

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

530.12:531.51

## ГРАВИТАЦИОННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В КОСМОСЕ

Н. П. Коноплева

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	537
2. Теория Эйнштейна как теория космического пространства . . . . .	540
3. PPN-приближение. Экспериментальная ситуация на сегодня . . . . .	549
а) Отклонение лучей света и микроволны (551). б) Задержка радиосигнала (552).	
в) Прецессия планетного перигелия (554). г) Прецессия оси гироскопа (555).	
4. Заключение . . . . .	560
Цитированная литература . . . . .	561

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие межпланетных космических полетов и новейшие астрофизические открытия (квазары, пульсары, реликтовое излучение, «черные дыры»)<sup>1-4</sup> изменили отношение к одной из самых фундаментальных и самых сложных физических теорий XX века — общей теории относительности Эйнштейна<sup>5</sup>. Эта теория, детально сформулированная еще в 1916 г., долгое время оставалась «чистой наукой», но в последнее десятилетие привлекла серьезное внимание и экспериментаторов. Изучение залежей полезных ископаемых с помощью спутников, метеорология, космическая навигация — вот неполный перечень практических задач, для которых оказалось необходимым точное знание гравитационных эффектов.

В 1971 г. Торн и Уилл<sup>6</sup> предсказывали, что 70-е годы станут десятилетием проверки общей теории относительности. Как известно, начало этого десятилетия связано с опытами Вебера по гравитационным волнам, которые привлекли внимание всего мира своей сенсационностью (правда, впоследствии результаты Вебера не подтвердились)<sup>7</sup>. Незадолго до этого в 1967 г.<sup>8</sup> Дикке и Голденберг обнаружили сплющенность Солнца, что привело к необходимости заново пересмотреть все возможные варианты теорий тяготения, пересчитать релятивистские эффекты и экспериментально проверить справедливость гипотез, лежащих в основе ОТО<sup>9-18</sup>. Измерения, проведенные позже группой Хилла<sup>19, 20</sup>, не подтвердили результатов Дикке и Голденберга. Как показал Чэпмен<sup>21</sup>, эффект сплющенности мог быть имитирован неточной методикой обработки измерений, не учитывавшей солнечные факелы (правда, Дикке не вполне с этим согласен<sup>22</sup>). Сплющенность Солнца  $J_2$ , если она имеется, должна приводить к дополнительной прецессии орбиты космического корабля и для сильно вытянутых орбит, в принципе, может быть измерена. Такого рода измерения предполагалось выполнить на космических зондах «Гелиос».

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука»,  
«Успехи физических наук», 1977 г.

Измерения  $J_2$  будут также включены в планируемый на начало 80-х годов европейско-американский эксперимент с двумя солнечными зондами вне плоскости эклиптики <sup>23</sup>.

В настоящее время вся совокупность экспериментальных данных говорит о том, что с точностью 1—3% теория Эйнштейна выполняется, а сплющенность Солнца, по-видимому, отсутствует. Этот вывод вытекает из анализа следующих групп экспериментов, рассматриваемых совместно:

1) эксперименты по проверке выполнения аксиом ОТО (проверка принципа эквивалентности <sup>10, 17, 24-26, 97</sup>, измерение красного смещения спектральных линий в поле Земли и Солнца <sup>27-30</sup>, уточнение величины гравитационной постоянной <sup>18, 31, 32, 96</sup>);

2) релятивистские эксперименты на космических кораблях и планетах по измерению задержки отраженного радиосигнала при прохождении его вблизи Солнца <sup>33-36</sup>; радиоинтерферометрические и оптические измерения отклонения электромагнитного сигнала в поле Солнца <sup>3, 37-41</sup>; данные о прецессии планетных орбит <sup>42-44</sup>; эксперименты по измерению сплющенности Солнца и их обсуждение <sup>45-47</sup>;

3) эксперименты по лазированию Луны, показавшие отсутствие неэйнштейновского эффекта Нордтведта <sup>48, 49</sup>; геодинамические и геофизические измерения <sup>18, 103</sup>;

4) астрофизические измерения, которые дают сведения об эволюции Вселенной и отдельных ее областей, позволяя тем самым проверять различные космологические модели (в частности, с помощью свойств реликтового излучения и космологического красного смещения) <sup>1-3</sup>; исследование моделей эволюции звезд и поведения межзвездного вещества вблизи объектов, обладающих релятивистским гравитационным полем: «черных дыр» и пульсаров <sup>1-4, 78</sup>.

За пределами области применимости теории Ньютона теория Эйнштейна оказывается единственной теорией тяготения, которая не встречается с противоречиями ни в одной из перечисленных групп экспериментов, тогда как неэйнштейновские теории, будучи приведены в соответствие с некоторыми экспериментами, обычно противоречат другим. Теории с нефиксированными параметрами, содержащие дополнительные гравитационные поля (скалярно-тензорные, векторно-тензорные, тензорно-тензорные), согласуются со всеми экспериментами только при условии, что вклад дополнительных полей не выходит за пределы ошибок эксперимента.

Эксперименты по проверке ОТО очень трудны из-за малости (как правило) отклонений от теории Ньютона и присутствия различных негравитационных источников ошибок. Но в некоторых случаях роль негравитационных сил может оказаться незначительной, что позволяет повысить точность экспериментов. Так будет, если рассматривается движение планет или спутников, свободных от сноса <sup>10, 51-53</sup>, а также поведение двойных звездных систем, одна из компонент которых представляет собой «черную дыру» или пульсар <sup>54-56</sup>. Поэтому предметом обсуждения в данной статье будут в основном гравитационные эксперименты в космосе, проводимые с использованием космических тел или космических аппаратов.

В конце 60-х — начале 70-х годов было предложено несколько программ по проверке ОТО с помощью космических аппаратов <sup>1, 10, 23, 57, 58, 83</sup>. В 1974 г. Пикеринг <sup>60</sup> выдвинул предложение провести в 70—80-х годах нашего столетия по аналогии с Международным геофизическим годом Международную декаду Солнечной системы (ISSD), в ходе которой с помощью экспериментов на космических аппаратах, помимо исследований планет и межпланетной среды предлагалось проверить общую теорию относительности. Тем самым в научном отношении мы получили бы возможность строить более точные модели астрофизических и геофизических

явлений, а в техническом — лучше использовать конфигурацию гравитационных полей для космических полетов. Началом ISSD является осуществление программы «Викинг».

Расположение небесных светил благоприятствует проверке ОТО, именно в 70—80-е годы нашего столетия: 1979 г. наиболее удобен в столетии для исследования Урана, 1981 г. — для запуска корабля к Юпитеру, 1981 и 1983 гг. — для изучения Марса, в 1982 г. предполагается встреча с кометой Энке. Кроме того, значительный прогресс в технике эксперимента, достигнутый за последние 15 лет, дает возможность, в принципе, довести точность релятивистских экспериментов в ближайшую декаду с 1—3% до 0,03%. Однако стоимость таких экспериментов, как правило, исключительно высока, что препятствует в известной степени систематическому исследованию Солнечной системы на уровне релятивистских эффектов.

С научной стороны определенные предпосылки для успеха космических экспериментов созданы. В течение 60-х годов группа американских физиков Калифорнийского технологического института и ряд ученых в других странах провели систематический теоретический анализ основных положений и экспериментальных следствий общей теории относительности, а также других мыслимых теорий тяготения, отличающихся от ОТО некоторыми аксиомами (чаще всего уравнениями поля). При этом было сформулировано наиболее общее в настоящее время приближенное описание гравитационных эффектов, позволяющее сравнивать в так называемом параметризованном постньютоновском приближении (PPN-приближении)<sup>6, 9, 11</sup> различные теории тяготения. Торном с сотрудниками был составлен каталог «жизнеспособных» и «нежизнеспособных» теорий<sup>10, 16</sup>. К «жизнеспособным» были отнесены теории, которые являются полными (с точки зрения наличия необходимого для построения реалистических моделей набора физических законов), внутренне замкнутыми (т. е. однозначно предсказывающими результат измерений), релятивистскими и имеющими правильный ньютоновский предел.

Несмотря на то, что все «жизнеспособные» теории имеют в слабых полях одинаковый ньютоновский предел и могут давать предсказания, близкие к предсказаниям ОТО, в других ситуациях (например, в проблеме коллапса) неэйнштейновские теории могут приводить к выводам, резко отличающимся от выводов ОТО. Подробности о каталоге Торна и других каталогах, а также дополнительные сведения о неэйнштейновских теориях гравитации можно найти также в сборнике<sup>12</sup>. С точки зрения PPN-приближения выбор «истинной» теории тяготения должен совершиться на основе более точного, чем до сих пор, измерения двух основных параметров разложения метрики в PPN-приближении:  $\gamma$  и  $\beta$ . Эти параметры входят в релятивистские эффекты отклонения луча света в поле гравитирующего тела, задержки времени прохождения радиосигнала вблизи Солнца, прецессии перигелия Меркурия, прецессии оси гироскопа, эффекта Ленце — Тирринга и некоторых других. Величины параметров  $\gamma$  и  $\beta$  в разных теориях тяготения мало отличаются, и для того, чтобы уверенно измерить это отличие, нужна точность  $\sim 0,03\%$ . Кроме того, нужно точно измерить сплющенность Солнца, для которой современные измерения дают ошибку порядка самой величины сплющенности  $J_2$  или даже больше<sup>8, 19-22</sup>. Важную роль для обоснования постулатов самого PPN-приближения будут играть наземные эксперименты по проверке на более высоком уровне точности принципа эквивалентности, анизотропии масс во Вселенной, изменения константы тяготения и другие<sup>18, 61</sup>. В настоящее время нет сомнений, что «истинной» теорией тяготения является теория Эйнштейна, хотя несколько лет назад экспериментаторам казалось, что теория Бранса — Дикке может составить конкуренцию ОТО<sup>62</sup>.

Необходимо, однако, отметить, что во всех теориях тяготения правильная интерпретация экспериментальных результатов требует тщательного анализа процедуры измерений, поскольку теория тяготения описывает не только поведение исследуемых пробных тел, но одновременно поведение систем отсчета, с помощью которых устанавливаются экспериментальные характеристики пробных тел. Реальные тела, образующие систему отсчета, как и реальные пробные тела, не являются точечными. Они подвергаются во время эксперимента различным негравитационным воздействиям, не говоря уже о том, что сами масштабы и часы имеют определенные размеры и параметры лишь благодаря наличию негравитационных сил, удерживающих электроны в атомах на их орбитах. Неоднозначность определения массы реального тела из-за вкладов внутренней энергии, возможность по-разному описывать взаимное поведение масштабов и часов, с одной стороны, и пробных тел, — с другой, лежат в основе различных вариантов теорий тяготения<sup>17, 18</sup>. В гл. 2 настоящей статьи рассматривается вопрос о физической реализации основных понятий теории Эйнштейна. Показано, что наиболее подходящей областью применения и проверки ОТО должно считаться поведение массивных космических объектов и электромагнитных сигналов. Обсуждаются различные способы реализации геодезического движения при постановке релятивистских экспериментов. Кратко рассказывает о программах экспериментальных исследований по проверке ОТО с помощью космических зондов. Перечислены те изменения в аксиоматике теории тяготения, которые приводят к неэйнштейновским теориям и эффектам. В гл. 3 обсуждается современное состояние экспериментов по проверке ОТО в космосе с точки зрения PPN-приближения. Глава 4 представляет собой заключение.

## 2. ТЕОРИЯ ЭЙНШТЕЙНА КАК ТЕОРИЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Всякий раз, когда речь заходит об экспериментальной проверке какой-либо физической теории, приходится решать вопрос о том, как нужно поставить эксперимент, чтобы получить предсказываемый теорией результат. В каждом конкретном случае нужно оговаривать, как и с чем мы отождествляем события, которые наблюдаем. Это приводит иногда к довольно сложной процедуре обработки измерений, занимающей месяцы и даже годы. Отрицательный экспериментальный результат не может считаться аргументом<sup>1</sup> против теории (или положительный — аргументом в ее пользу), если не доказано, что сопоставление теоретических понятий с реальными физическими объектами и процессами проведено правильно. Такое сопоставление в дальнейшем мы будем называть физической реализацией теоретических понятий. Дело в том, что каждая физическая теория в структуре своих аксиом содержит в зародыше те свойства, которыми должны обладать приборы и процедуры измерения, используемые для ее проверки<sup>63, 64</sup>. Обычно экспериментаторы находят эти свойства эмпирически, «на ощупь», но изучение условий, при которых можно с заданной степенью<sup>2</sup> точности<sup>3</sup> реализовать аксиомы теории, позволяет заранее определить возможную область применимости и наиболее адекватные способы ее проверки. В случае теории Эйнштейна, как будет показано ниже, наилучшими пробными телами в реальных условиях являются массивные протяженные тела типа планет, далеко отстоящие друг от друга, либо космические зонды, свободные от сноса, связь между которыми осуществляется с помощью электромагнитных сигналов. Поэтому теория Эйнштейна должна описывать поведение массивных тел в космическом пространстве, и в этом смысле ОТО может рассматриваться как теория космического пространства.

