fermi» School of Physics. Pavia, Italy, 1976.

19. Pound R. V., Rebka G. A.—Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, p. 337.
20. Рунд Р. В., Снайдер Ж. Л.—Phys. Rev. Ser. B, v. 140, p. 788.
21. Эйнштейн А. Собрание трудов.— М.: Наука, 1965.— Т. 2, с. 149.
22. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.— М.: Наука, 1967.
23. Вейнберг С. Гравитация и космология.— М.: Мир, 1975.
24. Misner C., Thorne K., Wheeler J. Gravitation.— San Francisco: H. Freeman and Co., 1973.— Перевод: Мизнер К., Торн К., Дж. Уилер. Гравитация. Т. 1—3.— М.: Мир, 1977.
25. Bertotti B., Brill D. R., Krotkov I.— In: Experiments on Gravitation/Ed. Witten.—1962.
26. Brault J. W.—Bull. Amer. Phys. Soc., 1967, v. 8, p. 28.
27. Alley C. O., Cutler L. S., Reisse R. A., Williams R. W., Steggerda C. A., Rayner J., Mullendore J. and Davis S.—Цитир. в 18 сб.
28. Колосницын Н. И., Осипова А. В.—В кн. Тезисы конференции ТР-IV. Минск, 1976.— Минск: ИФ АН БССР, 1976.— Том «Гравитационный эксперимент», с. 149.
29. Kleppner D., Ramsey N. F., Vessoff R. F. C.—Astrophys. and Space Sci., 1970, v. 6, p. 13.
30. Vessoff R. F. C.—Цитир. в 18 сб.
31. Vessoff R. F. C. et al.—Цитир. в 26 сб.
32. Will C. W.—Цитир. в 18 сб.
33. Will C. W., Nordtvedt K.—Astrophys. J., 1972, v. 177, p. 757; Preprint OAP-284.—Pasadena: Caltech, 1972.
34. Soldner—Berl. Astron. Jahrbuch für 1804.—S. 161.
35. Campbell W. W., Trumpler R. J.—Lick Obs. Bull., 1928, v. 13, p. 130.
36. Counselman, Shapiro I. I. et al.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1621.
37. Fomalout E. B., Sramek R. A.—Ibid., 1976, v. 36, p. 1475; Astrophys. J., 1975, v. 199, p. 749.
38. Shapiro I.—Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 789.
39. Anderson J. D., Esposito P. B. et al.—Astrophys. J., 1975, v. 200, p. 221.
40. a) Morrison L. V., Ward C. G.—Mon. Not. RAS, 1975, v. 113, p. 183.
41. b) Shapiro I., Risenberg R. D. et al.—J. Geophys. Res., 1978 (in press).
42. Clemence G. H.—Proc. Amer. Phil. Soc., 1949, v. 93, p. 532.
43. Williams J. R., Dicke R. H.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 551.
44. Shapiro I. I. et al.—Ibid., 1972, v. 28, p. 1594.
45. Dicke R. H.—In: Science in Space/Ed. L. V. Beoknev, H. Odishaw.—N. Y.: McGraw-Hill, 1961.—Pt. 2, p. 91.
46. Laugde B.—AIAA J., 1964, v. 2, p. 1590.
47. Bertotti B., Colombo G.—Astrophys. and Space Sci., 1972, v. 17, p. 223.
48. Debra D.—In: Proc. of the Conference on Experimental Tests of Gravity.—Caltech: 1971.
49. Juillerant R.—Ibid.
50. Staff on the Space Department of J. Hopkins Institute and Staff on Stanford.—J. Spacecraft and Rockets, 1974, v. 2, p. 631.
51. Roth E. A.—Acta Astronautica, 1975, v. 2, p. 543.
52. E. S. A. Technical Report «Solar Probe». DP/PS (76) 8.—Neuilly, 10 June 1976.
53. Dicke R. H., Goldenberg H. M.—Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 313.
54. Hill H. A. et al.—Astrophys. J., 1974, v. 33, p. 1497.
55. Lightman A. P., Lee D. L.—Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 364.
56. Will C. M.—Ibid., 1974, v. 10, p. 2330.
57. Lense J., Thirring H.—Ibid., 1918, v. 19, p. 156.
58. Davis R. W.—Цитир. в 18 сб.
59. Брагинский В. Б., Руденко В. Н.—Уч. записки РГУ, 1963, т. 123, кн. 12, с. 96.
60. Fleming A. W., Tashkar M. C.—Stanford University Report No. SUDAAR 445.—1972.—P. 34.
61. Van Patten R. A., Everitt C. W. F.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 629.
62. De Sitter W.—Mon. Not. RAS, 1916, v. 77, p. 155, 481.
63. Eddington A. S. The Mathematical Theory of Relativity.—Cambridge: Univ. Press, 1926.
64. a) Schiff L. I.—Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, p. 215; Proc. Nat. Acad. Sci., 1960, v. 46, p. 871.
65. b) Thomas L. H.—Phil. Mag., 1927, v. 3, p. 1.
66. Lipa J. A., Fairbank W. M., Everitt C. W. F.—Цитир. в 18 сб.

64. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. *Релятивистская астрофизика*.— М.: Наука, 1967.— С. 586.
65. Beltran-Lopez V., Robinson H. G., Hughes V. W.— *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1961, v. 6, p. 424.
66. Dreaver R. W. P.— *Phil. Mag.*, 1961, v. 6, p. 683.
67. Braginsky V. B., Caves C. M., Thorne K. S.— Preprint OAP-478.— Caltech, Stanford, 1976.
68. Брагинский В. Б., Рукман Г. И., Руденко В. Н.— *ЖЭТФ*, 1962, т. 43, с. 52.
69. Taylor J. H., Hulse R. A., Circ. I.— *A. V. No. 2704—1974; Astrophys. J. (Lett.)*, 1975, v. 195, L51.
70. Blandford R., Tenkolsky S.— *Ibid.*, 1975, v. 198, p. L27.
71. Smarr L., Blandford R.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 207, p. 574.
72. Зельдович Я. Б., Шакура Н. И.— *Письма Астрон. ж.* 1975, т. 1, с. 19.
73. Hari Dass N. D., Radhakrishnan V.— *Astrophys. J. (Lett.)*, 1975, v. 196, p. 135.
74. Брумберг В. А., Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Шакура Н. И.— *Письма Астрон. ж.*, 1975, т. 1, с. 5.
75. Брагинский В. Б.— *УФН*, 1965, т. 83, с. 433.
76. Wagoner R.— *Astrophys. J. (Lett.)*, 1975, v. 196, p. L63.
77. Taylor J. H., Hulse R. A., Fowler L. A., Gullahorn L. A., Rankin J. H.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 206, p. L53.
78. Will C. M.— Preprint IIP-53. SU.— Stanford, Cal.— 1976.
79. Will C. H.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 205, p. 861.
80. Nordtvedt K.— *Ibid.*, 1975, v. 202, p. 248.
81. Гришук Л. П.— *УФН*, 1977, т. 121, с. 629.
82. Гинзбург В. Л.— а) В кн. *Эйнштейновский сборник*. 1966.— М.: Наука, 1967.— С. 80; б) *ДАН СССР*, 1954, т. 69, с. 617; *ЖЭТФ*, 1956, т. 30, с. 213; в) *УФН*, 1971, т. 103, с. 85.
83. Пресс У., Торн К.— *УФН*, 1973, т. 110, с. 569.
84. Weber J.— *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, p. 1307.
85. Rapini G.— *Can. J. Phys.*, 1974, v. 58, p. 880.
86. Брагинский В. Б., Зельдович Я. Б., Руденко В. Н.— *Письма ЖЭТФ*, 1969, т. 10, с. 441.
87. Kafka P.— *Nature*, 1970, v. 226, p. 436.
88. Брагинский В. Б., Манукин А. Б., Попов Е. И., Руденко В. Н., Хорев А. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1972, т. 16, с. 157; *ЖЭТФ*, 1974, т. 66, с. 801.
89. Braginsky V. B., Manukin A. B., Porov E. I., Rudenko V. N.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1973, v. 45, p. 271.
90. Douglass D. H., Gram R. Q., Tyson, Lee R. W.— *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, p. 480.
91. Levine J. L., Garwin R. L.— *Ibid.*, 1973, v. 31, p. 173.
92. Bramanti D., Maischberg K., Parkinson D.— *Nuovo Cimento Lett.*, 1973, v. 7, p. 665.
93. Drever R., Hough J., Bland R., Lessnoff G.— *Nature*, 1973, v. 246, p. 340.
94. Partridge R. B.— *Phys. Rev. Lett.*, 1971, v. 26, p. 912.
95. Bahcall J. N., Davis R., Jr.— *Phys. Lett.*, 1971, v. 26, p. 662.
96. Адамянц Р. А., Алексеев Р. А., Колесницын Н. И.— *Письма ЖЭТФ*, т. 15, с. 418.
97. Tyson I. A., MacLennan C. G., Lanzerotti L. I.— *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 30, p. 1006.
98. Зельдович Я. Б., Полнарев А. Г.— *Астрон. ж.*, 1974, т. 51, с. 30.
99. Рис М., Руффини Р., Уилер Дж. *Черные дыры, гравитационные волны и космология*.— М.: Мир, 1977.— С. 149.
100. Панов В. И., Руденко В. Н.— *ДАН СССР*, 1975, т. 221, с. 579.
101. Брагинский В. Б., Зельдович Я. Б., Руденко В. Н. *Определение постоянной тяготения и измерение некоторых тонких гравитационных эффектов*.— М.: Наука, 1973.— С. 8.
102. Thorne K. S.— *General Relativistic Astrophysics: Preprint*.— Caltech: 1976.
103. Мартынов Д. Я. *Курс общей астрофизики*.— М.: Наука, 1971.— С. 417.
104. Брагинский В. Б., Руденко В. Н.— В кн. *Проблемы теории гравитации и элементарных частиц*. Вып. 5.— М.: Атомиздат, 1974.— С. 168.
105. Гусев А. В., Руденко В. Н.— *Радиотехн. и электрон.*, 1975, т. 21, с. 1866.
106. Гордиенко Н. В., Гусев А. В., Руденко В. Н.— *Вест. Моск. ун-та. Сер. III*, 1977, т. 18, с. 57.
107. Braginsky V. B.— *Цит. в*¹⁸ *сб.*

108. Boughn S. P., McAshan M. S., Paik H. J., Taber R. C., Fairbank W. H., Giffard R. P.— Proc. Conf. LTP-14, 1975, v. 4, p. 256.
109. Paik H. J.— Ph. D. Thesis.— Stanford Univ.: 1975.
110. Boughn S. P.— Ph. D. Thesis — Stanford Univ.: 1976.
111. Blair D. C., Bernat T. P., Hamilton W. O.— Цитир. в ¹⁰⁸ сб.— P. 251.
112. Гусев А. В., Руденко В. Н.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1217.
113. Гусев А. В., Руденко В. Н.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 819.
114. Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1340.
115. Thorne K. S., Braginsky V. B.— Astrophys. J. (Lett.), 1976, v. 204, p. L1.
116. Кардашев Н. С., Парийский Ю. Н., Умарбаева Н. Д.— Астрофиз. исслед., 1973, т. 5, с. 16.
Новиков И. Д.— Астрон. ж., 1977, т. 54, с. 722.