Проверка той или иной теории тяготения должна включать в себя следующие моменты:

- 1) определение типа инерциальных (выделенных) движений через уравнения движения;
- 2) определение условий реализации таких движений пробными телами, определение и выбор пробного тела;
- 3) получение уравнений для относительного движения пробных тел, измерение параметров относительного движения;
- 4) связь полученных результатов со свойствами источника поля через уравнения поля.

В общей теории относительности инерциальными движениями называются движения вдоль так называемых геодезических линий Риманова пространства-времени. Геодезические линии представляют собой экстремали интеграла действия системы, который имеет вид 4-мерного интервала («длины» траектории) в искривленном пространстве-времени с метрикой, зависящей от точки. Экстремали иногда называют прямейшими или кратчайшими линиями. Но, поскольку метрика в Римановом пространстве меняется от точки к точке, они не являются, как правило, ни прямыми, ни короткими. Совокупность геодезических линий, получаемых в теории Эйнштейна, в пределах Солнечной системы почти совпадает с линиями, вдоль которых постоянна полная энергия тела, движущегося в ньютоновском гравитационном поле Солнца и планет в плоском пространстве-времени. Поэтому в нерелятивистской области эффекты, позволяющие различить теории тяготения Ньютона и Эйнштейна, очень малы и требуют тщательного продумывания схемы экспериментов. Например, релятивистская прецессия орбиты Меркурия (наибольшая из прецессий планетных орбит Солнечной системы) на два порядка меньше ее ньютоновской прецессии<sup>1, 3</sup>. Релятивистская задержка радиосигнала при прохождении его вблизи диска Солнца сравнима с задержкой его в солнечной короне. Релятивистская прецессия оси гироскопа, помещенного на спутник Земли, вызванная эффектом Ленце — Тирринга, сравнима с прецессией оси, вызванной деформацией самого гироскопа вследствие его вращения<sup>65</sup> и т. д. Поэтому рассмотрим более подробно, каковы те условия, которые обеспечивают возможность применения теории Эйнштейна к реальным телам, а именно: проблему пробного тела и реализации геодезического движения.

Инерциальное движение по геодезической реализуется такой лоренцевой системой отсчета, в которой свободная масса, покоявшаяся в некоторый момент времени в начале координат, остается в покое все время. В реальных условиях осуществить движение по геодезической удается лишь приблизительно, поскольку любое тело подвергается наряду с гравитационными различным негравитационным воздействиям. Степень геодезичности движения можно оценить из следующих соображений. Все негравитационные воздействия (кроме электромагнитных и температурных) носят характер поверхностных сил, в отличие от объемных сил тяготения. Поэтому наиболее геодезическим будет движение такого тела, у которого отношение поверхностных сил к объемным минимально. Очевидно, что при прочих равных условиях такое тело должно иметь форму массивного шара. Для того чтобы такой шар на расстоянии 1 а. е. от Солнца, где основное негравитационное возмущение вносит давление солнечного света, мог двигаться по геодезической с точностью, соответствующей уровню компенсации негравитационных воздействий  $10^{-8} \text{ см/сек}^2$ , он должен иметь массу  $\sim 10^9 \text{ г}$  при радиусе  $\sim 3 \text{ м}$  и средней плотности  $\sim 10 \text{ г/см}^3$ . Пробные тела такой массы обладают уже заметным собственным гравитационным полем. Поэтому, если мы хотим наблюдать за несколькими пробными телами сразу, мы должны расположить их далеко друг от друга. Иными

словами, не случайно областью применения теории тяготения Эйнштейна оказывается поведение космических объектов. Для Земли уровень компенсации негравитационных воздействий составляет  $\sim 10^{-14}$  см/сек<sup>2</sup>  $\approx \approx 2 \cdot 10^{-14} g_{\odot}$ , тогда как в тех же условиях для ядер, рассматриваемых классически, с их малыми размерами и огромной плотностью, качественная оценка дает лишь 10<sup>-6</sup> см/сек<sup>2</sup> \*). Поэтому малые размеры изучаемого объекта не являются достаточным основанием для того, чтобы считать его пробным телом. Критерием должна быть степень геодезичности его траектории. Для того чтобы на малом теле получить ту же степень геодезичности, что и на большом, нужно иметь плотность вещества, превышающую ядерную, либо защищать пробное тело от негравитационных воздействий. В качестве примера резкого ухудшения точности общерелятивистских экспериментов при работе с малыми телами можно привести опыт по проверке принципа эквивалентности на электронах, свободно падающих в трубе. Этот опыт проводился Уиттерборном и Фэйрбенком и дал разрешение 10% вместо 10<sup>-12</sup>, полученного в опытах с крутильными весами <sup>66</sup>.

Эксперименты по проверке ОТО на космических аппаратах требуют специальных мер, обеспечивающих геодезичность движения. Наиболее эффективны для этой цели космические зонды и спутники, свободные от сноса <sup>10, 51-53, 58, 67, 68, 73</sup>. В отличие от всех других видов космических аппаратов, они снабжены устройством, позволяющим им двигаться вдоль геодезических траекторий без существенных отклонений. Такой зонд автоматически «цепляется» за геодезическую линию. Геодезические универсальны в следующем смысле. Траектория свободного движения, т.е. движения под действием одних лишь гравитационных сил, определяется только начальными условиями, т.е. координатой и импульсом тела в начальный момент времени, но не его массой или формой. Таким образом, можно было бы составить карту геодезических линий Солнечной системы или другого интересующего нас участка космического пространства. Она была бы подобна карте океанских течений, а путешествие на космическом корабле, свободном от сноса, напоминало бы путешествие на плоту через океан. При этом энергия была бы нужна только для перехода с одной инерциальной траектории на другую, что можно было бы осуществлять либо с помощью двигателей (как обычно), либо с помощью «солнечного паруса» <sup>75</sup>, отражающего не воздушные струи, а потоки солнечных фотонов. Таким образом, конфигурацию гравитационных полей можно использовать для «экономной» космической навигации.

Первый пример использования конфигурации гравитационного поля Земли на основе идеи геодезического движения — навигационный спутник ВМС США «Triad-1» (первый из серии спутников системы «Transit») <sup>67</sup>. Его общий вид показан на рис. 1. Французский спутник аналогичного типа, «Кастор», испытывался в мае 1975 г. <sup>68</sup>. «Triad-1» был запущен 2 сентября 1972 г. на полярную околоземную орбиту. Он представляет собой развитие модели искусственной планеты, предложенной Шварцшильдом <sup>17</sup>. Эта модель была придумана специально для реализации и проверки гипотезы Эйнштейна о движении тел в гравитационном поле по геодезической. Шварцшильд предложил окружить искусственную планету жесткой оболочкой, предохраняющей ее от внешних негравитационных сил. На оболочке предусматривалось устройство газовых движителей, корректирующих положение оболочки относительно искусственной планеты так, чтобы центр масс планеты и центр оболочки совпадали между собой (рис. 2).

\*) Возможно, что «солнечная сепарация» (выдувание солнечным светом более легких составляющих на периферию) является причиной выживания тяжелых ядер в космических лучах и разницы в химическом составе планет Солнечной системы.

«Сердцем» «Triad-1» является акселерометр «Discos», помещенный в центре масс спутника. Он устроен по принципу искусственной планеты Шварцшильда и позволяет компенсировать негравитационные силы до уровня  $5 \cdot 10^{-9} \text{ см/сек}^2$ <sup>73</sup>. Результаты испытаний показали, что уход «Triad-1» с геодезической траектории составляет  $\sim 200 \text{ м/месяц}$ , что позволяет, в принципе, делать долгосрочный прогноз его движения и ставит на реальную почву вопрос о проверке влияния общерелятивистских эффектов на орбиты спутников<sup>51, 73</sup>.

Другой способ осуществить геодезическое движение — минимизировать отношение между поверхностными и объемными силами за счет выбора формы и материала для спутника. Шар из немагнитного материала с большим удельным весом будет вести себя на околоземной траектории приблизительно так же, как спутник, свободный от сноса. Степень компенсации негравитационных сил будет одинакова для всех шаров, удовлетворяющих соотношению  $\rho R = \text{const}$ , где  $\rho$  — плотность вещества шара,  $R$  — его радиус.

Спутник такого типа запущен во Франции 4 февраля 1975 г. («Starlette»)<sup>69</sup>. Он изготовлен из  $\text{U}^{238}$  и покрыт 60 лазерными отражателями. Его вес 47 кг, диаметр 25 см. Наблюдения за его орбитой позволяют определить форму Земли с точностью  $\sim 0,2 \text{ м}$ . К этому же типу спутников относится геодинамический спутник LAGEOS (вес 411 кг,  $\varnothing 60 \text{ см}$ ), запущенный 4 мая 1976 г. в США<sup>70</sup>. Он снабжен 426 уголковыми отражателями и обеспечивает точность локации наземных объектов до 2 см. Это позволяет своевременно отмечать деформации Земной коры, проводить геодинамические и релятивистские измерения, а также предсказывать землетрясения.

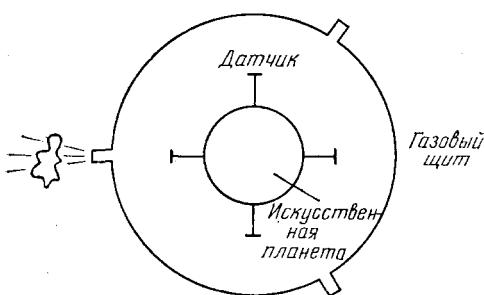


Рис. 2. Схема искусственной планеты Шварцшильда.

в течение 50 лет, хотя длительность его существования на орбите оценивается в 9 млн. лет. На корпусе его установлена табличка с посланием далеким потомкам. На ней выгравировано положение земных материков 200 млн. лет назад, современное положение и предполагаемое положение через 10 млн. лет.

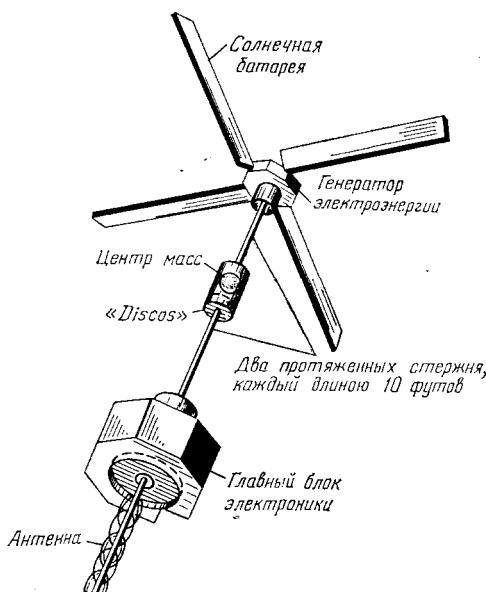


Рис. 1. «Triad-1».

Точно известная, устойчивая и не зависящая от ориентации геометрия спутника LAGEOS и его движение по стабильной орбите делают этот спутник фундаментальным глобальным стандартом для определения положения различных точек земной поверхности.

Предполагается использовать его

Третий способ реализации геодезического движения был предложен Бертотти и Коломбо в 1972 г.<sup>71</sup> и состоит в использовании двух идентичных спутников, имеющих одинаковую поверхность, но разную плотность и соответственно массу (метод двойного зонда). Наблюдение за относительным движением этих спутников позволяет, в принципе, определить некоторую идеальную точку, движение которой является геодезическим. Возможно, что вариант этой идеи будет использован в планируемом эксперименте с двумя зондами на орбите вне плоскости эклиптики, которые вначале будут посланы к Юпитеру, а затем с помощью его гравитационного поля повернут к Солнцу<sup>23, 59, 72</sup>. Кроме изучения межпланетной среды и полярных областей Солнца на этих зондах будет проведен ряд высокоточных экспериментов по проверке ОТО на уровне 0,1—0,01 %. Запуск предполагается осуществить в 1983 г.

Четвертый способ уменьшит влияние негравитационных сил — использовать в релятивистских экспериментах аппараты, ставшие спутниками других планет или опустившиеся на их поверхность<sup>10, 57, 73, 74</sup>. В этом случае релятивистские эффекты рассчитываются по положению центра масс планеты как тела, свободного от сноса. По такой схеме проводились эксперименты по измерению задержки радиосигнала на «Маринере-9», запущенном в 1971 г. и ставшем спутником Марса<sup>12, 79</sup>, а также в декабре 1976 г. — на «Викинге»<sup>36</sup>.

Эксперименты по проверке ОТО могут проводиться и без специальных мер со стандартной радиотехнической аппаратурой. Но в этом случае для уверенного выделения релятивистских эффектов нужно хорошо знать характеристики негравитационных сил (которые подобно солнечному ветру могут быть весьма нерегулярными), а также небесно-механические параметры (массы и форму планет, их взаимные расстояния и др.). Кроме того, необходимо использовать большое время усреднения. Точность в определении расстояния зависит от стабильности стандарта частоты (атомных часов) и может достигать  $\Delta r/r \sim 10^{-13}$ <sup>66</sup>. Величина же  $\Delta(GM)$ , где  $G$  — ньютоновская константа тяготения,  $M$  — масса планеты, для планет Солнечной системы известна пока с точностью  $10^{-10}—10^{-12} \text{ см}/\text{с}^2$ , что ограничивает (среди прочих причин) точность определения релятивистских параметров.

Эксперименты по проверке ОТО с помощью стандартной радиоаппаратуры проводились на межпланетных станциях «Гелиос», запущенных в район Солнца 10 декабря 1974 г. («Гелиос-А») и 15 января 1976 г. («Гелиос-В»), «Гелиос-А» прошел на расстоянии 0,3 а.е. от Солнца (46,3 млн. км), «Гелиос-В» — еще ближе (43,4 млн. км). На столь близкое расстояние к Солнцу не приближался еще ни один космический аппарат. Зонды «Гелиос» снабжены специальными экранами для защиты от солнечного излучения.

В программу исследований, проводимых межпланетными станциями «Гелиос», входит измерение магнитного поля Солнца, солнечного ветра, интенсивности космических лучей, а также точные измерения элементов орбиты для улучшения знаний параметров гравитационной теории (в частности, измерение  $J_2$ )<sup>81</sup>. Аналогичной радиоаппаратурой оснащены «Explorer-47», «Explorer-50», «Pioneer», «Pioneer-10» и «Pioneer-11»<sup>82</sup>.

Некоторые планируемые программы, включающие гравитационные исследования, перечислены ниже в табл. I<sup>59</sup>. Разумеется, в таблицу современем могут быть внесены изменения\*).

\* ) Первая из названных в таблице программ осуществлена и получила название «Вояджер».

Таблица I

Год	Тип космического аппарата	Небесное тело
1977	«Маринер»	Юпитер, Сатурн
1978	«Пионер» — «Гелиос»	Венера
1979	«Маринер»	Юпитер, Уран
1980	«Маринер» — «Гелиос-С»	Комета Энке, Солнце
1980	Искусственный спутник Луны	
1982	«Пионер» с отделяемым атмосферным зондом	Юпитер
1982	Два космических аппарата на орбите вокруг Юпитера	
1983	«Маринер» — «Гелиос»	Астероид Географ
1984	«Викинг-3»	Марс

Предложены также эксперименты по проверке ОТО на искусственных спутниках Земли <sup>1, 10, 13, 51, 76, 83</sup>. Но в этом случае ошибки, вносимые несферичностью Земли, неоднородностью распределения ее массы и влиянием Луны так велики, что даже спутники, свободные от сноса, могут оказаться недостаточно хорошим инструментом для исследований <sup>1, 73</sup>. Однако стэнфордская группа физиков уже в течение ряда лет готовит эксперимент с гироскопами на полярной околоземной орбите, который, вероятно, в ближайшие годы будет осуществлен <sup>10, 66, 84</sup>. Результаты уже проведенных исследований на космических аппаратах обсуждаются в следующей главе. Они показывают, что имеется согласие с ОТО с точностью  $\sim 2\%$ .

Таким образом, мы видим, что техника космического эксперимента в настоящее время позволяет осуществить геодезическое движение достаточно точно, чтобы можно было обнаружить отклонения от теории Ньютона. Поэтому возникает вопрос: должны ли эти отклонения согласовываться с ОТО или допустимы и другие варианты теорий тяготения? Насколько «устойчива» теория Эйнштейна к обобщениям? Чтобы ответить на эти вопросы, посмотрим, как связаны аксиомы и уравнения теории тяготения с процедурой измерений, используемой в релятивистских экспериментах.

Обратимся к аксиоматике теории Эйнштейна. Подобно аксиоматике геометрии Евклида, отражающей свойства подвижных инструментов (циркуля и линейки), аксиоматика ОТО отражает свойства приборов и процедур измерения, используемых для ее проверки. Постулат о существовании метрики  $g_{\mu\nu}$  с лоренцовой сигнатурой и принцип эквивалентности говорят о том, что искривленное риманово пространство нужно представлять себе как множество обычных плоских пространств, отнесенных к каждой точке риманова пространства (а именно, касательных к нему) и несколько повернутых друг относительно друга <sup>77, 85</sup>. Величина этого поворота может меняться во времени и в пространстве. Она характеризует искривление пространства-времени в следующем смысле.

Введем в одном из локальных плоских пространств лоренцов репер (4 базисных вектора) и обнесем его по замкнутому контуру, составленному из отрезков геодезических. Поскольку в реальном мире движение всipyть по времени невозможно, будем представлять себе эту операцию как одновременный перенос векторов (как неких жестких стержней) и «футляров» от них (или их двойников) вдоль противоположных половинок контура. При встрече векторы и «футляры» окажутся повернутыми друг относительно друга на угол, пропорциональный кривизне поверхности, охватывающей контуром. Если вместо «футляра» (или двойника) использовать эталонный вектор, то мы придем к выводу, что векторы репера в разных точках

искривленного пространства не имеют определенной относительной ориентации. Попытка измерить поворот репера в точке  $x$  относительно некоторого эталонного репера в точке  $y$  не дала бы однозначного результата, так как результат зависел бы от пути, по которому передвигается изучаемый репер до совпадения с эталоном. Даже вектор, покоящийся в некоторой пространственной точке, меняет с течением времени свою ориентацию.

Все, что сказано выше, означает следующее. Поскольку параллельный перенос векторов вдоль геодезических сохраняет длину векторов  $v^2 = g_{\mu\nu}v^\mu v^\nu$ , но не их ориентацию, физической величиной, характеризующей контравариантный вектор в римановом пространстве, следует считать не его компоненты (как в плоском пространстве), а величину  $|v| e^{iL_{\alpha\beta}\omega^{\alpha\beta}(x)}$ , где  $|v| = \sqrt{g_{\mu\nu}v^\mu v^\nu}$ ,  $L_{\alpha\beta}$  — матрица лоренцова поворота,  $\omega^{\alpha\beta}(x)$  — параметры лоренцова поворота, меняющиеся от точки к точке,  $\mu, \nu, \alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$ . Ковариантные компоненты векторов следует заменить в этом случае величиной  $|v| e^{-iL_{\alpha\beta}\omega^{\alpha\beta}(x)}$ . Величины  $\omega^{\alpha\beta}(x)$  будут тогда отражать свойства гравитационного поля. Подобная ситуация возникает в теории калибровочных полей и, в частности, в теории электромагнитного поля, где роль  $|v|$  играет  $|\psi|$  — модуль волновой функции заряженной частицы<sup>83, 84, 86</sup>.

Формулировка теории тяготения в виде калибровочной теории, использующей язык локальных симметрий, позволяет ответить на вопрос, обсуждавшийся когда-то Фоком<sup>93</sup>: зачем нужна общая ковариантность теории и не лучше ли будет, если заменить ее инвариантностью относительно некоторой достаточно широкой конечно-параметрической группы Ли, действующей в плоском пространстве? Этот вопрос возник не случайно. Обычно выбор системы понятий так или иначе отражает свойства приборов и процедур измерения, используемых в эксперименте. Процедура измерения, как правило, состоит в сравнении изучаемого объекта и эталона. Предполагается, что существуют классы тождественных между собой объектов, классы тождественных между собой систем отсчета и классы тождественных ситуаций. Эти условия обеспечивают воспроизводимость результатов и, следовательно, их экспериментальную проверяемость, что является важным свойством всякой научной теории. Но отношение равенства обладает структурой группы. Поэтому независимо от способа, с помощью которого на практике устанавливается, какие именно объекты или системы отсчета тождественны между собой, можно сказать, что всякая процедура сравнения (или измерения) подразумевает с необходимостью существование некой группы симметрии. Эта группа определяет принципы относительности теории. Инварианты этой группы становятся теми характеристиками, которые мы используем при описании свойств изучаемых объектов. В отсутствие симметрии у нас нет языка, на котором мы могли бы говорить об измерениях. Энергия, импульс, момент, масса, длина, спин — инварианты групп симметрии плоского пространства-времени. Риманово пространство в общем случае никакой симметрией не обладает. Что значит измерять в таком пространстве и в каких терминах нужно формулировать результаты экспериментов?

Ответ Эйнштейна<sup>5</sup> гласит: нужно пользоваться маленькими (по сравнению с характерными размерами гравитационного поля) жесткими масштабами и часами. Группа симметрии, которую можно получить, используя в качестве измерительного инструмента жесткий масштаб, — это группа движений евклидова пространства. Следовательно, инвариантами в ОТО должны быть те же величины, что и в механике Ньютона (или в СТО). Но, в отличие от СТО, группа симметрии, дающая эти инварианты, уже не является группой движений всего пространства-времени как целого,

но лишь тех его участков, где градиенты гравитационного поля малы и выполняется принцип эквивалентности. В таких областях от гравитационного поля можно избавиться выбором системы отсчета. Поэтому возникает сомнение: способен ли подобный язык описать свойства *реального гравитационного поля*, от которого *нельзя* избавиться? Оказывается, что способен, потому что та же самая группа преобразований локальных жестких масштабов и часов может рассматриваться как группа голономии искривленного риманова пространства-времени, т.е. как группа преобразований (поворотов) векторов в данной точке после переноса их по различным замкнутым контурам в пространстве-времени. Компоненты тензора кривизны входят в число генераторов алгебры группы голономии. Именно это обстоятельство позволяет интерпретировать результаты измерения прецессий в гравитационном поле как измерение кривизны пространства-времени. Группы голономии в разных точках риманова пространства изоморфны между собой. Поэтому результаты измерений воспроизводимы.

Итак, при обычной схеме постановки релятивистских экспериментов, когда ведется наблюдение за поведением пробных тел с помощью обычных классических приборов, мы имеем дело с так называемой реперной или калибровочной формулой теории тяготения. В качестве инвариантов мы используем инварианты групп симметрии 4-мерных локальных плоских пространств и необходимость в изменении группы симметрии не возникает, так как выбранная группа отвечает выбранным средствам измерения. Общая ковариантность теории определяет форму лагранжиана взаимодействия и уравнений поля, которые оказываются эйнштейновскими.

Действительно, если теорию тяготения рассматривать как калибровочную лагранжеву теорию, то можно показать<sup>86, 87</sup>, что из двух основных постулатов:

1) гравитация описывается симметричным тензорным полем второго ранга  $g_{\mu\nu}$  и

2) теория инвариантна относительно произвольных непрерывных преобразований координат  $x^{\mu'} = f^{\mu}(x)$  (иногда это требование общей ковариантности теории отождествляется с принципом эквивалентности<sup>8</sup>), следует, что: 1) уравнениями поля для  $g_{\mu\nu}$ , не содержащими высших производных, будут уравнения Эйнштейна\*); 2) включение взаимодействия с материей в лагранжиан *независимо от конкретной формы лагранжианов поля и материи* приводит к ковариантному закону сохранения  $T^{\mu\nu}_{;v} = 0$ , где  $T^{\mu\nu}$  — тензор энергии-импульса всех негравитационных полей.

Единственность уравнений Эйнштейна как уравнений поля для симметричного тензора второго ранга была также продемонстрирована в работе<sup>88</sup>, где вместо общековариантных преобразований использовались тождества, связывающие неизвестные вначале уравнения поля и дополнительные спиновые условия специальной формы, которые должны вытекать из искомых уравнений поля. На языке теории возмущений (в низших порядках) единственность уравнений Эйнштейна была продемонстрирована в работах<sup>89-92</sup>.

Из уравнений поля в качестве следствия можно получить уравнения движения в форме уравнений геодезических, выбирая  $T^{\mu\nu}$  в виде тензора энергии-импульса для пыли без давления или гидродинамического тензора энергии-импульса<sup>3, 93, 94</sup>. В общем случае непосредственная связь между законом сохранения  $T^{\mu\nu}_{;v} = 0$  и уравнениями геодезических неизвестна, но известно, что если этот закон сохранения постулировать и потре-

\* ) Этот результат имеется у Эйнштейна.

бовать, чтобы он вытекал из уравнений поля для симметричного тензора второго ранга  $g_{\mu\nu}$  независимо от конкретной формы лагранжиана свободного поля, то группа преобразований  $g_{\mu\nu}$ , порождающая этот закон сохранения, окажется общековариантной группой, а лагранжиан, не содержащий высших производных — эйнштейновским, что снова приведет нас к ОТО<sup>86, 87</sup>. Таким образом, в известном смысле здесь математика «думает за нас». Выбирая для описания поля тяготения симметричный тензор второго ранга  $g_{\mu\nu}$ , общековариантную группу и ковариантный закон сохранения  $T_{;\nu}^{\mu\nu} = 0$ , в пренебрежении высшими производными мы однозначно получаем теорию Эйнштейна.

Что можно нарушить, чтобы обобщить теорию Эйнштейна и к чему это приведет?

1) Отказаться от принципа эквивалентности, по крайней мере для реальных массивных тел. Тогда получится эффект Нордтвейта (негеодезичность движения для самогравитирующих тел); неравенство инерциальной и гравитирующей масс тела, приводящее к наличию аномальных ускорений в собственной системе отсчета тела и к различиям в ускорениях свободного падения во внешнем гравитационном поле для различных тел.

2) Отказаться от слабого принципа эквивалентности, т. е. универсальности траекторий свободного падения во внешнем гравитационном поле для малых пробных тел, обладающих пренебрежимо малым собственным полем тяготения. Получится противоречие с экспериментами типа Дикке — Этвеша<sup>17</sup>.

3) Отказаться от гипотезы Эйнштейна о совпадении траекторий свободно падающих пробных тел с геодезическими локальной лоренцовой метрики  $g_{\mu\nu}$ . Тогда ускорение свободного падения фотонов в гравитационном поле должно отличаться от ускорения пробных тел, что противоречит опытам по измерению красного смещения спектральных линий<sup>6, 27–30</sup>.

4) Предположить, что константа тяготения Ньютона не является истинной константой, но лишь скалярным полем, и может зависеть как от положения в пространстве, так и от времени. Тогда поведение масштабов и часов, с одной стороны, и пробных тел, с другой, будет различным. Часы и масштабы уже не будут измерять  $ds^2$ . Окажутся возможными монопольные гравитационные волны и «эффект Нордтвейта». Массы покоя элементарных частиц и размеры атомов не будут постоянными<sup>6, 7, 17, 95, 96</sup>.

5) Отказаться от лоренц-инвариантности. Появляется зависимость константы тяготения от направления в пространстве (неизотропность ньютоновской константы) и различие скоростей распространения для гравитационных и электромагнитных волн<sup>98</sup>.

6) Ввести второе метрическое поле, управляющее поведением масштабов и часов. Допустить возможность векторной гравитации. Появляется анизотропия константы тяготения, анизотропия инертной массы тел, возможность обнаружить «эфир»<sup>9, 10, 14, 99–104</sup>.

7) Отказаться от лагранжева формализма и законов сохранения. Может быть, что угодно.

Возможности 1–6) обсуждаются и проверяются экспериментально-наряду с измерениями собственно релятивистских эффектов прецессии орбит планет и спутников, отклонения и задержки электромагнитных сигналов при прохождении вблизи Солнца и др. Отрицательные результаты экспериментов типа 1–6) подтверждают правильность основных теоретических принципов, образующих фундамент общей теории относительности. Расчеты большинства современных гравитационных экспериментов проводятся в рамках PPN-приближения, которое мы рассмотрим в следующей главе.

### 3. PPN-ПРИБЛИЖЕНИЕ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СИТУАЦИЯ НА СЕГОДНЯ

Схемы современных экспериментов по проверке теории тяготения строятся на так называемом PPN-приближении (параметрическое постньютоновское приближение). Имеются различные варианты построения такого приближения (Эддингтон: 1922, Робертсон: 1962, Шифф: 1967, Байерлейн: 1967, Нордтвейт: 1968)<sup>11, 105-108</sup>, различающиеся между собой числом свободных параметров. В свое время они предназначались для описания отдельных релятивистских эффектов. Наиболее общим вариантом PPN-приближения является формулировка Уилла<sup>95</sup>, которая содержит 10 параметров. Она получена при обобщении уравнений Чандraseкхара для гидродинамики в постньютоновском приближении и соответствует модели планеты как идеально жидкого тела. Отдельные PPN-параметры не имеют физического смысла, так как зависят от выбора системы координат. Измеримыми являются определенные линейные комбинации параметров. Один из этих параметров ( $\Sigma$ ) всегда фиксируется и в стандартной калибровке  $\Sigma = 0$ , а два других,  $\beta$  и  $\gamma$ , учитывают основные релятивистские эффекты. Семь дополнительных параметров позволяют описать возможные отклонения от принципа эквивалентности (или от гипотезы движения по геодезическим) для массивных протяженных тел, которые в реальных условиях играют роль точечных пробных частиц в ОТО. Эти параметры определяют разложение компонент произвольного метрического тензора через интегралы по объему массивных протяженных источников поля следующим образом<sup>95</sup> ( $i, k = 1, 2, 3$ ):

$$g_{00} = 1 - 2U + 2\beta U^2 - 4\Phi + \zeta \mathfrak{A} + \Sigma \mathfrak{B},$$

$$g_{0i} = \frac{7}{2} \Delta_1 V_i + \frac{1}{2} \Delta_2 W_i, \quad g_{ik} = -(1 + 2\gamma U) \delta_{ik},$$

где

$$U(x, t) = \int \frac{\rho(x', t)}{|x - x'|} dx', \quad \Phi(x, t) = \int \frac{\rho(x', t) \varphi(x', t)}{|x - x'|} dx',$$

$$\varphi = \beta_1 v^2 + \beta_2 U + \frac{1}{2} \beta_3 \Pi + \frac{3}{2} \beta_4 p \frac{1}{|p|},$$

$$\mathfrak{A}(x, t) = \int \frac{\rho(x', t) [(x_i - x'_i) v_i(x')]^2}{|x - x'|^3} dx',$$

$$\mathfrak{B}(x, t) = \int \frac{\rho(x', t) \rho(x'', t) (x_i - x'_i) (x'_i - x''_i)}{|x - x'| \cdot |x' - x''|^3} dx' dx'',$$

$$V_i(x, t) = \int \frac{\rho(x', t) v_i(x')}{|x - x'|} dx',$$

$$W_i(x, t) = \int \frac{\rho(x', t) v_k(x') (x_k - x'_k) (x_i - x'_i)}{|x - x'|^3} dx';$$

здесь  $\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $\Pi$  — полная негравитационная энергия тела,  $v$  — скорость частиц жидкости. Оказывается, что требование существования интегральных законов сохранения в любой теории тяготения, рассматриваемой в PPN-приближении, сводит число существенных параметров разложения к двум уже упоминавшимся параметрам  $\beta$  и  $\gamma$ , которые определяют разложение метрики по степеням  $v/c$  до четвертого порядка или по степеням  $r_g/r$ , где  $r_g$  — гравитационный радиус — до второго. Теория при этом становится инвариантной относительно постгалиевских преобразований координат<sup>98</sup>. Поэтому в дальнейшем различные теории тяготения будут сравниваться между собой, в основном по значени-

ям  $\beta$  и  $\gamma$ , т. е. по своим ньютоновским пределам. В скалярно-тензорных теориях гравитации, где, кроме обычного гравитационного поля, отождествляемого с полем симметричного тензора второго ранга  $g_{\mu\nu}$ , вводится скалярное гравитационное поле  $\phi$ , появляется дополнительный параметр  $\omega$ , который определяет вклад скалярного поля в гравитационный потенциал. Число PPN-параметров при этом не изменяется, но некоторые из них (в частности,  $\beta$  и  $\gamma$ ) становятся функциями  $\omega$ . Поле  $\phi$  играет роль переменной константы тяготения, а его производные в лагранжиане обеспечивают инвариантность теории относительно конформных преобразований метрики. Параметр  $\omega$  появляется в лагранжиане как новая константа взаимодействия скалярного гравитационного поля<sup>17</sup>.

Разложение метрики по параметрам PPN-приближения придает теориям тяготения вид, удобный для сравнения с экспериментом, если иметь в виду эксперименты с медленно движущимися телами в слабом гравитационном поле, или, другими словами, если приборами в эксперименте служат обычные ньютоновские тела.

В основе PPN-приближения лежат следующие гипотезы<sup>6, 9, 16</sup>:

1) На 4-мерном пространстве-времени как дифференцируемом многообразии существует метрика сигнатуры 2, с помощью которой обычным образом производятся измерения отрезков длины и времени:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu.$$

Гравитация, по крайней мере частично, считается связанной с этой метрикой.

2) Взаимодействие материи и негравитационных полей с гравитацией описывается уравнением  $\nabla_\mu T^\mu_\nu = 0$ , где  $\nabla_\mu$  — ковариантная дивергенция по отношению к метрике, а  $T^\mu_\nu$  — тензор энергии-импульса всех материальных и негравитационных полей.

Теории, в которых выполняются эти гипотезы, называются метрическими.

В общем случае вопросы о существовании лагранжиана или гамильтонiana в теории, а также о свойствах инвариантности и, в частности, общей ковариантности теории, остаются открытыми. Какие-либо уравнения поля для метрики в PPN-приближении отсутствуют. Поэтому рассматриваются только траектории частиц или массивных тел во внешнем гравитационном поле. При этом  $\beta$  и  $\gamma$  играют роль свободных параметров теории.

Наблюдения за движением материальных объектов и электромагнитных волн в реальном гравитационном поле позволяют сравнить теоретические траектории и экспериментально наблюдаемые, что приводит к определению параметров  $\beta$  и  $\gamma$ . С другой стороны, значения  $\beta$  и  $\gamma$  можно зафиксировать, если подчинить метрику каким-либо уравнениям, связывающим поле тяготения с его источником. Так, уравнения Эйнштейна дают  $\beta = \gamma = 1$ . В теории Бранса — Дикке при  $\omega < \infty$   $\gamma$  несколько меньше единицы и т. д. Иными словами, вблизи ньютоновского предела имеется возможность классифицировать различные теории тяготения по значениям параметров  $\beta$  и  $\gamma$ , к которым приводят соответствующие уравнения поля.

Если не вводить никаких уравнений для метрики, то в самом общем случае в центрально-симметричном гравитационном поле, создаваемом телом массы  $M$ , 4-мерный интервал в изотропных координатах имеет вид

$$ds^2 = f(r) dt^2 - g(r) (dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (1)$$

Изотропными называются координаты, в которых пространственный интервал пропорционален своему евклидову выражению. В<sup>18</sup> формуле (1)  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  — радиальное расстояние от притягивающего центра,

$f$  и  $g$  — некоторые функции  $r$ , которые в постニュтонаовском приближении записываются следующим образом:

$$f = 1 - \frac{r_0}{r} + \frac{\beta r_0^2}{2r^2} + \dots, \quad g = 1 + \frac{\gamma r_0}{r};$$

здесь  $r_0 = 2GM/c^2$  — гравитационный радиус источника поля (для Солнца  $r_0 = 2,9532 \text{ км}$ ),  $c = 1$ .

Уравнения поля накладывают определенные ограничения на вид функций  $f$  и  $g$  и значения параметров  $\beta$ ,  $\gamma$ . В теории Эйнштейна

$$f = \left( \frac{4r - r_0}{4r + r_0} \right)^2, \quad g = \left( 1 + \frac{r_0}{4r} \right)^4,$$

т. е.  $\beta = \gamma = 1$ .

Ниже приводится табл. II значений  $\beta$ ,  $\gamma$  в различных типах теорий тяготения (Λ — космологическая константа).

Таблица II

Теория	$\gamma$	$\beta$
Общая теория относительности	1	1
Скалярно-тензорные теории	$\frac{1+\omega}{2+\omega}$	$1+\Lambda$
Теория Бранса—Дикке ( $\Lambda=0$ )	$\frac{1+\omega}{2+\omega}$	1

Из этой таблицы видно, что при  $\omega \rightarrow \infty$  скалярно-тензорные теории с космологическим членом и без него переходят в ОТО.

Наблюдаемые релятивистские эффекты, содержащие зависимость от параметров  $\beta$  или  $\gamma$ , представлены в табл. III.

Таблица III

Наблюдаемый эффект	Зависимость от $\beta$ , $\gamma$
Отклонение лучей света и задержка радиосигнала	$\frac{1}{2}(1+\gamma)$
Геодезическая прецессия гироскопа	$\frac{1}{3}(1+2\gamma)$
Эффект Ленеэ—Тирринга (увлечение инерциальных систем вращающимся источником)	$\frac{1}{2}(1+\gamma)$
Сдвиг перигелия (вековой)	$\frac{1}{3}[2(1+\gamma)-\beta]$

Формульная зависимость и результаты проверки основных релятивистских эффектов, которые доступны в настоящее время для экспериментальных измерений в космосе, выглядят следующим образом.

а) Отклонение лучей света и микроволн

$$\delta\varphi = \left( \frac{1+\gamma}{2} \right) \frac{4GM}{c^2d},$$

где  $G$  — ньютонаовская константа тяготения,  $M$  — масса источника поля,

$d$  — параметр столкновения. Эта формула впервые была получена Эйнштейном, который нашел, что луч света, проходящий вблизи края солнечного диска, должен отклоняться на  $1,75''$ . Впервые этот эффект был обнаружен в 1919 г. и впоследствии много раз проверялся. Однако даже в настоящее время точность оптических измерений остается невысокой. Измеренные значения отклонения лучей света лежат в интервале  $1,6'' - 2,2''$ , что соответствует значениям  $0,9 < \gamma < 1,3$ <sup>3, 37, 109</sup>. Во время экспедиции, проведенной в 1973 г. Техасским университетом и Королевской Гринвичской обсерваторией наблюдалось отклонение  $(1,66 \pm 0,18)''$ , что при экстраполяции к солнечному лимбу дает  $(0,95 \pm 0,11) L_s$ , где  $L_s = 1,75''$ . Систематические ошибки в этом эксперименте не учитывались<sup>37</sup>.

Точность измерений значительно улучшается при переходе от оптического к радиодиапазону. Радиоинтерферометры с большой базой (VLBI) позволили в настоящее время довести точность измерения эйнштейновского эффекта для радиоволн до  $2-3\%$ <sup>38, 39</sup>. Радиоизмерения проводились на двух группах источников: квазарах ЗС 273 и ЗС 279, один из которых каждый год 8 октября проходит за Солнцем, и радиоисточниках 0116 + 08, 0119 + 11 и 0111 + 02. Эксперимент по наблюдению биений радиосигналов от квазаров был предложен Шапиро и впервые осуществлен в 1967 г. независимо Шапиро и Мулманом. Они получили на разных антенах эйнштейновское значение  $\gamma$  с точностью  $12-15\%$ . Постепенно точность радиоизмерений повышалась, но согласие с ОТО сохранялось. Обзор результатов радиоизмерений отклонения микроволн гравитационным полем Солнца, проведенных до 1972 г., можно найти в<sup>10, 40</sup>, а также в<sup>3</sup>. Обработка измерений на квазарах по наблюдениям 1972 г. давала  $\gamma = 0,98 \pm 0,06$ <sup>41</sup> (группа Шапиро). Уточненные данные измерений, проведенных в октябре 1973 г. на квазарах ЗС 273 и ЗС 279, в пределах 3% согласуются с теорией Эйнштейна<sup>39</sup>.

Измерения, проведенные Фомалонтом и Шрамеком в апреле-мае 1974 г. на радиоисточниках 0116 + 08, 0119 + 11 и 0111 + 02 дали  $\gamma = 1,030 \pm 0,22$ . Однако в настоящее время авторы уточнили значение  $\gamma$ , проведя дополнительные измерения в марте-апреле 1975 г., и получили  $1,014 \pm 0,018$ <sup>38</sup>. Этот результат согласуется с ОТО и не согласуется с теорией Бранса — Дикке, если  $\omega < 23$ . При  $\omega > 23$  отклонения от теории Эйнштейна оказываются меньше ошибок эксперимента.

### б) Задержка радиосигнала

$$c\Delta t = r + \frac{1+\gamma}{2} \frac{4GM}{c^2} \ln \frac{r_0 + r_1 + r}{r_0 + r_1 - r} = r + \frac{1+\gamma}{2} \frac{4GM}{c^2} \ln \left( \operatorname{ctg} \frac{A}{2} \operatorname{ctg} \frac{B}{2} \right) \quad (2)$$

( $r$  — ньютоновское расстояние от наблюдателя до отражателя,  $r_1$  — расстояние от отражателя до Солнца,  $r_0$  — расстояние от наблюдателя до Солнца, углы  $A$  и  $B$  отмечены на рис. 3).

Измерение задержки радиосигнала при прохождении его вблизи Солнца представляет собой альтернативный способ определения  $(1 + \gamma)/2$ . Этот эффект измеряется с помощью отражения сигнала от космического аппарата или поверхности планеты (см. рис. 3). Точность измерений повышается, если отраженный сигнал посыпается в другом диапазоне частот. При отражении сигнала от поверхности планеты точность примерно на два порядка хуже, чем при использовании космического аппарата. Для измерений нужно с большой точностью знать расстояние до зонда, когда он проходит за Солнцем. Поэтому в таких экспериментах используются высокостабильные стандарты частоты<sup>66</sup>. Из формулы (2) видно, что чем

ближе проходит луч к поверхности Солнца, т. е. чем меньше углы  $A$  и  $B$ , тем больше релятивистский эффект, причем электромагнитная волна имеет даже возможность обойти вокруг Солнца. Практически, задержка во времени эквивалентна дополнительному расстоянию  $\sim 60$  км. Однако эти 60 км можно получить как из ОТО, так и благодаря задержке радиосигнала в солнечной короне. Исключая влияние солнечной короны, увеличивая точность измерений, можно попытаться заметить различия между теориями гравитации, которые дают разную величину  $c\Delta t$ .

Первые попытки измерения задержки радиосигнала были предприняты при посылке сигналов на Меркурий, Венеру и Марс <sup>33</sup>. Время прохождения отраженного сигнала было измерено, но значение  $(1 + \gamma)/2 > 0,99$  получилось с очень большой ошибкой. Затем измерения были повторены и дали  $\gamma = 1,03 \pm 0,04$  (Шапиро с сотрудниками <sup>34</sup>). Ошибки в этих

экспериментах возникали из-за неточного знания орбиты планеты, протяженности и шероховатости ее поверхности, неточного знания положения центра масс планеты. Лучшую точность дает отражение сигнала от космического зонда с активным ретранслятором. Такой эксперимент был с успехом проведен в 1967 и 1969 гг. на «Маринерах-6 и 7». Отражался когерентный модулированный сигнал. Используя этот метод, Андерсон с сотрудниками получил  $(1 + \gamma)/2 = 1,02 \pm 4\%$ . Ошибка 4% бралась с запасом, чтобы учесть большую неопределенную ошибку, вносимую поглощением радиоволн в солнечной короне. Радиоволны с частотой, на которой осуществлялась связь ( $S$ -диапазон, 2300 Мгц) сильно задерживаются солнечной короной.

По оценкам Андерсона и Мулмана 1970 г. ошибка из-за солнечной короны эквивалентна ошибке в определении расстояния около 90 км. Для повышения точности измерений в дальнейшем отраженный сигнал посыпался на частоте  $\sim 9600$  Мгц ( $X$ -диапазон), которая меньше задерживается солнечной короной. Такая 2-волновая связь позволила уменьшить ошибку в определении расстояния до зонда до величины  $<1$  м. Однако остались систематические небесно-механические ошибки и негеодезичность орбиты зонда. Поэтому суммарная ошибка остается на уровне нескольких процентов. Уточненный анализ данных, полученных с помощью «Маринеров-6, 7», приводит в настоящее время к значению

$$\frac{1+\gamma}{2} = 1.00 \pm 0.03$$

Для того чтобы точно измерить  $\gamma$ , нужно знать около 20 различных параметров: массы планет и расстояния до них, параметры орбиты зонда, параметры наземных станций слежения. Все эти параметры известны неточно <sup>53, 58, 110</sup>. Обработка результатов измерений представляет собой очень сложную статистическую задачу. Поэтому эксперименты на космических аппаратах за солнечной короной проводятся в течение многих лет, что позволяет повысить точность измерений за счет усреднения ошибки. Поле тяготения на самом космическом зонде не учитывается. Преимуществом экспериментов с «Маринерами-6, 7» была возможность независимого анализа данных, полученных от двух зондов.

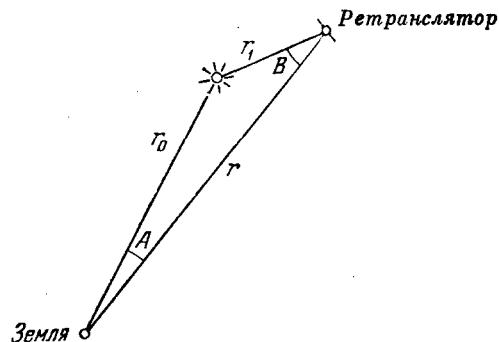


Рис. 3.

Ошибку из-за отклонения траектории зонда от геодезической можно уменьшить различными способами. Например, как уже говорилось в гл. 2, можно сделать зонд свободным от сноса с помощью компенсации негравитационных воздействий, или превратить его в спутник какой-либо планеты и использовать для расчетов параметры орбиты планеты как тела, свободного от сноса. Второй вариант был использован в экспериментах на «Маринере-9», запущенном в 1971 г. и выведенном на орбиту вокруг Марса. Орбита зонда определялась центром масс планеты. Проблемы, связанные с негравитационными силами, изменяющими орбиту зонда, в этом эксперименте были устранины и главные ошибки определялись солнечной короной. Важность этого эксперимента состоит в том, что его систематические ошибки отличаются от систематических ошибок, возникающих при других способах измерений. Поэтому совпадение результатов с предыдущими измерениями γ позволяет больше доверять всем результатам ОТО, полученным разными методами. По предварительным оценкам точность измерения γ на «Маринере-9» составляла меньше 1% <sup>57</sup>, но более точная обработка измерений дала эйнштейновское значение γ с точностью 6%.

Эксперимент такого же типа был проведен в декабре 1976 г. на орбитальных и спускаемых аппаратах «Викинг-1,2». По предварительным сообщениям точность измерений оказалась очень высокой <sup>36</sup>.

### в) Прецессия планетного перигелия

$$\delta\theta = \frac{2-\beta+2\gamma}{3} \cdot \frac{6\pi GM}{c^2 a (1-e^2)} + \text{прецессия из-за сплющенности Солнца } J_2$$

( $a$  — большая полуось эллипса,  $e$  — эксцентриситет).

Важным инструментом для исследования свойств пространства-времени является изучение различных видов прецессий и в первую очередь прецессий планетных орбит.

Как известно, ОТО предсказывает для прецессии перигелия Меркурия величину  $43,03''$  за столетие. Но эта ничтожная величина получается вычитанием из большой наблюдаемой прецессии перигелия  $5600, 73 \pm 0,41''$  различных больших вкладов, предсказываемых ньютоновской теорией <sup>1, 3</sup>. Оставшиеся  $43''$  — это необъяснимая по Ньютону часть прецессии. К счастью, для планетных орбит существуют точные данные за последние несколько сотен лет. Эти данные для Меркурия были проанализированы Клеменсом <sup>42</sup>, который нашел, что  $\delta\theta = 43,11 \pm 0,45''$ . Этот результат — наиболее точное в настоящее время подтверждение ОТО. Комбинация релятивистских параметров определяется здесь с точностью до 1% <sup>3</sup>:

$$\frac{2-\beta+2\gamma}{3} = 1,00 \pm 0,01.$$

Необходимо отметить также, что прецессия перигелия — единственная величина, чувствительная к параметру β в членах второго порядка в  $g_{00}$ . В 1975 г. появились новые оценки сдвига перигелия Меркурия, проведенные другим способом <sup>43</sup>. Они дают величину прецессии  $41'',9 \pm 0'',5$  в столетие.

Прецессии орбит других планет и астероида Икарус также находятся в согласии с предсказаниями ОТО, хотя точность при определении этих эффектов на 1—1,5 порядка хуже, чем в случае Меркурия <sup>3, 111</sup>.

Сдвиг перигелия Меркурия оценивался также группой Шапиро, анализировавшей данные по запаздыванию радарного эха от Меркурия и Венеры, полученные в течение 5-летних непрерывных радионаблюдений за

этими планетами<sup>44</sup>. Данные были получены в период 1966—1971 гг. В результате их обработки определена величина

$$\lambda_p = \frac{2-\beta+2\gamma}{3} = 1,005 \pm 0,007,$$

где 0,007 — статистическая стандартная ошибка. Учет возможных систематических ошибок увеличивает неопределенность полученного результата до 0,02. Комбинируя этот результат с определениями  $\gamma$  по времени запаздывания радиосигнала<sup>34</sup>, авторы дают следующие оценки для  $\gamma$  и  $\beta$ :  $\gamma \approx 1,0 \pm 0,1$ ,  $\beta = 1,1 \pm 0,2$ .

Существенным моментом при обработке результатов наблюдений группы Шапиро было предположение о равенстве нулю квадрупольного момента Солнца  $J_2$ . Если квадрупольный момент Солнца отличен от нуля, блестящее согласие предсказаний ОТО с наблюдениями за прецессией орбиты Меркурия окажется простым совпадением. На такую возможность указали Дикке и Голденберг, которые в 1967 г. обнаружили разницу между полярным и экваториальным радиусами Солнца  $\Delta r/r \sim 5 \cdot 10^{-5}$ <sup>8</sup>. Если бы они оказались правы, то наблюдаемая прецессия в  $43''$  распалась бы на две части: прецессию в несколько секунд, вызванную  $J_2$ , и оставшуюся часть, которую должна была бы объяснить уже неэйнштейновская теория тяготения. Такой теорией могла бы стать теория Бранса и Дикке при  $\omega = 6$ , дополненная моделью Солнца с быстро вращающимся ядром<sup>10, 17, 45</sup>. Однако, и модель неоднородно вращающегося Солнца, и теория Дикке при малом  $\omega$  ( $4 < \omega < 7$ ), и достоверность обнаружения сплющенности Солнца были подвергнуты критике рядом авторов (см. обзоры Хилла<sup>46</sup>, Чэпмена<sup>47</sup>, Роксберга<sup>10</sup> (с. 525—528), а также книгу Зельдовича и Новикова<sup>2</sup>). Новые данные по измерению  $J_2$  не подтверждают результатов Дикке и Голденберга. Результат, полученный Хиллом с сотрудниками, дает  $J_2 = (0,10 \pm 0,43) \cdot 10^{-5}$ <sup>19, 20</sup>. Новые эксперименты по измерению отклонения микроволн в поле Солнца и лазерной локации Луны не согласуются с теорией Бранса — Дикке, если  $\omega < 29$ <sup>38, 48, 49</sup>. Косвенная оценка, сделанная Дикке по результатам лазирования Луны, дает  $|J_2| \leq 0,6 \cdot 10^{-5}$ <sup>48</sup>. Модель неоднородно вращающегося Солнца также встречается с трудностями<sup>10, 50</sup>. Кроме того, летом 1976 г. на французской орбитальной солнечной обсерватории были обнаружены колебания солнечной атмосферы с периодом 14 мин. Поднятие и опускание атмосферы происходит за это время на 1300 км, что составляет  $\sim 10^{-5} r_{\odot}$ <sup>80</sup>.

Таким образом, в настоящее время нет причин сомневаться в согласии предсказаний ОТО с данными по прецессии планетных перигелиев.

### г) Прецессия оси гироскопа

Релятивистская прецессия оси гироскопа в гравитационном поле может вызываться двумя причинами: движением гироскопа по орбите (геодезическая прецессия) и вращением источника поля (эффект Лензе — Тирринга). Формула для полной прецессии с учетом возможных отклонений от уравнений Эйнштейна выглядит следующим образом<sup>3</sup>:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = -(1 + \gamma) (\mathbf{v}\mathbf{S}) \nabla\varphi - \gamma (\mathbf{v}\nabla\varphi) \mathbf{S} + \gamma (\mathbf{S}\nabla\varphi) \mathbf{v},$$

где  $\mathbf{S}$  — вектор угловой скорости вращения гироскопа,  $\mathbf{v}$  — скорость гироскопа на орбите,  $\varphi = -GM/r$  — ньютоновский потенциал.

Если ввести другой сохраняющийся вектор спина:

$$\mathbf{S} \equiv (1 + \gamma\varphi) \mathbf{S} - \frac{1}{2} \mathbf{v} (\mathbf{v}\mathbf{S}),$$

то формула для прецессии оси гироскопа упрощается и принимает вид

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = [\boldsymbol{\Omega} \mathbf{S}]$$

где  $\boldsymbol{\Omega} = -\left(\frac{1}{2} + \gamma\right)[[\mathbf{v}\nabla\varphi] + [\nabla\zeta]]$ ,  $\zeta = \frac{2G}{r^3}(\mathbf{x}\mathbf{J})$ ,  $\mathbf{J}$  — момент вращения Земли.

Оценки показывают, что для гироскопа, установленного на борту ИСЗ, движущегося по полярной орбите вокруг Земли, геодезическая прецессия составляет  $\sim 7''$  в год, а эффект Ленца — Тиринга  $\sim 0'',05$  в год. Из формулы видно, что если в эксперименте измеряется изменение магнитного момента, то эффект пропорционален угловой скорости вращения гироскопа. Поэтому условия наблюдения улучшаются, если угловая скорость вращения гироскопа растет. Однако при большой скорости вращения сам гироскоп может деформироваться, что внесет дополнительные ошибки в измерения. В настоящее время стэнфордская группа физиков готовит эксперимент со сверхпроводящим гироскопом на борту ИСЗ<sup>10, 86, 84</sup>. Осуществить его предполагается в 1979 г. В качестве гироскопа будет использоваться кварцевый шарик, покрытый сверхпроводящим слоем ниobia и подвешенный в магнитном поле. Ошибка, вносимая деформацией шарика из-за его вращения, может составлять в этом эксперименте  $\sim 0'',0254$  в год и должна учитываться<sup>85</sup>. Планируемая точность эксперимента  $0'',001$  в год. Эксперимент с гироскопами интересен тем, что в измеряемый эффект входит новая комбинация компонент метрики.

Космология, астрофизика и гравитационные волны не являются предметом рассмотрения в настоящем обзоре, несмотря на исключительно интересные результаты, полученные в последние годы в первых двух областях. Причиной этого является невозможность выделить в этих случаях гравитационные эффекты в чистом виде, не учитывая других взаимодействий (см., например, дискуссию о космологическом красном смещении<sup>112</sup>). Однако на современном уровне знаний никаких наблюдаемых эффектов, противоречащих теории Эйнштейна, в космологии нет, в то время как противоречия с неэйнштейновскими теориями имеются<sup>1-3, 103</sup>.

Отдельную группу экспериментов составляют попытки обнаружить отклонения от общей теории относительности с помощью поиска эффектов, которые должны отсутствовать в ОТО, но предсказываются неэйнштейновскими метрическими теориями тяготения. В первую очередь здесь следует назвать различные варианты эффекта Нордтвейдта, т. е. появление аномальных ускорений в системе центра масс. Эти ускорения возникают вследствие нарушения принципа эквивалентности для массивных тел из-за неравенства тяготеющей и инертной масс. К неэйнштейновским эффектам относятся также вызванные различными причинами изменения константы тяготения, анизотропия скорости света в гравитационном поле, неравенство скоростей распространения электромагнитных и гравитационных сигналов.

В 1968 г. Нордтвейдт<sup>11</sup> опубликовал фундаментальное и общее исследование возможных нарушений принципа эквивалентности в метрических теориях гравитации. PPN-приближение, использованное Нордтвейдтом для этой цели, в дальнейшем было усовершенствовано Уиллом<sup>95</sup> и другими, причем, попутно был исследован вопрос о существовании и поведении сохраняющихся величин в неэйнштейновских теориях тяготения и влияния граничных условий на параметрическую зависимость различных эффектов. Теории, в которых выполняются законы сохранения, были названы консервативными. Виды неэйнштейновских эффектов и их параметри-

Таблица IV

Экспериментальный тест или наблюдаемый эффект	PPN-теория общего вида	Консервативные теории	Асимптотически лоренц-инвариантные теории
Эффект Нордвеста ( $m_{pass} \neq m_i$ ): а) изотропный б) анизотропный	$7\Delta_1 - 3\gamma - 4\beta$ $2\beta + 2\beta_2 - 3\gamma + \Delta_2 - 2$	$-(4\beta - \gamma - 3)$ 0	$7\Delta_1 - 3\gamma - 4\beta$ $2\beta + 2\beta_2 - 3\gamma + \Delta_2 - 2$
Возмущения в наземных гравиметрических экспериментах: а) вариации $G$ , вызванные: 1) Солнцем и планетами 2) движением через «эфир» 3) анизотропией, связанной с движением через эфир; б) другие эффекты, вызванные: 1) градиентами внешнего поля 2) внутренней структурой Земли	$2\beta + 2\gamma - 2\beta_2 - 2$ $4\beta_1 + 2\gamma + 1 - 7\Delta_1$ $\Delta_2 + \zeta - 1$ $7\Delta_1 + \Delta_2 - 4\gamma - 4$ $5\gamma - 4\beta_2 - \Delta_2$	$4\beta - \gamma - 3$ 0 0 0 $4\beta - \gamma - 3$	$2\beta + 2\gamma - 2\beta_2 - 2$ 0 0 0 $5\gamma - 4\beta_2 - \Delta_2$

ческая зависимость в различных вариантах теории тяготения представлены ниже в табл. IV<sup>98</sup> (см. также<sup>16</sup>).

Из таблицы видно, что требование существования законов сохранения (консервативные теории) или асимптотической лоренц-инвариантности резко уменьшает число независимых параметров PPN-приближения или число возможных наблюдаемых эффектов. Поэтому существование перечисленных эффектов говорило бы или о нарушении фундаментальных законов природы, или о неадекватной реализации теоретических понятий в эксперименте (например, неадекватном выборе эталонов или проблемах тел).

Самый серьезный эксперимент из этой серии — 6-летнее (с августа 1969 по май 1975 г.) исследование орбиты Луны с помощью отраженных лазерных сигналов<sup>48</sup>. Лазерный луч отражался уголковыми отражателями установленными на Луне американскими космонавтами. Были засняты 1523 точки. Обработка измерений показала отсутствие «эффекта Нордвеста» (неравенство инерциальной  $M_i$  и тяготеющей массы  $M_g$ ) для Луны. Параметр Нордвеста оказался равным  $\eta = 0,00 \pm 0,03$ , что соответствует  $M_i/M_g = 1 \pm 1,5 \cdot 10^{-11}$ . В пределах точности эксперимента этот результат можно согласовать также с теорией Бранса — Дикке, если положить  $\omega > 29$ . Но это приводит к отсутствию в пределах ошибок эксперимента сплющенности Солнца  $J_2$ . С точки зрения 5-параметрической PPN-теории с сохраняющимся тензором энергии-импульса интерпретация результатов измерений<sup>48</sup> приводит к значению  $|\beta - 1| \leq 0,02$ . Если в PPN-теории присутствуют только два параметра,  $\beta$  и  $\gamma$ , то для  $\beta$  получается  $|\beta - 1| \leq 0,01$ . Общий вывод: в пределах ошибки  $\pm 30$  см «эффект Нордвеста» отсутствует.

Другая группа экспериментаторов в течение 4-х лет (1970—1974) проводила измерение времени запаздывания лазерных сигналов, отраженных от Луны<sup>49</sup>. Было проведено 1389 измерений. Результаты обработки дали  $M_i/M_g = 1 \pm 7 \cdot 10^{-12}$ ,  $\eta = -0,001 \pm 0,015$ ,  $\beta = 1,003 \pm 0,05$ ,  $\gamma = 1,008 \pm 0,008$  (с корреляцией 0,6). С корреляцией 0,9 получается  $\beta = 1,03 \pm 0,04$  и  $\gamma = 1,02 \pm 0,02$ .

Возможно, что ряд интересных сведений относительно неэйнштейновских эффектов удастся получить из наблюдений за недавно открытым пульсаром PCR 1913 + 16, входящим в двойную систему<sup>54-58</sup>.

Неравенство гравитационной и инерциальной масс, если бы оно существовало, могло бы приводить к анизотропии инерциальных свойств различных тел на Земле, вызванной неоднородностью распределения вещества в окружающем пространстве (например, в Галактике). Поиск такой анизотропии, в связи с проверкой принципа Маха и вне рамок PPN, был предпринят в 1960 г. Хьюзом, Робинсоном и Бельтраном-Лопесом, а также Дривером<sup>113</sup> (см. также<sup>17</sup>). Эксперименты показали отсутствие анизотропии массы  $\Delta m/m$  с точностью  $10^{-22}$ — $10^{-23}$  при ожидаемом эффекте от  $3 \cdot 10^{-10}$  до  $2 \cdot 10^{-5}$ .

Анизотропия инерциальных свойств предсказывается также некоторыми неэйнштейновскими теориями, в частности, двуметрическими<sup>10, 96, 99, 100</sup>. В таких теориях величина ньютоновской константы тяготения  $G$ , измеренная локально в опытах типа Кавендиша<sup>10</sup>, может зависеть от направления. Кроме того, скорость света в них и скорость распространения гравитации могут различаться. Подобная анизотропия  $G$  могла бы быть измерена гравиметром на поверхности Земли по 12-часовым периодическим изменениям, вызванным локальными гравитационными ускорениями.

Однако гравиметрические данные показывают, что анизотропия  $G$  на уровне  $10^{-9}$  отсутствует, что закрывает теории типа Уайтхеда, предсказывающие эффект анизотропии, превышающий в 200 раз экспериментальный предел. Комбинация PPN-параметров ( $\Delta_2 + \zeta - 1$ ) оказывается равной нулю с точностью 3%, а скорость света совпадает со скоростью распространения тяготения с точностью 2%<sup>96</sup>. Движение относительно «эфира» или некой привилегированной системы отсчета также не наблюдается<sup>17, 18, 96, 114</sup>. По оценкам Торна, Уилла, Нордтведта и Ни, анализировавшим всю совокупность данных как астрофизических, так и полученных в релятивистских экспериментах, комбинации параметров, входящие в неэйнштейновские эффекты, зануляются с точностью от  $10^{-5}$  до 0,4 в зависимости от эксперимента<sup>80</sup>.

Вариации константы тяготения  $G$  могут проявляться в самых различных геофизических, небесномеханических и космологических явлениях. Они могут вызывать дрейф материков, изменение орбит небесных тел, изменение характеристик приливов и отливов, влиять на эволюцию звезд и Вселенной. Оценки, проводившиеся многими авторами<sup>15, 17, 18, 87, 115, 116</sup>, анализировавшими гравиметрические, геофизические и небесномеханические данные относительно возможных изменений  $G$ , дают верхнюю границу для амплитуды  $\dot{G}/G$  порядка  $10^{-9}$ — $10^{-10}$ . В 1975 г.<sup>32</sup> появилось сообщение об оценке для  $\dot{G}/G$  из анализа наблюдений за лунными затмениями с 1955 по 1974 г. Особенностью этого эксперимента была замена эфемеридного времени, базирующегося на движении Солнца вокруг Земли, атомными часами. Изменение  $\dot{G}/G$  оказалось равным  $(-8 \pm 5) \cdot 10^{-11}$  год<sup>-1</sup>, что по величине совпадает с хаббловской скоростью расширения Вселенной  $(5,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-11}$  год<sup>-1</sup><sup>117</sup>. Это значение  $\dot{G}/G$  не согласуется с теорией Бранса — Дикке.

Слабый принцип эквивалентности, т. е. существование универсального набора траекторий для всех лабораторных тел независимо от их химического состава и массы устанавливается в настоящее время с точностью  $10^{-11}$ <sup>24</sup>— $10^{-12}$ <sup>28</sup>. Варден и Эверитт готовят эксперимент на ИСЗ<sup>10</sup>, в котором принцип эквивалентности предполагается проверить на уровне  $10^{-17}$ .

Эти эксперименты демонстрируют физическую обоснованность гипотезы о существовании геодезических линий.

Эксперименты по измерению гравитационного красного, а точнее, красно-голубого, смещения спектральных линий позволяют установить, что универсальные траектории пробных тел совпадают с геодезическими линиями метрики локальной лоренцовой системы отсчета и, тем самым, позволяют экспериментально определить класс инерциальных, по Эйнштейну, движений. Необходимость такого определения связана с тем обстоятельством, что свойство инерциальности не содержится в движущихся телах и не может быть извлечено из них простым наблюдением. Одно и то же движение, одна и та же система отсчета могут считаться инерциальными или неинерциальными, в зависимости от выбора уравнений движения теории, в рамках которой мы собираемся описывать наблюдаемые физические явления. Такой выбор связан с выбором средств измерения.

Так, лабораторная система, покоящаяся на поверхности Земли, т. е. инерциальная по Ньютону, в эйнштейновской теории должна считаться движущейся относительно локально-инерциальной системы с постоянным ускорением, направленным от центра Земли и одинаковым как для фотонов, так и для массивных тел. Это подтверждается прямыми вычислениями<sup>6, 9</sup> и опытами по измерению красного смещения спектральных линий в поле Земли с помощью эффекта Мессбауэра (Паунд и Ребка<sup>27</sup>, а также Паунд и Снайдер<sup>28</sup>). Таким образом, красное смещение спектральных линий может служить мерой различия инерциальности системы отсчета по Ньютону и по Эйнштейну.

Измеряя красно-голубое смещение спектральных линий, мы «переводим» описание свойств гравитационного поля с «языка сил» (теория Ньютона) на бессиловой геометрический язык Эйнштейна. Величина красного (или голубого) смещения  $\equiv$  «коэффициенту преобразования»:  $\Delta v/v = gh/c^2$ , где  $v$  — частота фотонов,  $g$  — ускорение свободного падения пробных тел в гравитационном поле,  $c$  — скорость света. Точность измерений гравитационного красного смещения в поле Земли составляет в опытах<sup>27, 28</sup>  $\sim 1\%$ . При измерении красного смещения спектральных линий в поле Солнца точность несколько хуже  $\sim 5\%$ <sup>29, 30</sup>.

В 1976 г. группой физиков Смитсоновской астрофизической обсерватории был проведен эксперимент по измерению красного смещения с помощью атомных часов, установленных на ИСЗ. 18 июня 1976 г. в США был запущен гравитационный зонд с водородным стандартом частоты на борту. Бортовые атомные часы были синхронизированы с аналогичными часами на поверхности Земли ( $v = 1,42 \cdot 10^9$  гц). При удалении от поверхности Земли на 10 000 км частота бортовых часов должна была увеличиться и превысить частоту наземных часов примерно на величину  $\Delta v/v \approx 10^{-9}$ . Неполадки при отделении зонда от последней ступени ракеты-носителя несколько ухудшили условия наблюдения, но руководители эксперимента надеются, что это скажется лишь на увеличении времени обработки данных. Ожидаемая точность эксперимента 0,01%<sup>34</sup>.

Эффект смещения спектральных линий в гравитационном поле занимает особое место среди других гравитационных эффектов. Поскольку он не связан непосредственно с уравнениями поля теории тяготения, но лишь с выбором класса инерциальных движений (т. е. уравнениями движения и принципом относительности), а также законом сохранения энергии-импульса, то при нарушении общей ковариантности или принципа эквивалентности «правильное» красное смещение может уживаться с неэйнштейновскими эффектами.

В неметрических теориях тяготения слабый принцип эквивалентности нарушается. Но если выполняется закон сохранения энергии, то одно-

временно изменяется зависимость величины красного смещения от гравитационного потенциала<sup>118</sup>. Поэтому эксперименты по измерению красного смещения можно понимать так же и как способ проверки степени неметричности теории<sup>119</sup>. Но с нашей точки зрения такая неметричность эквивалентна необычному выбору эталонов и типов инерциальных движений (или систем отсчета) и при обычной схеме релятивистских экспериментов должна отсутствовать.

Таким образом, мы видим, что современная техника эксперимента позволяет подтвердить ОТО с точностью 1—2 %. При этом теория Эйнштейна является единственной среди теорий тяготения, которая не встречается с внутренними трудностями ни на теоретическом уровне (в смысле логической замкнутости), ни на уровне экспериментальном от лабораторных измерений до космических масштабов, включая эволюцию Вселенной.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в последнее десятилетие основные понятия и аксиомы общей теории относительности подверглись интенсивному анализу с точки зрения их физической реализации и подготовки экспериментального базиса для будущих практических приложений.

В области теории характерно появление множества неэйнштейновских теорий тяготения, которые «покушаются» на самые фундаментальные законы и принципы физики: закон сохранения энергии-импульса и специальный принцип относительности, запрещающий «эфир». В то же время в области космологии и астрофизики имеется тенденция использовать не только линейное приближение ОТО и локальные результаты, но также, привлекая топологию, применять теорию Эйнштейна в полном объеме для больших пространственно-временных областей (эволюция Вселенной), сильных гравитационных полей («черные дыры»), учета других взаимодействий<sup>1—4, 86, 120—124</sup>.

В области эксперимента имеется ряд точных подтверждений теории Эйнштейна на уровне 1—3 %, выполненных с помощью новых технических средств при наблюдениях за небесными телами и космическими аппаратами. Отклонения от предсказаний ОТО с высокой степенью точности отсутствуют. Кроме того, готовятся новые программы, где точность измерений предполагается улучшить на 1—2 порядка.

В данной статье суммировались некоторые результаты, как чисто теоретические, так и экспериментальные, чтобы показать, в каком отношении друг к другу находятся теория Эйнштейна и другие теории тяготения, с одной стороны, и гравитационные эксперименты, с другой. Поскольку теория тяготения одновременно является теорией пространства-времени, которое, как мы привыкли думать, дано нам в единственном экземпляре, вопрос об измерении его характеристик далеко не тривиален. Это относится как к самому понятию «измерить», т. е. сравнить с эталоном и, следовательно, с другим пространством-временем, так и к способу реализации процесса измерения. В частности, нужно иметь в виду, что в современных экспериментах информация об эйнштейновских эффектах получается с помощью тех же самых приборов, что и в ньютонаской механике. Поэтому в данной статье, кроме информации о результатах экспериментов, обращено внимание на некоторые проблемы, связанные с реализацией теоретических понятий ОТО в релятивистских экспериментах. Эти проблемы родственны тем, которые возникают на самом деле при подготовке любой теории к сравнению с экспериментом<sup>17, 63 124—126</sup>. «Мы должны помнить, что то, что мы наблюдаем, — это не сама природа, а природа, которая выступает в том виде, в каком она выявляется благодаря нашему способу постановки вопросов»<sup>127</sup>.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, в кн. Эйнштейновский сборник. 1967, М., «Наука», 1967, с. 80.
2. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Строение и эволюция Вселенной, М., «Наука», 1975.
3. С. Вейнберг, Гравитация и космология, М., «Мир», 1975.
4. Н. Friedmann, Astron. and Aerodyn. 14, 24 (1976).
5. А. Эйнштейн, Собрание научных трудов, т. 2, М., «Наука», 1966.
6. K. S. Thorngren, C. M. Will, Astrophys. J. 163, 595 (1971).
7. У. Пресс, К. Торн, УФН 110, 569 (1973).
8. R. H. Dicke, H. M. Goldberg, Phys. Rev. Lett. 18, 313 (1967).
9. R. H. Dicke, Science 184, 419 (1974).
10. Rendiconti della Scuola Intern. di Fisica «Enrico Fermi» (Varenna, sul Lago di Como, 17—29 luglio 1972), Corso 56. Gravizione sperimentale, N.Y.—Lnd., Academic Press, 1974.
11. K. Nordtvedt, Phys. Rev. 169, 1014; 170, 1186 (1968).
12. Д. Д. Иваненко, в кн. Квантовая гравитация и топология (НФФ, вып. 2), М., «Мир», 1973.
13. M. F. Schirkov, Gen. Relat. and Gravit. 4, 131 (1973).
14. Г. Тредер, Теория гравитации и принципы эквивалентности, М., Атомиздат, 1973; Ann. d. Phys. 32, 304 (1975),
15. Проблемы теория гравитации и элементарных частиц, М., Атомиздат, 1975.
16. C. M. Will, Scientific American 231 (5), 25 (1974).
17. Гравитация и относительность, под ред. Х. Цзю и В. Гофмана, М., «Мир», 1965.
18. Сб-ки научн. трудов «Классическая и квантовая теория гравитации», «Релятивистская астрофизика», «Гравитационный эксперимент», Минск, ИФ АН БССР, 1976.
19. H. A. Hill, P. D. Clayton, D. L. Patz, A. W. Healy, R. T. Stebbins, I. R. O'Leary, C. A. Zanoney, Phys. Rev. Lett. 33, 1497 (1974).
20. H. A. Hill, R. T. Stabbins, Astrophys. J. 200, 471 (1975).
21. G. A. Chapman, A. P. Ingersoll, ibid. 183, 1005 (1973).
22. R. H. Dicke, Phys. Rev. Lett. 37, 1240 (1976).
23. D. E. Page, Science 190 (No. 4217) 8, 45 (1975).
24. R. H. Dicke, P. G. Roll, R. Krotkov, Ann. Phys. (N.Y.) 26, 442 (1964).
25. L. B. Kleuzer, Phys. Rev. 169, 1007 (1968).
26. Б. Б. Брагинский, В. И. Панов, Письма ЖЭТФ 61, 873 (1971).
27. R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).
28. R. V. Pound, J. L. Snider, Phys. Rev. 140, B788 (1965).
29. J. B. Raault, Bull. Am. Phys. Soc. 8, 28 (1963).
30. J. L. Snider, Solar Phys. 36, 233 (1974).
31. Определение постоянной тяготения и измерение некоторых тонких гравитационных эффектов, под ред. Ю. Д. Булянже и М. У. Сагитова, М., «Наука», 1973.
32. T. C. van Flandern, Mon. Not. RAS 170, 333 (1975).
33. I. I. Shapiro, G. H. Pettengill, M. E. Ash, M. L. Stone, W. B. Smith, R. P. Ingalls, R. A. Brockelman, Phys. Rev. Lett. 20, 1265 (1968).
34. I. I. Shapiro, M. E. Ash, R. F. Ingalls, W. B. Smith, D. B. Campbell, R. B. Dyce, R. F. Jurgens, §, G. H. Pettengill, ibid. 26, 1132 (1971).
35. J. D. Anderson, P. B. Esposito, W. Martin, C. L. Thornston, D. O. Muhlemann, Astrophys. J. 200, 221 (1975).
36. Intern. Air. Lett., No. 8624, 6 (1976).
37. Astron. J. 81, 452, 455 (1976).
38. E. B. Fomalont, R. A. Sramek, Astrophys. J. 199, 749 (1975); Phys. Rev. Lett. 36, 1475 (1976).
39. K. A. Weiler, R. D. Ekers, E. Raimond, K. J. Wellington, ibid. 35, 134 (1975).
40. K. A. Weiler, R. D. Ekers, E. Raimond, K. J. Wellington, Astron. and Astrophys. 30, 241 (1974).
41. C. C. Counselman, III, S. M. Kent, C. A. Knight, I. I. Shapiro, T. A. Clark, H. F. Hinteregger, A. E. E. Rogers, A. R. Whitney, Phys. Rev. Lett. 33, 1621 (1974).
42. G. M. Clemens, Rev. Mod. Phys. 19, 361 (1947).
43. L. V. Morrison, C. G. Ward, Mon. Not. RAS 173, 183 (1975).

44. I. I. Shapiro, G. H. Pettengill, M. E. Ash, R. F. Ingalls, D. B. Campbell, R. B. Dyce, Phys. Rev. Lett. 28, 1594 (1972).
45. R. H. Dicke, Science 184, 419 (1974).
46. H. A. Hill, R. T. Stebbins, in: 7th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, N.Y., Acad. Sci., 1975, p. 472.
47. G. A. Chapman, ibid., p. 481.
48. J. R. Williams, R. H. Dicke et al., Phys. Rev. Lett. 36, 551 (1976).
49. I. I. Shapiro, C. C. Counselman, III, R. W. King, ibid., p. 555.
50. E. M. Butterworth, J. R. Ipson, Astrophys. J. Lett. 200, 103 (1975).
51. R. A. van Pattern, C. W. F. Everitt, Phys. Rev. Lett. 36, 629 (1976).
52. В. Б. Брагинский, А. Б. Манукин Измерение малых сил в физических экспериментах, М., «Наука», 1974.
53. E. A. Roth, Acta Astronaut. 2, 543 (1975).
54. C. M. Will, Astrophys. J. 205 (pt. 1), 861 (1976).
55. B. M. Barker, R. F. O'Connell, ibid. 199, 25 (1975).
56. K. Nordtvedt, ibid. 202, 248 (1975).
57. I. Международный симпозиум по теории относительности в космосе, Баку, 1973.
58. G. M. Israel, et al., SOREL. A Space Experiment on Gravitation Theories. Fin. Rep. of the Mission Definition Group, v. 1, 2 (ESRO, MS (73) 4), Paris, 1973.
59. AAS/AIAA Astrodynamics Conference (Nassau, Bahamas, 28–30 July 1975), Tarzana, Calif., USA, Amer. Astron. Soc., 1975 (preprint).
60. W. H. Pickering, Astron. and Aeronaut. 12 (9), 22 (1974).
61. В. Б. Брагинский, В. Л. Гиизбург, ДАН СССР 216, 300 (1974).
62. A. L. Robinson, Science 188 (No. 4193), 1099 (1975).
63. Н. П. Коноплева, в кн. Тр. Международного семинара «Векторные мезоны и электромагнитные взаимодействия», Дубна, ОИЯИ, 1969.
64. N. P. Konopleva, Ideen des exakten Wissen (Stuttgart) 10, 671 (1971).
65. B. M. Barker, R. F. O'Connell, Phys. Rev. D11, 711 (1975).
66. В. Б. Брагинский, Экспериментальная проверка теории относительности, М., «Знание», 1977.
67. '74 Rec. IEEE Electronics and Aerospace System Convention, Washington, D.C. (1974), N.Y., 1974, p. 143.
68. A. Dusgrosq, Sci. et avenir., Nr. 351, 493 (1976).
69. Telecom. J. 2, 105 (1975).
70. Raumfahrtforschung 2, 105 (1976).
71. B. Bertotti, G. Golomb, Astrophys. and Space Sci. 17, 223 (1972).
72. Aviation Daily 82, 198 (1976).
73. D. DeBra, in: 7th Intern. Symposium IFAC, Ed. Gottzein, v. 1, Munich, 1976, p. 142.
74. H. M. Schurmeier, J. Space and Rockets 12, 385 (1975).
75. Aviat. Daily 82, No 25, 175, No. 26, 176 (1976).
76. P. K. Chapman, in: 1975 IAF Paper, Lisbon, Portugal, Sept. 1975.
77. П. К. Рашевский, Риманова геометрия и тензорный анализ, М., «Наука», 1964.
78. S. L. Shapiro, A. P. Lightman, Astrophys. J. 207 (pt. 1), 263 (1976).
79. I. D. Anderson, Rev. Geophys. and Phys. 13, 274 (1975).
80. Flight Intern. 110 (No. 3522), 852 (1976).
81. H. Porsche, Raumfahrtforschung 19, 223 (1975).
82. Telecom. J. 42, 269 (1975).
83. Proc. of the Conference on Experimental Tests of Gravitation Theories, Ed. R. W. Davies, NASA-JPL Techn. Memorandum 33-499 (1971).
84. J. A. Lipa, J. R. Niskirk, J. T. Anderson, R. H. Clappier, in: Proc. of the 14th Intern. Conference on Low Temperature Physics (Otaniemi, Finland, August 14–20, 1975), pt. IV, Amsterdam; North-Holland, 1975, p. 250; Flight Intern. 110 (No. 3513), 106 (1976).
85. Э. Карапан. Пространства аффинной, проективной и конформной связности, Казань, Изд-во КГУ, 1962.
86. Н. П. Коноплева, В. Н. Попов, Калибровочные поля, М., Атомиздат, 1972.
87. Н. П. Коноплева, в кн. Гравитация и теория относительности, вып. 4–5, Казань, Изд-во КГУ 1968, с. 67.
88. В. И. Огневецкий, И. В. Полубаринов, в кн. Современные проблемы гравитации, Тбилиси, ТГУ, 1967, с. 430.
89. S. N. Gurt, Rev. Mod. Phys. 29, 334 (1957).
90. Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ 6, 900 (1967).
91. А. Д. Сахаров, ДАН СССР 177, 70 (1967).
92. В. Я. Крейнович, ibid. 222, 319 (1975).
93. В. А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, М., Гостехиздат, 1955.
94. Д. Л. Синг, Общая теория относительности, М., ИЛ, 1963.

95. C. M. Will, *Astrophys. J.* No. 163, 611 (1971).
96. C. M. Will, *ibid.* 169, 141.
97. K. Nordtvedt, *Phys. Rev. D3*, 1683 (1971).
98. C. M. Will, *Astrophys. J.* 169, 125 (1971).
99. A. N. Whitehead, *The Principle of Relativity*, Cambridge, Camb. Univ. Press, 1922.
100. N. Rosen, *Gen. Relat. and Gravit.* 4, 435 (1973); 6, 259 (1975); *Ann. Phys. (N.Y.)* 84, 455 (1974).
101. А. Г. Иосифьян, Вопросы единой теории электромагнитного и гравитационного полей, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1959.
102. H. Yilmaz, *Nuovo Cimento* B26, 165 (1975).
103. W. T. Ni, *Astrophys. J.* 176, 769 (1972).
104. G. J. Whitrow, G. E. Morduch, *Nature* 188, 790 (1960).
105. A. S. Eddington, *The Mathematical Theory of Relativity*, London, Cambridge Univ. Press, 1922.
106. H. P. Robertson, in: *Space Age Astronomy*, N.Y., Acad. Press, 1962.
107. L. I. Schiff, in: *Relativistic Theory and Astrophysics. I. Relativity and Cosmology*, Ed. J. Ehlers, Providence, R.I., Amer. Math. Soc., 1967.
108. R. Baierlein, *Phys. Rev.* 162, 1275 (1967).
109. А. А. Михайлов, УФН 59, 51 (1956); также в кн. Эйнштейн и современная физика, М., Гостехиздат 1956, с. 140.
110. D. S. Robertson, *Nature* 257 (No. 5526), 467 (1975).
111. В. Л. Гинзбург, в кн. Эйнштейн и развитие физико-математической мысли, М., Изд-во АН СССР, 1962, с. 117.
112. The Redshift Controversy, Reading, Mass., W. A. Benjamin, 1973, XVI, 324.
113. V. Beltran-Lopez, H. C. Robinson, V. W. Hughes, *Bull. Am. Phys. Soc.* 6, 424 (1961); R. W. Dreicer, *Phil. Mag.* 6, 683 (1961).
114. S. Margolin, *Intern. J. Theor. Phys.* 13, 189 (1975).
115. I. I. Shapiro, W. B. Smith, M. E. Ash et al., *Phys. Rev. Lett.* 26, 27 (1971).
116. К. П. Станюкович, В. Н. Мельников, в кн. Релятивистская астрофизика. Космология. Гравитационный эксперимент, Минск, Изд. ИФ АН БССР, 1976, с. 111.
117. A. R. Sandage, *Quart. J. RAS* 13, 282 (1972).
118. K. Nordtvedt, *Phys. Rev. D11*, 245 (1975).
119. C. W. Will, *ibid.* 10, 2330 (1974).
120. В. А. Белинский, Е. М. Лифшиц, И. М. Халатников, *ЖЭТФ* 60, 1969 (1971).
121. Я. Б. Зельдович, И. В. Кобзарев, Л. Б. Окунь, *ЖЭТФ* 67, 3 (1974).
122. D. A. Kirzhnits, A. D. Linde, *Phys. Lett.* B42, 471 (1972).
123. S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* 46, 255 (1974).
124. М. А. Марков, О природе материи, М., «Наука», 1976.
125. Е. Л. Фейнберг, УФН 116, 709 (1975).
126. И. Ю. Кобзарев, в кн. Материалы 5-й зимней школы ЛИЯФ, ч. II, Ленинград, 1970, с. 423.
127. В. Гейзенберг, Физика и философия, М., ИЛ, 1963.